

**Ə.Ş.ABDİNOV, N.M.MEHDİYEV**

---

# **OPTOELEKTRONİKA**

**Ali məktəblər üçün dərslik**

*Azərbaycan Respublikası Təhsil Nazirinin  
08.07. 2004-cü il tarixli 640 sayılı  
əmri ilə təsdiq edilmişdir*

**«MAARİF»**

**BAKİ – 2005**

**Müəlliflər:**

fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,  
professor Əhməd Şahvələd oğlu Abdinov,  
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,  
professor Nizami Mikayıl oğlu Mehdiyev.

**Rəy verənlər:**

621.3  
+ A14

fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,  
professor Z.Ə.İskəndərzadə,  
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,  
professor H.S.Seyidli.

**Elmi redaktor:**

fizika-riyaziyyat elmləri doktoru,  
professor A.H.Kazımzadə.

**Optoelektronika.** Ali məktəblər üçün dərslik, Bakı, «Maarif» nəşriyyatı, 2005-cü il. 411 səh, 214 şəkil.

Dərslik ali məktəblərdə fizika, fiziki elektronika, yarımkəçiricilər fizikası, sənaye elektronikasını istiqamətlərində bakalavr pilləsində təhsil alan tələbələr üçün nəzərdə tutulmuşdur. Uyğun ixtisaslar üzrə magistrant, aspirant, mühəndis, elmi işçi və müəllimlər də ondan istifadə edə bilərlər.

**GİRİŞ** ..... 7

**I Fəsil. Optoelektronikanın ümumi prinsipləri və element bazası**..... 12

§ 1.1. Optoelektronikanın ümumi prinsipləri ..... 12  
 § 1.2. Optoelektronikanın element bazası ..... 15

**II Fəsil. Optik şüalanma ilə mühitin qarşılıqlı təsiri**..... 17

§ 2.1. Optik əmsallar ..... 17  
 § 2.2. Optik sabitlər ..... 24  
 § 2.3. Fundamental optik keçidlər ..... 31  
 § 2.4. Güclü aşqarlanmanın fundamental udmaya təsiri ..... 41  
 § 2.5. Temperaturun və təzyiğin fundamental udma kənarına təsiri ..... 43  
 § 2.6. Elektrik və maqnit sahələrində udulma ..... 46  
 § 2.7. Modulyasiya spektroskopiyası ..... 53  
 § 2.8. Eksiton udulması ..... 55  
 § 2.9. Aşqarlarla (lokal mərkəzlərlə) udulma ..... 61  
 § 2.10 Sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma ..... 64  
 § 2.11. Qəfəs udulması ..... 69

**III Fəsil. Yarımkəçiricilərdə generasiya və rekombinasiya prosesləri**..... 71

§ 3.1. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların generasiya və rekombinasiyası ..... 71  
 § 3.2. Zonalarası şüalanma rekombinasiyası ..... 79  
 § 3.3. Zonalarası zərbə rekombinasiyası ..... 83  
 § 3.4. Lokal mərkəzlərlə rekombinasiya ..... 87  
 § 3.5. Yapışma və rekombinasiya mərkəzləri ..... 95  
 § 3.6. Səth rekombinasiyası ..... 98

<b>IV Fəsil. Şüalanma .....</b>	<b>106</b>
§ 4.1. İstilik şüalanması .....	107
§ 4.2. Bərk cisimlərdə lüminessensiya .....	114
§ 4.3. Yarımkəçiricilərdə rekombinasiya şüalanması .....	116
§ 4.4. Rekombinasiya şüalanmasının kinetikası .....	128
§ 4.5. Lüminessensiyanın temperatur sönməsi .....	130
§ 4.6. Məcburi şüalanma .....	132
<b>V Fəsil. Işıq mənbələri .....</b>	<b>140</b>
§ 5.1. Şüalandıran yarımkəçirici cihazlar .....	140
§ 5.2. Işıqlanan diodlar .....	144
§ 5.3. Heteroqəçidli işıqlanan diodlar .....	150
§ 5.4. Işıqlanan diodların əsas parametr və xarakteristikaları .....	152
§ 5.5 Antistoks lüminoforlu işıqlanan diodlar .....	156
§ 5.6. Elektrolüminoforlar .....	157
§ 5.7 Lazerlər .....	161
§ 5.8. Lazerlərin növləri .....	165
§ 5.9. Yarımkəçirici lazerlər .....	175
<b>VI Fəsil. İnformasiyanın optik işlənməsi .....</b>	<b>189</b>
§ 6.1. Dalğaların modulyasiyası .....	189
§ 6.2. Optik modulyasiya .....	192
§ 6.3. Işığın qoşa şüa sınıması .....	194
§ 6.4. Süni qoşa şüasınma .....	197
§ 6.5. Akustooptik effektlər və akustooptik modulyatorlar .....	198
§ 6.6. Elektrooptik effektlər və elektrooptik modulyatorlar .....	204
§ 6.7. Maqnitooptik effektlər və maqnitooptik modulyatorlar .....	211
§ 6.8. Optik modulyatorların əsas parametrləri .....	215
§ 6.9. Optik deflektorlar .....	219
§ 6.10. Optik transparantlar .....	224
§ 6.11. Maye kristallar əsasında elektrooptik	



transparantlar .....	227
§ 6.12. Optik idarəli transparantlar .....	230
§ 6.13. Optik yaddaş və yaddaş elementləri.....	237
§ 6.14. İnformasiyanın holoqrafiya üsulu ilə yazılışı .....	243
§ 6.15. Optik traktıda rəqəm-analoq çevrilmələri.....	247
<b>VII Fəsil. Fotoelektrik hadisələri.....</b>	<b>251</b>
§ 7.1. Fotokeçiricilik .....	251
§ 7.2. Dember effekti .....	265
§ 7.3. Həcmi fotoelektrik hərəkət qüvvəsi .....	269
§ 7.4. Fotoelektromaqnit effekti .....	271
§ 7.5. <i>p-n</i> keçidə işığın təsiri .....	275
§ 7.6. Heterokeçidlərə işığın təsiri .....	282
§ 7.7. Anomal fotogərginlik .....	284
§ 7.8. Varizon strukturlarda fotoelektrik hadisələri.....	285
<b>VIII Fəsil. Fotoqəbuledicilər.....</b>	<b>288</b>
§ 8.1. Fotoqəbuledicilərin xarakteristika və parametrləri .....	288
§ 8.2. Elektrovakuum fotoqəbulediciləri .....	294
§ 8.3. Fotorezistorlar .....	299
§ 8.4. Fotodiodlar .....	302
§ 8.5. Fototranzistorlar .....	307
§ 8.6. Tutumlu fotoqəbuledicilər.....	311
§ 8.7. Koordinata görə həssas fotoqəbuledicilər .....	313
<b>IX Fəsil. Optik indikatorlar .....</b>	<b>316</b>
§ 9.1. Optoelektronikada indikatorlar .....	316
§ 9.2. Vakuum indikator cihazları.....	318
§ 9.3. Qazboşalma indikatorları.....	322
§ 9.4. Maye kristallar əsasında indikatorlar .....	325
§ 9.5. Elektroxrom indikatorları .....	331
§ 9.6. Bərk cisim indikatorları.....	334
§ 9.7. Elektrolüminofor indikatorları .....	336

<b>X Fəsil. Optronlar.....</b>	<b>343</b>
§ 10.1. Optron cütleri.....	343
§ 10.2. Optronların əsas xarakteristika və parametrləri .....	346
§ 10.3. Optronların tipləri .....	348
§ 10.4. Optocütələr arasında əlaqə .....	355
<b>XI Fəsil. İnteqral optika elementləri.....</b>	<b>359</b>
§ 11.1. Müstəvi dalğaötürücüləri ( işıqötürücüləri).....	359
§ 11.2. Müstəvi işıqötürücülərinin növləri.....	365
§ 11.3. İnteqral optika işıqötürücülərinə işıq şüalarının girişi və çıxışı .....	369
§ 11.4. İnteqral optik modulyator, deflektor və istiqamətli şaxələndiricilər .....	375
§ 11.5. Lifli optik işıqötürücüləri.....	384
§ 11.6. İşıq liflərində optik itkilər .....	389
§ 11.7. Lifli optik rabitə xətləri .....	391
§ 11.8. Rabitə elementlərinin optik vəhdəti.....	394
§ 11.9. Lifli və inteqral optikada şüalandırıcı və qəbuledicilər.....	397
§ 11.10. Lifli optika qeydediciləri .....	400
<b>ƏDƏBİYYAT SİYAHISI .....</b>	<b>406</b>

## GİRİŞ

Tarixən insanlar, bəzən hətta mahiyyətini dərk etmədən belə, özlərinə lazım olan informasiyaların böyük hissəsini optik şüalanma vasitəsi ilə qəbul etmiş və ötürmüşlər. Bu, ilk növbədə optik şüalanmanın (ışığın) çox böyük yayılma sürətinə malik olması və istənilən əşya, cisim, eləcə də hadisə və proseslər haqqında daha ətraflı və dürüst məlumatın görmə vasitəsi ilə əldə oluna bilməsindən irəli gəlir.

Hələ çox-çox qədim zamanlarda insanlar müəyyən signal-ları bir-birinə məsafədən alov və tüstü vasitəsi ilə göndərmişlər. «*Min dəfə eşitməkdənsə, bir dəfə görmək yaxşıdır*» kəlamı da min illərin sınağı nəticəsində yarandığı kimi, onun min illər də yaşı var.

Əgər müasir texnikanın imkanları da nəzərə alınarsa, demək olar ki, bu gün insanlar informasiyanın 90%-dən çoxunu məhz görmə vasitəsi ilə əldə edirlər. Lakin bu, heç də son hədd deyildir və bir çox hallarda görmə imkanlarının daha da genişləndirilməsi zərurəti qaçılmazdır. Belə ki, insan gözü çox kiçik ölçüyə malik ( $0,1 \text{ mm}$ -dən kiçik), eləcə də çox uzaq məsafələrdə və qaranlıqda yerləşən cisimləri görmür. O, yalnız dalğa uzunluğu  $0,38 \div 0,78 \text{ mkm}$  olan şüalanmaları hiss edir. Ona görə də adi insan gözü ya bu dalğa uzunluğu oblastında şüalanan, ya da həmin oblastdan olan işıqla işıqlandırılan qaytarıcı səthləri görmək iqtidarındadır.

Optik şüalanma diapozonu, yeni görünən işıqla ümumi bir prinsip əsasında heyecanlaşdırılan, şüalanan, çevrilən və istifadə olunan şüalanmanın diapozonu isə çox genişdir. Dalğa uzunluğunun  $0,01 \div 2000 \text{ mkm}$  diapozonunu əhatə edən bu şüalanma şərti olaraq  $0,01 \div 0,38 \text{ mkm}$  – *ultrabənövşəyi*,  $0,38 \div 0,78 \text{ mkm}$  – *görünən*,  $0,78 \div 3,00 \text{ mkm}$  *yaxın infraqırmızı (İQ)*,  $3,00 \div 10 \text{ mkm}$  *orta İQ* və  $10 \div 2000 \text{ mkm}$  *uzaq İQ* şüalanma oblastlarına bölünür. Ətrafda olan cisimlərin demək olar ki, hamısı şüalanır və onların şüalandırdığı optik dalğalar bu diapozona daxildir. Lakin insan gözü belə geniş şüalanma spektrinin yalnız dar bir zolağına ( $0,38 \div 0,72 \text{ mkm}$ ) həssasdır.

Əgər nəzərə alınsa ki, optik diapozonun yalın insan gözü ilə görünməyən hissələri, xüsusi ilə də İQ oblastdan olan şüalanmalar daha çox informasiya vermək və ötürmək imkanlarına malikdir; elmin, texnikanın və sənayenin çoxlu sayda ehtiyat problemləri var ki, onlar daha kiçik ( $d < 0,1 \text{ mm}$ ) və daha uzaq ( $100 \text{ km}$ -lərlə) məsafədə yerləşən obyektlər haqqında məlumat ala bilər. Işıq təbiətində mümkün olan ən böyük sürətlə yayılır; optik şüalanma vasitəsi ilə müxtəlif prosesləri onların gedişatına müdaxilə etmədən – birbaşa kontakt olmadan tədqiq etmək mümkündür. Belə geniş ( $0,01-1000 \text{ mkm}$ ) bir diapozondan olan optik şüalanma atmosfer vasitəsi ilə və ya optik kəblə yayılaraq qəbulediciyə çatıb burada xüsusi elektron qurğuları vasitəsi ilə elektrik siqnallarına çevrilə bilər. Onda optik şüalanma vasitəsi ilə informasiyanın ötürülməsi və qəbulunun nə dərəcədə maraqlı, əhəmiyyətli və böyük imkanlara malik olduğuna heç bir şübhə qalmaz.

Hər hansı siqnalı optik şüalanma vasitəsi ilə qəbuledici sisteme ötürərək burada onu elektrik siqnallarına çevirib ətraflı tədqiq etmək olar. Bu yolla görünməyən optik siqnalları görünənə, təhlili çətin olan işıq siqnallarını geniş təhlil imkanlarına malik elektrik siqnallarına çevirmək də mümkündür. Bütün bu «optik-elektrik-optik» (optoelektron) çevrilmələri prinsipi əsasında işləyən sistemlərin quruluşu, işləmə mexanizmi, onlarda baş verən fiziki proseslər optoelektronikanın predmetini təşkil edir.

Optoelektronika – eyni zamanda həm optik, həm də elektrik üsullarından istifadə etməklə informasiyanın formalaşması, verilməsi (ötürülməsi), qəbulu, işlənilməsi, qorunması (saxlanması) və lazım olduqda canlandırılması ilə məşğul olan elmi-texniki istiqamətdir. O, optik və elektrik proseslərinin bir araya gətirilməsi ilə yanaşı, bərk cisimlər, xüsusilə də yarımkeçirici materiallar əsasında mikrominatürləşmənin həyata keçirilməsi ilə də əlamətdardır.

Optoelektron sistemləri optik şüalanma mənbəyindən, şüalanmanın tənzimləndiyi optik sistemdən, fotoqəbuledicidən, optik siqnalın müqabilində yaranan elektrik siqnalının təhlil

olunduğu elektron sxemlərindən və yekun elektrik siqnalının qəbuledicisindən təşkil olunur.

Optoelektron qurğuları informasiyanın ötürülməsi və təhli li məqsədlərinə xidmət göstərən elektrik və digər elektron sistemləri ilə müqayisədə informasiya tutumunun böyük olması, informasiyanın yazılışının yüksək sıxlığı, kiçik dağılma bucağına malik monoxromatik işıq dəstəsinin alınma bilməsi, mənbə və şüaqəbuledici arasında elektrik rabitəsinin olmaması və siqnalın bir istiqamətdə yayılması, arzuolunmaz kənar siqnallardan yüksək dərəcədə mühafizə oluna bilmək, siqnalların həm zamana, həm də məkana görə modulyasiyasının mümkünlüyü kimi bir sıra əsaslı üstünlüklərə malikdir.

Bütün bu deyilənlər optoelektron qurğularının tətbiqini çox perspektivli edir və optoelektronikanın sürətlə inkişafı üçün güclü zəmin yaradır.

Optoelektron sistemləri kompleks sistemlərdir və bu komplekslik həmin cihazları xalis elektron və xalis optik cihazlardan fərqləndirir.

Optoelektronikanın element bazası da elektronikanın digər sahələri ilə müqayisədə daha rəngarəng və zəngindir. Buraya müxtəlif iş prinsipli və quruluşlu işıq mənbələri (lazerlər, qeyri-koherent işıq mənbələri, elektrolüminessent işıq mənbələri, injeksiya işıq diodları, katodolüminessensiya cihazları və s.), modulyatorlar (faza, polyarlaşma, tezlik və intensivlik modulyatorları), deflektorlar, işıq gücləndiriciləri, optik kabellər, qeyri-istilik fotoqəbulediciləri (fotoresistorlar, fotoqalvanik qəbuledicilər, fotovarikaplar, fotoelementlər və s.), elektrik sahəsi və ya işığın təsiri ilə idarə olunan transparantlar, optik yaddaş elementləri daxildir.

Bu elementlərin hər biri tam daxili qayıtma, interferensiya, pyezoeffekt, Frans-Keldış effekti, eksiton xəttinin genişlənməsi, difraksiya, injeksiya, metal-yarımkeçirici faza keçidi, Faraday effekti, Qann effekti, maye kristallara xas olan effektlər, akustooptik effekt, polyarlaşma, difraksiya, konsentrasiya qradienti, induksiyalanmış (məcburi) şüalanma, injeksiya, elektrolüminessensiya, elektrik deşilmələri, katodolüminessensiya,

müxtəlif növ qaz boşalmaları, fotokeçiricilik, fotoqalvanik effekt, fototutum, qalıq fotokeçiriciliyi, termomaqnit yaddaşı, faza keçidləri, fotoxrom effekt, termoplastik yaddaş, seqnetoelektriklərin yenidən polyarlaşması, elektroxrom effekti, optik zədələnmə, fotokimyəvi reaksiya, fotoelektrik yorulma və başqa bu kimi hadisələrdən biri və ya eyni zamanda bir neçəsi əsasında fəaliyyət göstərdiyindən, optoelektronikanın mövzusu çox mürekkəb və maraqlı bir fizikaya malikdir.

Optoelektron sistemlərinin tətbiq imkanları da çox genişdir. Belə ki, bu sistemlərdən dəqiq ölçmə, maddənin quruluşunun öyrənilməsi, asta və sürətli proseslərin tədqiqi, materialların emalı (işlənilməsi), müxtəlif texnoloji proseslərin idarə olunması, qaranlıqda (gecə) görmə, cisimlərin temperaturunun məsafədən ölçülməsi, naviqasiya, astronomik və astrofiziki tədqiqatlar, müxtəlif obyektlərin aşkar olunması və hərəkətlərinin idarə edilməsi, ətraf mühitin öyrənilməsi, atom, molekul, toxuma və qlobal əhəmiyyətli proseslərin tədqiqi sahələrində, eləcə də çoxlu sayda başqa işlərdə geniş istifadə olunur.

Optoelektronikanın belə geniş tətbiq imkanlarına, zəngin element bazasına və elmi əsaslara malik olması onun fiziki əsaslarının geniş mütəxəssis ordusunun-mühəndislərin, konstruktörlərin, fiziklərin, hesablama texnikası sahəsində çalışanların, texnoloqların, kimyaçıların, həkimlərin, bioloqların tanış olmasını zəruri edir.

Müəlliflərin Bakı Dövlət Universitetinin fizika fakültəsində müxtəlif fənnlər üzrə oxuduqları mühazirələr əsasında tərtib edilmiş bu dərslikdə optoelektronikanın fiziki əsasları və uyğun optoelektron cihazlarının işini tənzimləyən elektron hadisələrinin mahiyyəti şərh olunur, bir sıra optoelektron elementlərinin iş prinsipinə, əsas xarakteristika və parametrlərinə nəzər yetirilir.

Optoelektronika optik və elektrik siqnallarının qarşılıqlı çevrilməsi, elektromaqnit şüalanmasının mühitdə yayılması və mühitlə qarşılıqlı təsiri, şüalanma, fotokeçiricilik və fotoqalvanik hadisələri, bərk cisimlərdə sərbəst yükdaşıyıcıların genera-

siyası və rekombinasiyası proseslərini əhatə etməklə, bir sıra elm sahələrinin sintezindən yaranmışdır.

Deyilənləri nəzərə alaraq, kitabda işığın yayıldığı mühitlə qarşılıqlı təsiri, sərbəst yükdaşıyıcıların generasiya və rekombinasiyası, şüalanma, fotokeçiricilik, modulyasiya, işıq şüalan-dırıcıları, fotoqəbuledicilər, modulyatorlar və deflektorlar, informasiyanın optik üsulla işlənməsi, indikatorlar və optronlar, integral optika elementləri kimi məsələlərə baxılmışdır.

Kitab fizika, fiziki elektronika, yarımkəçiricilər fizikası, tətbiqi fizika, sənaye elektronikası, informatika, radiotexnika və radorabitə istiqamət və ixtisasları üzrə təhsil alan bakalavrlar üçün nəzərdə tutulsa da, ondan uyğun ixtisaslar üzrə magistrant, aspirant, elmi işçilər də istifadə edə bilərlər.

*Müəlliflər kitabın ərsəyə gəlməsinə göstərdikləri köməyə görə professor C.Ş.Abdinova, dosent H.M.Məmmədova, «Spektr» müəssisəsinin direktoru fizika-riyaziyyat elmləri namizədi M.H.Hətəmovə və «Qorqud holdinq»-in prezidenti H.H.Əliyevə minnətdarlıqlarını bildirirlər.*

## I FƏSİL

### OPTOELEKTRONIKANIN ÜMUMİ PRİNSİPLƏRİ VƏ ELEMENT BAZASI

Bütövlükdə elektronika dedikdə, maddələrdə baş verən elektron hadisələrinin öyrənilməsi, bu hadisələrin əsasında elektron cihazlarının düzəldilməsi, həmin cihazlar əsasında elektron sxemlərinin yaradılması, nəhayət bu sxem və cihazlardan təşkil olunmuş mürekkəb elektron sistemlərinin qurulması ilə məşğul olan elm və texnika sahəsi nəzərdə tutulur. Lakin onun enerji məqsədləri üçün istifadə olunan hissəsi istisna olunmaqla, qalan hissəsi demək olar ki, əsasən informasiyanın formalaşması, ötürülməsi, işlənilməsi, saxlanması (mühafizəsi) və canlandırılması məsələlərini həyata keçirən sistemlərin, yeni informasiya sistemlərinin yaradılmasına xidmət göstərir. İnformasiya sistemlərinin yaradılması işlərinin və tətbiq olunma sahələrinin genişlənməsi mərhələlərində məlumatın vizuallaşdırılması problemi də qarşıya çıxmışdır. Bu işə elektronikaya optik hadisələrin də cəlb edilməsi zərurətini yaratmışdır. Bundan başqa, elektron sxemlərində çoxlu sayda qalvanik kontaktların bir-birinə təsiri, etalətlilik və s. kimi çətinliklər də qarşıya çıxmışdır.

Bu məsələlərin uğurlu həlli yalnız optoelektronikanın imkanları hesabına mümkün olmuşdur.

Müasir və gələcək informasiya sistemlərində aparıcı rol oynayan optoelektronikanın geniş tətbiq imkanı və sahələrinə malik olması ilk növbədə onun özünəməxsus prinsiplərə və element bazasına malik olması ilə bağlıdır.

#### § 1.1. Optoelektronikanın ümumi prinsipləri

Əgər optoelektronikanın əsas məlumat daşıyıcısı olan işığın funksiyalarını adi elektronikadakı məlumat daşıyıcısı olan elektrik siqnallarının funksiyaları ilə müqayisə etsək, deyə bilərik ki, optoelektronikada işıq şüaları elə elektronikadakı elektrik



siqnalları kimi, idarəetmə, çevirmə və rabitə funksiyalarını yerinə yetirir. Lakin bu iki amilin oxşarlığı bununla bitir. Funksional dövrlərdə istifadə baxımından qalvanik və optik rabitələrin bundan başqa ümumi (ortaq) bir xüsusiyyəti yoxdur.

Optoelektronika elektronika ilə müqayisədə bir sıra vacib və prinsiplial üstünlüklərə malikdir. Bu üstünlüklər ilk növbədə işıq siqnalının elektrik siqnallarından keyfiyyətcə fərqlənməsindən irəli gəlir. Belə ki, elektrik siqnalları yüklü zərrəciklər hesabına yarandığı halda, işıq siqnalları yüksüz fotonlardan təşkil olunur. Işıq dəstəsindəki fotonlar bir-birinə qarşılıqlı təsir göstərmir, qarışmır və bir-birindən səpilmir. Əgər elektrik siqnallarının ötürüldüyü traktlarda daşınan informasiyaya zərərli təsir göstərən bir sıra induksiyanmış elektrik və maqnit hadisələri yarana bilirsə, işıq seli üçün belə hadisələr baş vermir. Bu xüsusiyyətlər işıq vasitəsi ilə sadə bir kanalla eyni zamanda çoxlu sayda bir-birinə qarşılıqlı təsir göstərməyən siqnallar göndərməyə imkan verir. Digər tərəfdən, bu xüsusiyyətlər optik siqnallar halında sxemin elementləri arasında tam qalvanik aralanmanın təmin olunmasına imkan verir. Bu halda əksinə optik rabitə təmin etmək mümkündür.

Optik siqnallar halında qalvanik əlaqənin tamamilə qırılması, elektrik siqnalları halında mövcud olan bir sıra ciddi çətinliklərin aradan qaldırılmasına imkan verir. Belə ki, məhz bunun nəticəsində yüksək və alçaq gərginlikli (voltage), yüksək və alçaq müqavimətli (omlu), alçaq və yüksək tezlikli dövrləri bir-biri ilə uyğunlaşdırmaq mümkün olur. Qalvanik əlaqənin qırılması işıq rabitəsi halında siqnalın mənbədən qəbulediciyə yönəlmiş tam biristiqamətliyini və idarə olunan (çıxış) elementinin idarəedən (giriş) elementə təsirini aradan qaldırır.

Optoelektronikanın prinsiplərindən biri də elektron sistemlərində olduğu kimi, optik siqnalın parametrlərinin tək-cə zəmandan deyil, həm də koordinatdan asılı olması, yəni tam xəyallarla işləyə bilmək və ya işıq dəstəsinin fəzada vəziyyətini dəyişə bilməklə işləmək imkanının olmasıdır.

Optoelektronikanın prinsiplərinin tətbiqi işığın bir çox parametrlərindən – intensivliyindən, tezliyindən, fazasından, po-

lyarizasiyasından faydalanmağa imkan verir.

Optik birləşmə kontaktları həm də əngəl siqnallardan yüksək dərəcədə qoruna bilmək xüsusiyyətinə malikdir. Bu sxemlərdə təmiz optik xarakterə malik çoxlu sayda aralıq əməliyyatların ( difraksiyanın , interferensiyanın, holoqrafiyanın və s.) həyata keçirilməsi mümkündür.

Optoelektronikada informasiya daşıyıcısı yüksək tezliyə malik işıq fotonların olması çox geniş zolaqlı qurğular yaratmağa imkan verir.

Optik rabitənin effektivliyi üçün, dövrdə elektrik siqnalının işıq və işıq siqnalının elektrik siqnalına çevrilməsi mümkün qədər itkisiz baş verməlidir. İkinci çevirmə mərhələsində fotohəssas element tərəfindən üzərinə düşən işıq şüalarının daha çox hissəsinin udulması tələb olunur . Aparılan tədqiqatlar göstərir ki, bütün elektromaqnit dalğaları spektrindən optoelektron foton rabitəsi üçün ən böyük effektivliyə malik olan görünən oblastın da daxil olduğu  $0,40-1,2$  mkm dalğa uzunluğu oblastıdır.

Görünən oblasta uyğun şüalanmanı yaxşı uda bilən, habelə şəffaf olan əlverişli materiallar vardır. Bu oblastda işləyə bilən və əksəriyyəti bərk cisimlər əsasında olan çoxlu sayda idarə olunan işıq mənbələri kəşf edilmişdir. Görünən oblastdan daha qısa dalğalara doğru udulma kəskin artdığından, dalğaötürən boyunca yayılan siqnalın güclü sönməsi baş verir. Digər tərəfdən, indiki dövrdə daxili fotoeffekt əsasında işləyən və ultrabənövşəyi oblastda yüksək həssaslığa malik fotoqəbuledicilərin olmaması da ultrabənövşəyi oblastdan olan şüalanmanın optoelektronikada tətbiqini çətinləşdirir. Zəif udulan daha qısa uzunluqlu rentgen şüalarının optoelektronikada tətbiqi isə, bu şüaların alınmasının texniki çətinlikləri ilə məhdudlaşır.

Görünən şüalanmaya nisbətən daha uzun dalğalara həssas fotoqəbuledicilərin tətbiqində də çətinliklər mövcuddur. Bu, ilk növbədə onların çox aşağı temperaturlara qədər soyudulma zərurəti ilə bağlıdır. Bu halda, qızdırılmış cisimlərin, eləcə də sxemin təşkil olunduğu elementlərin yaratdığı fon da kəskin problem yaradır.

Digər tərəfdən ultrabönövşeyi və infraqırmızı şüalanmalar görünən oblastdan kənarda yerləşdiyindən onları görünən şüalara çevirmədən sistem üzərində vizual müşahidə aparmaq olmur. Buna görə optoelektronikada əsasən görünən oblastdan olan şüalanmadan istifadə edilir və onun bütün element bazası məhz bu dalğa uzunluğu diapozonuna hesablanır.

Yüksək dərəcədə inteqrasiya olunmuş və kiçik astana sıqnallarında işləyən elementlərin çox sıx qablaşdığı işıqötürənlərin uzunluğu *mikronun hissələri qədər* olduğundan, optoelektron qurğularında ultrabönövşeyi şüalardan istifadə etmək, görünən oblastdan olan şüalanmaya nəzərən daha əlverişli sayıla bilər. Digər eyni şərtlər şəraitində, qısdalğalı şüalanma əngəllərə qarşı daha çox davamlı olmaqla yanaşı, həm də daha çox informasiya tutumuna və daxili fotoeffektin daha böyük kvant çıxışına malikdir.

## § 1.2. Optoelektronikanın element bazası

Ümumi şəkildə optoelektron qurğu işıq mənbəyi (1), optik sistem (2), şüaqəbuledicisi (3) (*fotoqəbuledicisi*), signalın təhlil olduğu elektron sistemi (4) və qeydedici sistemdən (5) təşkil olunur (şəkil 1.1). Optoelektron qurğuların tərkibindəki hər bir komponent (ışıq mənbəyi, optik sistem, şüaqəbuledici, təhliledici və qeydedici sistemlər) ayrı-ayrılıqda optoelektronika elementləri adlanır. Bu elementlər çoxluğuna optoelektronikanın element bazası



Şəkil 1.1. Optoelektron cihazın prinsipial sxemi

deyilir. Elektronikanın istənilən başqa sahələri ilə müqayisədə optoelektronikanın element bazası daha rəngarəng və daha zəngindir. Məsələn, ən mürəkkəb elektron sxemləri sayılan inteqral sxemlər *p-n* keçidə, *metal-dielektrik-yarımkəçiricisi kontaktına*, yaxud da *Şottki keçidinə* malik az sayda elementlərdən təşkil olunur. Buraya bir neçə sadə passiv elementlər də daxil olunur. Optoelektron elementləri isə öz iş prinsiplərinə, konstruksiya və texnologiya xüsusiyyətlərinə görə xeyli fərqlənir-

lər. İndi optoelektronika cihazları əsasən müxtəlif işıq mənbələrindən – qeyri koherent şüalanma verən elektrolüminessensiya özlərindən, injeksiya işıq diodlarından və koherent işıq mənbələri olan müxtəlif qaz, maye, bərk cisim, yarımkəçirici injeksiya, elektron zərbələri ilə həyəcanlaşdırılan və s. lazerlərdən, fotoqəbuledicilərdən (fotorezistorlar, fotodiodlar, fototranzistorlar, fototiristorlar, skanistorlar, fotovarikaplar, fotovaktorlar və s.), deflektorlardan (akustooptik, elektrooptik, difraksiya, interferensiya və s.), modulyatorlardan (elektrooptik, pyeoelektrik, polyarizasiya və s.), işıq gücləndiricilərindən (kvant gücləndiriciləri, laylı və s.), lifli və nazik təbəqəli (lentvari) – aktiv və passiv elementlərdən (lifli lazerlər, lifli generator və gücləndiricilər, işıq diodları, çevirici və ya aşırıcı elementlər və s.), elektrik və optik idarə olunan transparantlardan, (maye kristallar, termoplastiklər, elastometrlər və s.), optik reversiv yaddaş elementləri və mühitlərindən təşkil olunur.

Bu elementlərin hər birinin fəaliyyəti fotokeçiricilik, fotovoltaik effekt, xarici fotoeffekt, induksiyanmış və spontan şüalanma, elektrolüminessensiya, injeksiya, elektrik deşilmələri, katodolüminessensiya, seqnetoelektriklərdəki fiziki proseslər, termomaqnit effektləri, Frans-Keldiş effekti, hündəsi relyefin dəyişməsi, qadağan olunmuş zonanın eninin temperaturla dəyişməsi, qalıq fotokeçiriciliyi, eksiton udulması ilə baş verən yükyaşa, optik zədələnmə, termomaqnit yaddaş, interferensiya, difraksiya, Qann effekti, Faradey effekti, yarımkəçirici-metal faza keçidi, eksiton xətlərinin genişlənməsi, pyeoeffekt, elektrooptik effekt, tam daxili qayıtma (əks olunma), ekstraksiya kimi hadisələrə əsaslanır.

Əlbəttə, bu siyahıları xeyli genişləndirmək də olar. Lakin elə bu deyilənlər optoelektronikanın element bazasının nə qədər rəngarəng və zəngin, nəzəriyyəsinin isə necə mürəkkəb olduğunu təsəvvür etməyə kifayət edir. Əksər hallarda hər hansı bir element bir neçə elementlərin vəhdətindən ibarət, çox hallarda isə müəyyən bir optoelektron elementinin fəaliyyəti sadalanan fiziki hadisələrdən bir neçəsi ilə bağlı olur.



Bərk cisimlər üçün işığın intensivliyinin kiçik qiymətlərində  $R$  – düşən işığın intensivliyindən asılı olmayıb, yalnız onun tezliyi (dalğa uzunluğu) ilə təyin olunur və  $R(\nu)$  yaxud  $R(\lambda)$  asılılıqları mühitin *qaytarma spektri* adlanır. İntensivliyin yüksək qiymətlərində şüalanmanın elektrik sahəsi atomdaxili sahə ilə müqayisə olunduqda qeyri-xətti optik hadisələr yaranır və optik əmsallar intensivlikdən asılı olur. Bu fəsilə yalnız xətti optik hadisələr nəzərdən keçirilir.

Qayıdan şüanın intensivliyi  $I_R = I_0 \cdot R$  ifadəsi ilə təyin olunur. Bu halda mühitə sınıraq daxil olan işığın intensivliyi  $I_0 - RI_0 = (1 - R)I_0$  olar. Mühitədə yayılan işıq düşmə səthindən uzaqlaşdıqca udulma nəticəsində zəifləyir və hər hansı  $dx$  qalınlıqlı qatı keçdikdə onun intensivliyinin azalması

$$dI_x = -\alpha I_x dx \quad (2.2)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. Bu ifadədəki  $\alpha$  mütənasiblik əmsalı uzunluq vahidinə bərabər qalınlıqlı qatda işığın intensivliyinin nisbi azalmasını göstərir və *udma əmsalı* adlanır. Qaytarma əmsalı kimi, udma əmsalı da mühitə düşən işığın intensivliyindən deyil, onun tezliyindən (dalğa uzunluğundan) asılıdır. Bu halda  $\alpha(\nu)$  və ya  $\alpha(\lambda)$  asılılıqları mühitin işığı *udma spektri* adlanır. (2.2) ifadəsini inteqrallamaqla, düşmə səthindən hesablanan  $d$  - qalınlığını keçdikdən sonra işığın intensivliyi üçün:

$$I = I_0 (1 - R)e^{-\alpha d} \quad (2.3)$$

ifadəsi alınar. Qalınlığı  $d$ - olan mühitin qarşı səthindən xaric olan işığın intensivliyi isə  $(1 - R)^2 \cdot I_0 e^{-\alpha d}$  şəklində ifadə edilə bilər. Qarşı səthdən mühitin daxilinə əks olunan şüanın  $I_0 \cdot R(1 - R) \cdot e^{-\alpha d}$  intensivliyi  $R$  qaytarma əmsalının kiçik qiymətində çox zəif olur. Mühitdən xaric olan işığın intensivliyinin düşən işıq intensivliyinə nisbəti kimi təyin olunan *şəffaflıq əmsalı* ( $T$ ) çoxqat əksölünmələr nəzərə alınmaqla,

$$T = \frac{e^{-\alpha d} \cdot (1 - R)^2}{1 - R^2 e^{-2\alpha d}} \quad (2.4)$$

şəklində təyin olunur. Bu ifadədəki  $\alpha$ - və  $R$  – kəmiyyətləri işığın dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılı olduğundan,  $T(\lambda)$  yaxud  $T(\nu)$  asılılıqları mühitin *şəffaflıq spektrləri* adlanır. Mühit üçün  $R$ -in qiymətini bilməklə şəffaflıq spektrləri əsasında (2.4) ifadəsindən  $\alpha$  udma əmsalını təyin etmək mümkündür. Kifayət qədər mürəkkəb olan (2.4) ifadəsi  $R$ -in kiçik,  $(\alpha d)$  -nin isə nisbətən böyük qiymətlərində xeyli sadələşib

$$T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d} \quad (2.4, a)$$

şəklini alır və  $\alpha(h\nu)$  spektrini hesablamağı nisbətən asanlaşdırır.

Mühitin  $\alpha$  udma və  $R$  qaytarma əmsalları bir-biri ilə əlaqədardır:  $\alpha$  artdıqca  $R$  də artır. Udma əmsalı  $\alpha \gg 1$  olduqda isə  $R \sim 1$  *metallik parıltı* halına uyğun gəlir. Maddənin  $R$ - və  $\alpha$ - əmsalları həmin mühitin optik sabitləri olan  $n$  – *ışığı sındırma əmsalı* və  $\varepsilon$  – *dielektrik nüfuzluğundan* asılıdır.

İşığın udulması zamanı onun intensivliyinin zəifləməsi materialda mövcud olan udma mərkəzlərinin  $N$  miqdarından və fotonun həmin mərkəz tərəfindən  $\sigma$  - udulma effektivliyindən asılıdır:

$$\alpha = N \cdot \sigma \quad (2.5)$$

Əgər  $L_{\text{fot}} = (\sigma \cdot N)^{-1} = \alpha^{-1}$  şəklində fotonun mühit daxilində sərbəst qaçış məsafəsi daxil edilərsə,  $\alpha$  - udma əmsalının fotonun *vahid məsafədə udulma ehtimalını* xarakterizə edən fiziki kəmiyyət olduğu aydınlaşar. Fotonun udulma effektivliyi  $\sigma$ - həm fotonun enerjisindən, həm də uducu mərkəzin xarakterindən asılıdır.  $i$  - sayda müxtəlif növ uducu mərkəzlərin mövcudluğu halında  $\alpha_i(\nu) = \sigma_i(\nu) \cdot N_i$  və  $\alpha = \sum_i \alpha_i$  kimi təyin olunur. Foton qəfəs atomları ( $N_i \approx 10^{22} \text{ sm}^{-3}$ ) tərəfindən udul-

duqda,  $\sigma_i$ -nin atomunun qazokinetik ölçüləri ( $\sim 10^{-17} \div 10^{-16} \text{ sm}^2$ ) tərtibində olduğu qəbul edilərsə, udma əmsalı və fotonun qaçış məsafəsi üçün uyğun olaraq,  $\alpha = 10^5 \div 10^6 \text{ sm}^{-1}$  və  $L_{\text{for}} = 10^5 \cdot 10^6 \text{ sm} \approx 100 \div 10000 \text{ Å}$  qiymətləri alınır. Belə udulma *fundamental udulma* adlanır və düşən fotonun enerjisinin  $h\nu \sim E_g$  qiymətlərində reallaşa bilər. Burada  $E_g$  - materialın qadağan olunmuş zonasının eni adlanır və müxtəlif yarımkeçirici materiallar üçün  $0,10 \div 3,0 \text{ eV}$  intervalına uyğun gəlir.

Foton aşqar atomları və ya defektlər tərəfindən udularsa, onların miqdarı  $N \leq 10^{17} \text{ sm}^{-3}$  olduğundan, udma əmsalı  $\alpha \approx 1 \div 10 \text{ sm}^{-1}$  tərtibində olur. Beləliklə,  $\alpha$ -nın qiymətinə görə bilavasitə udma mexanizmi haqqında fikir yürütmək mümkündür.

Optoelektronika cihazları başlıca olaraq yarımkeçiricilərdə baş verən elektron prosesləri əsasında fəaliyyət göstərdiyindən, eləcə də işıq-mühit qarşılıqlı təsiri bu materiallarda daha zəngin xüsusiyyətlərə malik olduğundan, burada işıq-yarımkeçirici qarşılıqlı təsirinə baxılır.

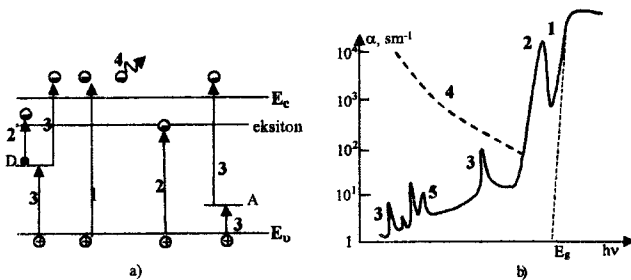
İşığın müxtəlif udulma mexanizmlərini təsvir etmək üçün yarımkeçirici materialın enerji-zona quruluşunun sadə modelinə baxaq (şəkil 2.2). İdeal halda fərz edək ki, baxdığımız yarımkeçiricidə valent zona ( $E_g$ ) tam dolu, keçirici zona ( $E_C$ ) isə boş olmaqla yanaşı, qadağan olunmuş zonada həm  $D$  - donor, həm də  $A$  - akseptor səviyyələri mövcuddur. Belə yarımkeçiricini işıqlandırdıqda işıq fotonunun enerjisindən (tezliyindən) asılı olaraq müxtəlif növ udulma prosesləri baş verə bilər.

1. *Məxsusi (fundamental) udulma* - bilavasitə elektronu valent zonadan keçirici zonaya keçirən prosesə deyilir. Məxsusi udulma  $h\nu \geq E_g$  olduqda baş verir və bu halda udma əmsalı kifayət qədər böyük qiymətə ( $\alpha \geq 10^4 \text{ sm}^{-1}$ ) malik olur. Fundamental udulma şəkil 2.2 a-da 1 keçidi ilə göstərilmişdir.

2. *Eksiton udulması* (Şəkil 2.2, 2 keçidi). Belə udulma iki cür olur. Birinci halda işığın təsiri ilə elektron həyəcanlaşsa da öz deşiyi ilə əlaqəni tam itirmir və onunla birlikdə kristalda hərəkət edir. Belə elektron-deşik cütü *sərbəst eksiton*, bu növ udulma isə *eksiton udulması* adlanır. Eksitonun enerji səviyyə-



ləri hidrogenəbənzər atomun spektrinə uyğun diskret xarakterə malik olduğundan, bu udulma  $h\nu \leq E_g$  ətrafında baş verir və udma əmsalının böyük qiyməti ilə xarakterizə olunur. Əgər işığın təsiri ilə elektron aşqar səviyyəsindən həyəcanlaşdırılırsa və həmin elektron aşqar ionu ilə əlaqəni qıra bilmirsə, belə elektron-deşik cütü *bağlı eksiton* adlanır (*şəkil 2.2 a, 2'-keçidi*).



Şəkil 2.2. Yarımkəçiricidə işığın udulma mexanizmləri (a) və uyğun udma spektri (b)

3. *Aşqar udulması*- işığın təsiri ilə donör və akseptorların elektron itirib ionlaşması və ya onlara elektronların keçməsi nəticəsində (*şəkil 2.2-də 3 keçidləri*) baş verir.

4. *Sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma* -işığın təsiri ilə sərbəst yükdaşıyıcıların kinetik enerjisinin artması kimi təyin olunur. (*şəkil 2.2-də 4 keçidləri*).

5. *Qəfəs udulması* -işıq dalğalarının kristal qəfəsin akustik və optik fononları ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində intensivliyin zəifləməsinə deyilir. Bu udulma uzaq infraqırmızı oblasta uyğun gəlir (*şəkil 2.2, b-də 5 keçidi*).

6. *Zonadaxili udulma* - həm valent, həm də keçirici zona daxilində olan enerji səviyyələri arasında keçidlərə uyğun olaraq qızmar yükdaşıyıcıların yaranması nəticəsində işıq intensivliyinin azalması kimi təyin olunur.

7. *Plazma əksətməsi* - işığın elektron-deşik cütü tərəfindən rezonans xarakterli udulması hesabına baş verir. Bu halda xa-

rakterik plazma tezliyində  $R(\nu)$  asılılığında mütləq minimum müşahidə olunur.

Optik əmsalları təcrübi yolla təyin etmək üçün prinsipial sxemi *şəkil 2.3*-də göstərilən qurğudan istifadə olunur. Qurğu *ışığı mənbəyi* (I), *spektral cihaz* (II) və *qəbuledicilərdən* (IV, V) ibarətdir. Tədqiq olunan *nümunə* (III) elə yerləşdirilir ki, ondan keçən  $\lambda$  - dalğa uzunluqlu işıq qəbuledici tərəfindən qeyd olunsun və şəffaflıq əmsalı  $T(h\nu)$  təyin edilsin. Qəbuledici V vəziyyətində olduqda o, qayıdan şüanın intensivliyini təyin edir və  $R(h\nu)$  asılılığını tədqiq etməyə imkan verir. Maddənin  $\alpha$  - udma əmsalı isə (2.4) ifadəsi əsasında hesablanır.

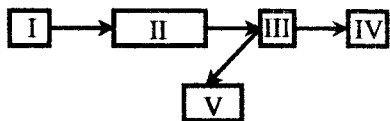
Bu əsas elementlərlə yanaşı, qurğuda güzgülərdən, linzalardan, optik filtrlərdən də istifadə edilir.

Şəffaflıq və qaytarma əmsallarının bütün optik şüalanma diapozonunda ( $0,01 \div 2000$  mkm) tədqiqi müvafiq oblastlar üçün ultrabənövşəyi, görünən, infraqırmızı işıq mənbələri, spektral cihazlar (monoxromatorlar) və işıq qeydediciləri seçilməsi ilə həyata keçirilir.

İşıq mənbələri adətən hər hansı dar optik diapazonda işıq dalğaları şüalandırır. Qızmar cisimlərin şüalanma spektri  $I(\lambda)$  muntəzəm (*kəsilməz*) xarakterə malik olsa da, bu halda etalon kimi mütləq qara cisimdən istifadə edilir. Onun buraxdığı işığın intensivliyi temperaturun dördüncü, spektrin maksimuma uyğun intensivliyi isə temperaturun beşinci dərəcəsi ilə mütənasibdir. Mütləq qara cismin şüalanma intensivliyi

$$I(\nu, T) = \frac{4\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{kT} - 1}$$

kimi Plank düsturu ilə təyin edilərsə də, spektrin maksimumu



Şəkil 2.3. Optik əmsalları ölçmək üçün qurğunun blok sxemi:

I- Işıq mənbəyi, II- monoxromator, III- kristal, IV, V- işıq qəbuledicisi

$\lambda_{max} T = const$  qanunu ilə temperatur artdıqca qısa dalğalara doğru sürüşür. Lakin qızmar cisim oksidləşdiyi üçün, o, vakuumda və ya təsirsiz qazla dolu balonda yerləşdirilməlidir. Balonun pəncərəsi və təsirsiz qaz özlərinə məxsus udma zolaqlarına malik olduqlarından, şüalanma spektrinin müntəzəm kəsilməzliyi pozula bilər. Ona görə də elə materiallar seçilməlidir ki, tələb olunan dalğa uzunluqlu şüaları buraxsın. Bu məqsədlə adətən ultrabənövşəyi və görünən oblastda şəffaf maddə kimi əridilmiş kvarsdan, görünən və yaxın İQ ( $\lambda \leq 3,00 \text{ mkm}$ ) oblastda isə adi şüşədən istifadə olunur. Orta İQ oblastda  $3,00 \leq \lambda \leq 50 \text{ mkm}$  işıq mənbəyi olaraq kömür-sillett çubuqlu *qlobalardan* ( $T = 1500^\circ C$ ), uzaq İQ ( $\lambda > 50 \text{ mkm}$ ) oblastda *yüksək təzyiqli civə lampalarından*, ultrabənövşəyi oblastda isə *hidrogen boşalma lampalarından* istifadə oluna bilər.

İşığın dalğa uzunluğundan asılı olaraq əlverişli parametrlərə malik qəbuledicilərin seçilməsi məsələsi mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Qəbuledicilərin əsas parametrləri dedikdə onların *spektral xarakteristikası, reaksiya müddəti (cəldliyi), integral həssaslığı, astana enerjisi* nəzərdə tutulur. Adətən qəbuledicilər yalnız müəyyən dalğa uzunluğu oblastında həssas olurlar, bu da əsasən işıq enerjisinin elektrik enerjisinə çevrilmə mexanizmi ilə müəyyən olunur. Qəbuledicinin pəncərəsinin şəffaflıq diapazonu da xüsusi rol oynayır. İstilik qəbuledicilərində (*termocüt, balometr*) işıq enerjisi istilik təsiri vasitəsi ilə elektrik enerjisinə çevrildiyindən, onların spektral həssaslıq oblastı cihazın pəncərəsinin materialının xassələri ilə məhdudlaşır. Lakin *fotoelektron vurucusu, fotomüqavimət, fotodiod* selektiv spektral həssaslığa malik olmaqla yalnız dar enerji intervalında fəaliyyət göstərə bilirlər. Qəbuledicinin *reaksiya müddəti* və ya *cəldliyi* dedikdə siqnalın  $e$ - dəfə artmasına uyğun gələn zaman müddəti nəzərdə tutulur. Termoelementlərdə bu parametr çox böyük, balometrdə isə nisbətən kiçik qiymətə malikdir. Elektron prosesləri əsasında fəaliyyət göstərən qəbuledicilərdə bu parametr kifayət qədər kiçik qiymətə malikdir və kinetik hadisələri tədqiq etməyə imkan verir. Görünən, UB və yaxın İQ

oblastda böyük həssaslığa malik və yüksək cəldliyi ilə fərqlənən *fotoelektron vurucularından* istifadə edilir. Fotoqəbuledicinin inteqral həssaslığı  $V/Vt$  və ya  $A/Vt$ -la ölçülür və hər 1 *Vatt* işıq enerjisinə uyğun gələn fotosiqnalın qiymətini göstərir. *Qəbuledicinin astana enerjisi* ( $P_{min}$ ) elə ən kiçik qiymətli şüa enerjisinə deyilir ki, bu enerjiyə malik fotosiqnal *cihazın məxsusi küyündən* seçilə bilsin. Elektron mexanizmlı qəbuledicilərdə  $P_{min}$ -un qiymətini kiçiltmək üçün həmin cihazları bir qayda olaraq aşağı temperaturalara qədər soyutmaq lazım gəlir.

## § 2.2. Optik sabitlər

Mühitlərin optik əmsallarının ölçülməsi onların *optik sabitlərini* təyin etməyə imkan verir. Optik sabitlər işığın elektromaqnit dalğası kimi mühit ilə qarşılıqlı təsirini müəyyən edir. Optik sabitlərin təyin olunduğu ifadələr *Maksvell tənlikləri* vasitəsi ilə alınə bilər. Əgər kənar sahə və həcmi yüklər iştirak etmədikdə mühit  $\sigma$  elektrik keçiriciliyinə və  $\epsilon_1$  dielektrik nüfuzluğuna malikdirsə, onda Maksvell tənlikləri:

$$\text{rot}\vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \quad (2.6)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \epsilon_1\epsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \sigma\vec{E} \quad (2.6, a)$$

$$\text{div}\vec{E} = 0 \quad (2.6, b)$$

$$\text{div}\vec{H} = 0 \quad (2.6, c)$$

(2.6) ifadəsinə *rot*-la təsir etdikdə:

$$\text{rotrot}\vec{E} = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}\vec{H}$$

Vektor hesabından məlum olduğu kimi:

$$\text{rot rot } \vec{E} = \nabla[\nabla \vec{E}] = \nabla(\nabla \vec{E}) - \vec{E}(\nabla \nabla) = \text{grad div } \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}$$

(2.6, a) və (2.6, b)-ni nəzərə aldıqda, (2.6) ifadəsi

$$-\nabla^2 \vec{E} = \mu \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \mu_0 \varepsilon_1 \varepsilon_0 \sigma \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

şəklinə düşər.

(2.7) ilə analogi ifadəni  $\vec{H}$  vektoru üçün də müəyyənləşdirmək mümkündür. Əgər işıq Z oxu istiqamətində yayılırsa, (2.7) tənliyi  $\nu$  sürəti ilə yayılan və  $\omega$  - tezlikli dalğanı xarakterizə edir:

$$E = E_0 e^{i\omega(t - \frac{z}{\nu})} \quad (2.8)$$

(2.8) ifadəsini (2.7)-də nəzərə aldıqda, mühitdə işığın yayılma sürəti üçün:

$$\nu^{-2} = \mu_0 \varepsilon_0 \mu \varepsilon_1 - i \frac{\sigma \mu \mu_0}{\omega} \quad (2.9)$$

ifadəsi alınar. Bu ifadədən görüldüyü kimi, işığın mühitdə yayılma sürəti kompleks xarakter daşıyır. Digər tərəfdən

$\nu = \frac{c}{n^*}$  olduğundan, mühitin kompleks sındırma əmsalı

$n^* = n - ik$  kimi təsvir oluna bilər. Sındırma əmsalının xəyali hissəsi işığın udulması ilə əlaqədar olduğundan *udma göstəricisi* və ya *ekstiksiya əmsalı* adlanır. (2.9) ifadəsində  $\nu$ -ni nəzərə alsaq, kompleks sındırma əmsalı

$(n^*)^2 = c^2 \mu \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_1 - \frac{i\sigma}{\omega \varepsilon_0})$  olar.

Burada  $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$  və əksər materiallar üçün  $\mu = 1$  olduğunu nəzərə aldıqda:

$$n^{*2} = \varepsilon_1 - \frac{i\sigma}{\varepsilon_0\omega} = n^2 - k^2 - 2nk \cdot i = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad (2.10)$$

olar. Kompleks kəmiyyətlər bərabər olduqda onların *həqiqi* və *xəyali* hissələrinin öz aralarında bərabər olması şərtini (2.10) ifadəsində nəzərə aldıqda:

$$\begin{cases} n^2 - k^2 = \varepsilon_1 & (\text{Həqiqi hissə } Re) \\ 2nk = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega} = \varepsilon_2 & (\text{Xəyali hissə } Im) \end{cases} \quad (2.11)$$

alınar. Deməli keçirici mühitdə dielektrik nüfuzluğu kompleks karakter daşıyır  $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$  və  $\varepsilon_1$  - *sınmanı*,  $\varepsilon_2$  - *isə udmanı* karakterizə edir.

(2.11) tənliklərini həll edək:

$$\begin{aligned} 2n^2 &= \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon_1^2 \varepsilon_0^2 \omega^2} \right)^{1/2} + \varepsilon_1 \\ 2k^2 &= \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{\sigma^2}{\varepsilon_1^2 \varepsilon_0^2 \omega^2} \right)^{1/2} - \varepsilon_1 \end{aligned} \quad (2.12)$$

Buradan  $\sigma \rightarrow 0$  olduqda dielektrik mühit üçün  $k \rightarrow 0$  və  $n^2 = \varepsilon_1$  *klassik halı* alınar.

Kramers və Kroninq  $k(\omega)$ -ni bildikdə  $n(\omega)$ -ni və əksi-nə,  $n(\omega)$ -ni bildikdə isə  $k(\omega)$ -ni hesablamaq üçün

$$n(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega k}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega; \quad k(\omega) = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{n d\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} d\omega \quad (2.13)$$

ifadələrini vermişlər.

Elektron hesablama maşınlarının köməyi və optik ölçmələr vasitəsi ilə  $n$  və  $k$ -nın spektrlərini hesablamaq mümkündür. Dielektrik nüfuzluğu  $\varepsilon_1$  və  $\varepsilon_2$  üçün də uyğun

$$\varepsilon_1(\omega_0) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \varepsilon_2(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega; \varepsilon_2(\omega) = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_2(\omega) d\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (2.14)$$

ifadələri yazıla bilər.  $n^* = n - ik$  ifadəsi (2.8)-də nəzərə alınarsa

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{\omega k Z}{c}} \cdot e^{i\omega(t - \frac{nZ}{c})} \quad (2.15)$$

olar. Bu ifadə işığın yayıldığı  $Z$  oxu istiqamətində amplitudu  $E_0 \cdot e^{-\frac{\omega k Z}{c}}$  qanunu ilə azalan dalğanın tənliyini ifadə edir. Dalğanın intensivliyi  $I = [\vec{H}\vec{E}]$  Poyntinq vektoru vasitəsi ilə təyin olunur. Bu baxımdan intensivlik amplitudun kvadratı ilə mütənasib ( $I \approx E^2$ ) olduğundan,

$$I = I_0 e^{-\frac{2\omega k Z}{c}} \quad (2.16)$$

ifadəsi alınar. Burada  $I_0$  - düşən işığın intensivliyidir ( $I_0 \sim E_0^2$ ). (2.16) ifadəsi  $Z$  - artdıqca intensivliyin azalma qanununu təcəssüm etdirir. (2.16) və (2.3) düsturlarının müqayisəsindən:

$$\alpha = \frac{2\omega k}{c} = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.17)$$

Beləliklə, sındırma əmsalının xəyali hissəsi  $K = \text{Im}(n^*)$  əmsalı bilavasitə mühitin udma əmsalını təyin edir. Yarımkəçirici mühit daxilində yayılan elektromaqnit dalğası maddə ilə qarşılıqlı təsirdə xüsusi növ enerji itkisinə məruz qalır ki, bu da işığın udulması kimi təyin olunur.

Mühit daxilində işığın udulmasını təyin etmək üçün  $n$  və  $k$  -nin işığın tezliyindən asılılıq spektrlərini tədqiq etmək lazımdır. Bu asılılıqları iki üsulla:  $n$  və  $k$  -ni *qaytarma* və *şəffaflıq spektrlərindən* hesablamaqla tapmaq mümkündür.

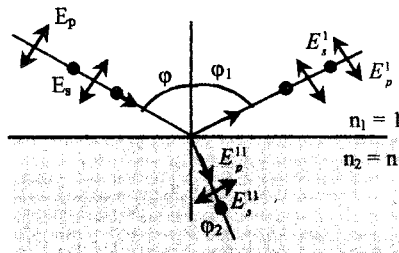
Əgər işıq mühitə havadan ( $n_1=1$ ) müəyyən  $\varphi$  bucağı altında sındırma əmsalı  $n$  olan düşsə (şəkil 2.4), onda qayıdan və sınan şüaların elektrik vektorları üçün *Frenel düsturları*:

$$E'_S = -E_S \frac{\sin(\varphi - \varphi_2)}{\sin(\varphi + \varphi_2)} \quad (2.18)$$

$$E'_p = -E_p \frac{\text{tg}(\varphi - \varphi_2)}{\text{tg}(\varphi + \varphi_2)} \quad (2.19)$$

şəklində yazıla bilər. Bu ifadələrdəki  $\varphi$  - düşmə və ya qayıtma,  $\varphi_2$  - sınma bucağı,  $E_S$  - düşmə müstəvisində,  $E_p$  - isə ona perpendikulyar müstəvidə polyarlaşmış işığa uyğun elektrik vektorlarıdır.

(2.18) və (2.19) ifadələri kompleks sındırma əmsalı üçün də doğru qalır və  $n - ik = \frac{\sin \varphi}{\sin \varphi_2}$  kimi ifadə olunan *sınma qanunu* ödənilir.



Şəkil 2.4 Hava-mühit sərhədində işığın qayıtma və sınması

Mühitin  $s$  və  $p$  polyarizasiyalı işığı qaytarma əmsalları

$$R_S = |E'_S/E_S|^2 \quad \text{və} \quad R_p = |E'_p/E_p|^2 \quad (2.20)$$

kimi təyin edildiyindən və düşmə bucağının kiçik qiymətlərində  $\text{tg} \varphi \approx \sin \varphi$  və  $\cos \varphi = \cos \varphi_1 = 1$  olduğundan

$$R_S = R_p = \left| \frac{\sin \varphi \cos \varphi_2 - \cos \varphi \sin \varphi_2}{\sin \varphi \cos \varphi_2 + \cos \varphi \sin \varphi_2} \right|_{\varphi=\varphi_2 \rightarrow 0}^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (2.21)$$





Udma spektrini tədqiq etdikdə nümunənin qalınlığı dəqiq ölçülə bilirsə, qaytarma əmsalını ölçmədən də  $\alpha(\omega)$  - asılılığı tədqiq oluna bilər. Əgər eyni keyfiyyətli səthlərə malik  $d_1$  - və  $d_2$  - qalınlıqlı iki nümunədən istifadə olunarsa, udma əmsalını təyin etmək üçün

$$\alpha = \frac{1}{d_1 - d_2} \ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{1}{d_1 - d_2} \ln \frac{I_2}{I_1} \quad (2.23)$$

ifadəsindən istifadə edilə bilər. Burada  $I_1$  - işığın birinci  $d_1$  qalınlıqlı,  $I_2$  - isə ikinci  $d_2$  - qalınlıqlı nümunədən keçən intensivliyidir. Bu üsulun əsas çətinliyi ondadır ki, nümunənin  $d$  - qalınlığının təyində yol verilən kiçik xəta  $\alpha$  - udma əmsalının qiymətinə güclü təsir edir, çünki şəffaflıq əmsalının  $10^3$  dəfə dəyişməsi  $\alpha$ -nın qiymətini cəmi 6 dəfə dəyişdirir.

Fundamental udulmalarda  $\alpha \sim 10^4 \text{ sm}^{-1}$  olduğundan şəffaflıq əmsalını dəqiq ölçmək üçün əsas şərt kimi  $\alpha d \approx 1$  götürülməlidir. Bu isə nümunənin qalınlığına məhdudiyyət qoyur. Udma spektrini geniş intervalda tədqiq etmək üçün eyni kristaldan müxtəlif qalınlıqlı nümunələr hazırlamaq lazımdır. Udma əmsalının maksimumu şəffaflıq minimumuna uyğundur və  $\alpha_{\min} d \sim 1$  olduqda T-nin təyində  $\sim 16\%$  xəta buraxılır.  $\alpha < 1/d$  olduqda isə xəta daha böyük olur. Əgər  $\alpha$  -udma əmsalı  $\alpha = 10 \div 10^4 \text{ sm}^{-1}$  intervalında təyin olunmalıdırsa, aşağı sərhəd üçün  $d = 1 \text{ mm}$  ( $\alpha \approx 10 \div 80 \text{ sm}^{-1}$ ), yuxarı sərhəd üçün  $d = 8 \text{ mkm}$  ( $\alpha \approx 250 \div 10^4 \text{ sm}^{-1}$ ) qalınlıqlı nümunələr hazırlanmalıdır.  $\alpha = 80 \div 250 \text{ sm}^{-1}$  aralığını örtmək üçün qalınlığı  $\sim 200 \text{ mkm}$  olan üçüncü bir nümunədən istifadə olunmalıdır.

Optik sabitlər işığın interferensiyası əsasında da təyin oluna bilər. Əgər nümunə kifayət qədər nazikdirsə, eyni qalınlığın interferensiyası müşahidə olunur və iki qonşu ( $m$ ) və ( $m - 1$ )-ci minimumlar üçün interferensiya şərti

$$\left. \begin{aligned} 2nd &= \lambda^{m-1}(m-1) \\ 2nd &= \lambda^m \cdot m \end{aligned} \right\}$$

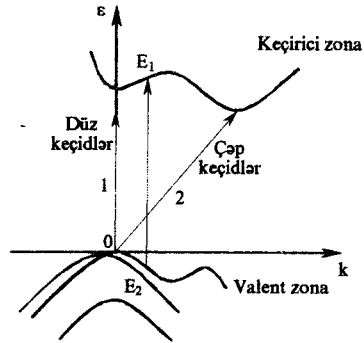
olar. Bu ifadələrdən  $m$  -i yox etməklə  $nd$  kəmiyyətini təyin etmək mümkündür.

$$nd = \frac{\lambda_m \cdot \lambda_{m-1}}{2(\lambda_{m-1} - \lambda_m)} \quad (2.24)$$

Bu üsul əsasən nazik nümunələr üçün  $n$  sındırma əmsalının qiyməti məlum olduqda  $d$ -ni təyin etmək üçün işlədilir. Optik əmsalları təyin etmək üçün bir sıra başqa üsullar da mövcuddur.

### § 2.3. Fundamental optik keçidlər

Yarımkeçiricilərdə işığın udulma mexanizmlərini təsvir etmək üçün onların enerji zona quruluşuna baxmaq lazımdır. Enerji ( $\varepsilon$ ) - dalğa ədədi ( $\vec{k}$ ) fəzasında zona quruluşu şərti olaraq şəkil 2.6-da göstərilən kimi təsvir oluna bilər. Burada  $\vec{k} = 0$  qiyməti Brüllien zonasının mərkəzinə,  $\vec{k} \neq 0$  qiymətləri isə digər nöqtələrə uyğun gəlir. Çəkilən xətlərin əyriliyi uyğun nöqtələrdə yükdaşıyıcıların effektiv kütləsini təyin edir. Əgər valent zonanın təpəsi ilə keçirici zonanın dibi  $\vec{k}$ -nın eyni qiymətinə uyğun gələrsə (bu adətən Brüllien zonasının mərkəzində olur), belə yarımkeçiricilər *düz keçidli* yarımkeçiricilər adlanır (məsələn, *InSb* və *GaAs*). Bu halda keçirici zona ilə valent zona arasında minimal enerji məsafəsi *qadağan olunmuş zolağın eni*



Şəkil 2.6. Yarımkeçiricinin şərti zona quruluşu və fundamental optik keçidlər.

( $E_g$ ) adlandırılır.  $h\nu > E_g$  olduqda  $\alpha \geq 10^4 \text{ sm}^{-1}$  qiymətlərini alır və  $\nu$ -nün artması ilə böyüyür. Daha böyük enerjilərdə  $\alpha$ -nı ölçmək çox çətindir. Ona görə də  $h\nu \gg E_g$  enerji oblastında adətən  $R$ - qaytarma əmsalını ölçürlər. Bu halda  $R(\nu)$  asılılığında müşahidə olunan xüsusiyyətlər valent zonanın dərinliyindəki səviyyələrdən keçirici zonaya keçidlə əlaqələndirilir. Belə ki, işığın udulmasının kvant nəzəriyyəsi dolu zonanın təpəsindən keçirici zonanın yüksək nöqtələrinə keçidlərin ehtimalının cüzi olduğunu göstərir. Bu oblastda  $\alpha$  - udma əmsalının qiyməti çox böyük olduğundan,  $n$  - sındırma əmsalının uyğun qiyməti kiçik olur və tezlikdən asılı olaraq demək olar ki, dəyişmir.

Əgər keçirici zonanın minimumu ilə valent zonanın təpəsi  $\vec{k}$ -nın müxtəlif qiymətlərinə uyğun gələrsə (məsələn,  $Si$  və  $Ge$ -da olduğu kimi), belə yarımkeçiricilər *çap keçidli yarımkeçiricilər* adlanırlar və onların qadağan olunmuş zolağı  $E_{gi}$  ilə işarə olunur. Beləliklə, fundamental optik keçidləri təhlil etmək üçün konkret materialın enerji diaqramı nəzərdən keçirilməlidir.

$E(\vec{k})$  asılılığının  $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{P^2}{2m^*}$  kimi təyin olunduğu sadə *parabolik zonalar* halında elektronun keçirici zonada enerjisi:

$$E_1 = E_C + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} = E_C + \frac{P^2}{2m_n}, \quad (2.25)$$

deşyin valent zonadakı enerjisi isə:

$$E_2 = E_V - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p} = E_V - \frac{P^2}{2m_p} \quad (2.26)$$

olar. Burada  $\vec{P} = \hbar \vec{k}$  *impulsdur*. Əgər işıq (foton) elektronu valent zonadan keçirici zonaya keçirirsə, onda

$$h\nu = E_1 - E_2 = E_C - E_o + \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left( \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p} \right) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} \quad (2.27)$$

olar. Burada  $\frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p} = \frac{1}{m_r}$  əvəzləməsi aparılmışdır və  $m_r$  kəmiyyəti *elektron-deşik cütünün gətirilmiş kütləsi* adlanır.

**Düz keçidlər.** Əgər keçirici zonanın minimumu ilə valent zonanın maksimumu  $\vec{k}$ -nin eyni qiymətinə ( $\vec{k} = 0$ ) uyğun gələrsə, impuls fəzasında izoenerji səthi sferaya,  $\vec{k} \neq 0$  olduqda isə ellipsoidə uyğun gəlir. İmpuls fəzasında enerjiləri  $E \pm E + dE$  olan izoenergetik səthlər arasında qalan həcm  $dV = 4\pi P^2 dP$ , Brüllien zonasının elementar həcmi isə  $h^3$  olmaqla hər özkəddə spinləri əks istiqamətdə yönəlmiş 2 elektron məskunlaşa bildiyindən,  $dV$  - həcmindəki elektron hallarının ümumi sayı  $dZ = 2 \frac{dV_p}{h^3} = \frac{8\pi P^2 dP}{h^3}$  kimi təyin olunur.

$$P = \sqrt{2m_n(E_1 - E_c)} \quad \text{və} \quad dP = \frac{1}{2} \sqrt{2m_n} \cdot (E_1 - E_c)^{\frac{1}{2}} dE \quad (2.28)$$

olduğunu nəzərə almaqla, (2.28) ifadəsindən  $dE$  intervalında yerləşən elektron hallarının sayı üçün

$$N_n(E) = \frac{dZ}{dE} = 4\pi \left( \frac{2m_n}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_1 - E_c)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.29)$$

valent zonada  $dE$  intervalında yerləşən deşik hallarının sayı üçün isə

$$N_p(E) = 4\pi \left( \frac{2m_p}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_v - E_2)^{\frac{1}{2}} \quad (2.30)$$

ifadələrini yazmaq olar. Beləliklə, əgər zərrəciyin enerjisi impulsdan kvadratik asılıdırsa, onda kvant hallarının sıxlığı enerjiden  $E^{1/2}$  kimi asılı olur.

Fundamental udulmada elektronlar valent zonadan keçirici zonaya sıçrayışla keçdiklərindən, düz keçid zamanı

$$\vec{k}' = \vec{k} \quad \text{və} \quad \vec{P}' = \vec{P} \quad (2.31)$$

seçmə qaydaları alınır. Fərz edək ki, valent zona *tam dolu*, keçirici zona isə *tam boşdur*. Onda *mütləq sıfır* bərabər temperaturda ( $T=0 K$ ) zonalararası keçid nəticəsində elektronun malik olduğu enerji (2.27) ifadəsinə görə  $\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} = h\nu - E_g$  kimi təyin

olunur. Udulma əmsalının (2.5) ifadəsinə əsasən yazmaq olar ki,

$$\alpha(h\nu) = \frac{1}{l_f} = \frac{1}{\tau_f \cdot \mathcal{G}_f} = g(h\nu) \cdot \frac{n}{c} \quad (2.32)$$

Burada  $n$  - *sındırma əmsalı*,  $l_f$  - *fotonun mühitdə sərbəst*

*uçuş məsafəsi*,  $\mathcal{G}_f = \frac{c}{n}$  - *fotonun mühitdəki sürəti*,  $\tau_f$  - *fotonun yaşama müddəti*,  $g(h\nu)$  - isə *fotonun udulma ehtimalıdır*. Keçirici zona boş olduğundan, enerjisi  $h\nu \div h(\nu + d\nu)$  intervalında olan fotonun udulma ehtimalı  $P(h\nu)$  keçid ehtimalı və valent zonadakı müəyyən  $dE$  enerji intervalındakı kvant hallarının sayı ilə təyin olunacaq. Təbii işıqda həm  $s$ , həm də  $p$  - polarizasiyalı fotonlar elektron keçidləri yaratdığından, tezliyi  $\nu, \nu + d\nu$  intervalında olan işıq şüalarının udulma ehtimalı

$$g(h\nu)d(h\nu) = 2P(h\nu)N(E_2) \cdot dE_2 \quad (2.33)$$

kimi təyin olunur. (2.27) ifadəsindən törəmə alıb,

$$d(h\nu) = \frac{\hbar^2}{2m_r} kdk, \quad N(E_2) \quad \text{üçün} \quad (2.30) \quad \text{ifadəsini,}$$

$dE_2 = \frac{\hbar^2}{m_p} k dk$  olduğunu (2.33)-də nəzərə aldıqda, udulma ehtimalı üçün

$$g(h\nu) \frac{\hbar^2}{2m_r} \cdot 2k dk = 2 \frac{P(h\nu)}{\pi^2} k^2 dk \Rightarrow g(h\nu) = \frac{P(h\nu) \cdot 2m_r}{\hbar^2 \pi^2} \cdot k \quad (2.34)$$

ifadəsini yazmaq olar. Əgər  $k$ -nı (2.27)-dən təyin edib, (2.34)-ü (2.32)-də nəzərə alsaq, udma əmsalı üçün

$$\alpha(h\nu) = \frac{(2m_r)^{\frac{3}{2}}}{\pi^2 \hbar^3} P(h\nu) \cdot \frac{\bar{n}}{c} (E - h\nu)^{\frac{1}{2}} \quad (2.35)$$

ifadəsi alınar. Deməli,  $\alpha(h\nu)$  asılılığı  $P(h\nu)$  keçid ehtimalı ilə təyin olunur. (2.31) ifadəsindən irəli gələn şərtlər daxilində  $P(h\nu)$  tezlikdən asılı olmayıb, sabit bir qiymətə malik olur və buna görə də düz keçidlərdə udma əmsalının tezlikdən asılılığı:

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} \quad (2.36)$$

kimi təyin olunar.

$$\text{Sonuncu ifadədəki } A = \frac{e^2 \left( \frac{2m_n m_p}{m_n + m_p} \right)^{\frac{3}{2}}}{\pi \hbar^2 m_n \cdot c} \text{ sabitdir. Qeyd}$$

edək ki, (2.36) ifadəsi  $(h\nu - E_g)$ -nin müəyyən məhdud bir intervalında ödənilir və  $\alpha^2 \sim h\nu$  asılılığı  $\alpha^2$ -nin böyük qiymətlərində ( $10^7 \div 10^8 \text{ sm}^{-2}$ ) düz xəttə uyğun gəlir. Bu düz xəttin ekstrapolyasiyası (şəkil 2.7) düz keçidlər üçün qadağan olunmuş zonanın enini təyin edir. (2.36) ifadəsi düz keçidlər üçün  $h\nu < E_g$  keçidlərini qadağan etdiyindən uzun dalğalar tərəfdən fundamental udmanın kəskin azalması ( $\sim 10 \text{ sm}^{-1}$ -ə qədər) müşahidə olunmalıdır. Şəkil 2.8-də təmiz *InSb* kristalları üçün müxtəlif temperaturalarda  $\alpha(\lambda)$  asılılığı təsvir edilmişdir. Burada temperatur

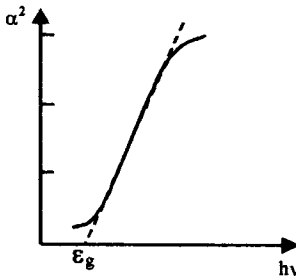
artdıqca  $E_g$ -nin böyüməsi və  $\alpha(\lambda)$  asılılığının dikliyinin kiçilməsi düz icazəli optik keçidlərin reallaşmasını nümayiş etdirir.

Bəzi hallarda düz keçidli yarımkeçiricilərdə valent zona atomun  $s$ , keçirici zona isə  $d$  - halına uyğun gəlir və köməkçi kvant ədədi üçün seçmə qaydası  $k=0$ -da keçidləri qadağan,  $k \neq 0$ -da isə icazəli edir. Hesablamalar göstərir ki,  $k \neq 0$  olduqda keçid ehtimalı  $P(h\nu) \sim k^2 \sim (h\nu - E_g)$ , udma əmsalı isə

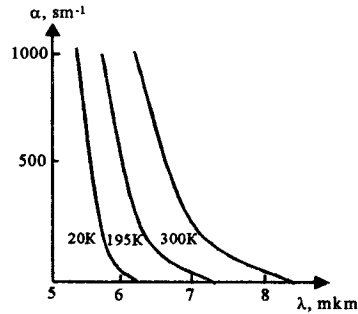
$$\alpha(h\nu) = A \cdot P(h\nu) \cdot (h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} = A' \cdot (h\nu - E_g)^{\frac{3}{2}} \quad (2.37)$$

kimi təyin olunur. (2.37) ifadəsindən  $\alpha^{2/3} \sim (h\nu)$  asılılığı  $\alpha$ -nın böyük qiymətlərində düz xəttə uyğun gəlməlidir.

Həm icazəli, həm də icazəsiz düz keçidlər üçün  $\alpha(h\nu)$  asılılığının kiçik enerji intervalında (2.36) və (2.37) ifadələrinə tabe olması göstərir ki, sadə parabolik zona modeli yalnız  $k=0$ -ın yaxın ətrafında ödənilir və  $k \neq 0$  olduqda isə parabolikliyin pozulması  $P(h\nu)$  keçid ehtimalının kəskin azalması ilə müşayət olunduğundan bu ifadələr öz mənasını itirir.



Şəkil 2.7. Düz keçidlər üçün  $\alpha^2(h\nu)$  asılılığı.

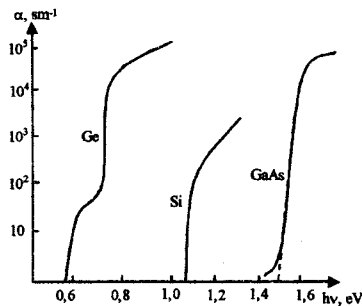


Şəkil 2.8. InSb kristalının müxtəlif temperaturalarda udma spektrləri.

**Çap keçidlər.** Bir sıra materiallarda (məsələn,  $Ge$  və  $Si$ -da) keçirici və valent zonalarının mütləq minimumları  $\vec{k}$  dalğa ədədinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun gəlir. Belə materiallar çapkeçidli yarımkeçiricilər adlanır (şəkil 2.6). Valent zonasının



təpəsi ( $\vec{k} = 0$ ) Brüllien zonasının mərkəzinə, keçirici zonanın minimumu isə Brüllien zonasının sərhəddinə (*Ge*) və ya aralığa (*Si*) uyğun gələ bilər. Bu materiallarda nisbətən kiçik ehtimalla olsa da (2) tipli keçidlər baş verə bilər və belə keçidlər *çəp optik keçidlər* adlanır. Çəp keçidlər üçün udma əmsalının qiyməti (1) tipli düz keçidlərə nisbətən xeyli kiçik olur ( $\alpha \leq 500 \text{ sm}^{-1}$ ). Düz keçidlərdə enerji və impulsun saxlanması qanunları *elektron → foton cütü* üçün ödənilir, lakin çəp keçidlərdə impulsun saxlanması qanunu üçüncü bir zərəcəyi tələb edir. Bu prosesdə *kvazizərrəcik* rolunu *fononlar* oynayır və çəp keçid fononların ya buraxılması, ya udulması ilə reallaşır. Şəkil 2.6-dan görüldüyü kimi,  $E_{gi} < E_g$  olduğundan, çəp keçidlərə uyğun udulma düz keçidlərə nisbətən daha kiçik tezliklərdə baş verir. Şəkil 2.9-da müqayisə üçün *Ge*, *Si*, *GaAs* kristallarının udma spektri təsvir edilmişdir. Bu şəkildən germanium üçün  $E_{gi} = 0,66 \text{ eV}$  və  $E_g = 0,81 \text{ eV}$  olduğu təyin olunur. Çəp vəziyyətdə dərələrə malik yarımkeçiricilərdə çəp keçidlərdə valent zonasının istənilən elektronla tutulmuş halından keçirici zonanın boş halına keçid mümkündür. Bir fononun udulması və ya buraxılması vasitəsi ilə baş verən çəp keçid üçün udma əmsalını hesabladığımızda keçidlərin *aralıq* («virtual») hallar vasitəsi ilə reallaşmasını nəzərə almaq lazımdır (şəkil 2.10). Bu hallar çox kiçik yaşama müddətinə malik olur. İmpulsun saxlanması qanunu elektronun «virtual» hala keçidində, enerjinin saxlanması qanunu isə tam keçidin baş vermə prosesi üçün ödənilir. Əgər keçid şəkil 2.10-da 2' ilə işarə olunmuş kimi baş versə, fononun udulma və ya buraxılması iki proseslə əlaqələndirilə bilər: a) elektron  $k_f = 0$ -dan işığın təsiri ilə 1 keçidi ilə keçirici zonaya keçir. Valent zonada  $k_f = 0$ -da isə dəşik əmələ gəlir. Bu halda



Şəkil 2.9. Təmiz Ge, Si, GaAs kristallarının 300K-də udma spektrləri.

çəp yaşama müddətinə malik olur. İmpulsun saxlanması qanunu elektronun «virtual» hala keçidində, enerjinin saxlanması qanunu isə tam keçidin baş vermə prosesi üçün ödənilir. Əgər keçid şəkil 2.10-da 2' ilə işarə olunmuş kimi baş versə, fononun udulma və ya buraxılması iki proseslə əlaqələndirilə bilər: a) elektron  $k_f = 0$ -dan işığın təsiri ilə 1 keçidi ilə keçirici zonaya keçir. Valent zonada  $k_f = 0$ -da isə dəşik əmələ gəlir. Bu halda

həyəcanlaşmış elektronun enerjisi minimumdan çox olduğundan, ikinci mərhələdə o, 2 - relaksasiya keçidi vasitəsi ilə fonon udaraq və ya buraxaraq  $k_2$  mütləq minimumunda qərarlaşır. b) elektron şaquli 3 - keçidi ilə valent zondan  $k_2$  minimumuna keçir. Bu halda valent zonasında uyğun  $k$ -da əmələ gələn dəşik fonon udmaq və ya buraxmaqla (4) mütləq maksimum olan  $k_1=0$  -a relaksasiya edir.

Sadə halda 1+2 keçidləri reallaşdıqda  $\alpha(h\nu)$  udma spektrini hesablayaq. Valent zonasındaki  $E$  - enerjili elektron keçirici zonaya keçdikdə  $E'$  enerjisinə malik olursa, keçidlərdə enerjisi  $E_p$  - olan fononun iştirakı üçün enerjinin saxlanması qanunu fononun udulması halında

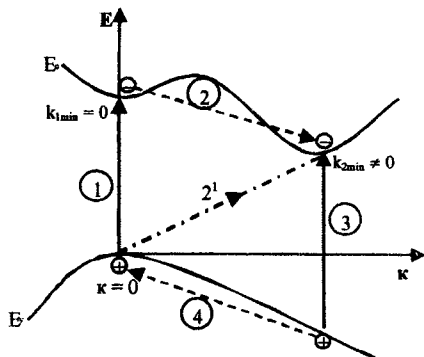
$$h\nu_e = E' - E - E_p, \quad (2.38)$$

fononun buraxılması halında isə

$$h\nu_e = E' - E + E_p \quad (2.39)$$

olar. Hesablama başlanğıcı olaraq valent zonanın təpəsini qəbul etsək, valent və keçirici zonalarda hal sıxlığı (2.29) və (2.30) ifadələrinə görə

$$N_g(E) = \frac{(2m_p)^{3/2}}{2\pi^2 h^3} |E|^{1/2} \quad (2.40)$$



Şəkil 2.10. Çəp keçidlərin mümkün variantları.

$$N_C(E) = \frac{(2m_n)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 h^3} |E' - E_g|^{\frac{1}{2}} \quad (2.41)$$

olar.  $E'$ -in (2.38), (2.39) ifadələrini birləşdirərək (2.41)-də nəzərə alsaq, keçirici zonada hal sıxlığı

$$N_C(E) = \frac{(2m_n)^{\frac{3}{2}}}{2\pi^2 h^3} (h\nu - E_{gi} \pm E_p + E)^{\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

şəklinə düşər. Bu ifadədə «+» - fononun udulmasına, «-» - isə buraxılmasına uyğundur. Elektron-fonon qarşılıqlı təsiri üçün keçid ehtimalı  $P(h\nu)$ -nin hesablanması çox çətin məsələdir və onun qiyməti enerjinin kiçik dəyişməsi ilə kəskin dəyişir. Lakin keçidlərin reallaşması  $E_p$  enerjili fononlarla baş verdiyindən, udma prosesi bilavasitə  $h\nu + E_p$  enerjili hallar vasitəsi ilə reallaşdığından, udma əmsalı fononların ( $N_p$ ) sayı,  $E$ - başlanğıc və  $E'$ - son vəziyyətlərin hal sıxlıqlarının hasilini kimi təyin olunur.

$$\alpha(h\nu) = A \cdot N_p \int_0^{h\nu - E_{gi} \pm E_p} E^{\frac{1}{2}} \cdot (h\nu - E_{gi} \pm E_p + E)^{\frac{1}{2}} dE = AN_p (h\nu - E_{gi} \pm E_p)^2 \quad (2.43)$$

Burada

$$N_p = \frac{1}{\frac{E_p}{e^{kT}} - 1} \quad (2.44)$$

enerjisi  $E_p$  - olan fononların sayını təyin edən paylanma funksiyasıdır.

Fononun udulması ilə baş verən keçidlər bilavasitə fononların sayı ilə təyin olunduğundan,  $h\nu > E_{gi} - E_p$  şərti ödənildikdə (2.43) ifadəsi:

$$\alpha_{ud}(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_{gi} + E_p)^2}{e^{\frac{E_p}{kT}} - 1} \quad (2.45)$$

şəklinə düşər.

Fononların buraxılma ehtimalı  $N_p+1$  olduğundan,  $h\nu > E_{gi} + E_p$  enerjiləri üçün fononun buraxılması ilə müşayiət olunan udulma üçün

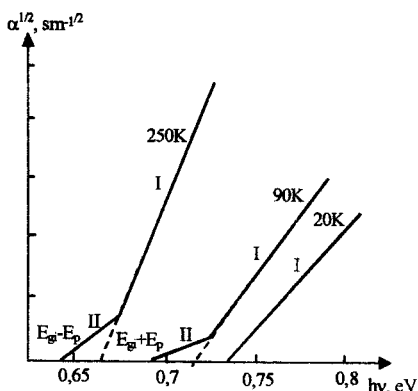
$$\alpha_{bur}(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_{gi} - E_p)^2}{1 - e^{-\frac{E_p}{kT}}} \quad (2.46)$$

olar. Nəzərə alınsa ki,  $h\nu > E_{gi} + E_p$  olduqda həm fonon udulması, həm də fonon buraxılması ilə optik keçidlər baş verə bilər, onda udma əmsalı üçün yekun ifadə:

$$\alpha(h\nu) = \alpha_{ud}(h\nu) + \alpha_{bur}(h\nu) = A \left[ \frac{(h\nu - E_{gi} + E_p)^2}{e^{\frac{E_p}{kT}} - 1} + \frac{(h\nu - E_{gi} - E_p)^2}{1 - e^{-\frac{E_p}{kT}}} \right] \quad (2.47)$$

şəklinə düşər.

Beləliklə,  $\alpha_{ud}(h\nu)$  udma əmsalı  $E_{gi} - E_p < h\nu \leq E_{gi} + E_p$  və  $h\nu > E_g + E_p$  intervallarında uyğun olaraq (2.45) və (2.47) ifadələri ilə təyin edilir,  $h\nu < (E_{gi} - E_p)$  olduqda isə,  $\alpha = 0$  olur. Əgər  $\alpha^{1/2} \sim (h\nu)$  asılılığına nəzər yetirsək (şəkil 2.11), onun düz xəttə uyğun gəldiyini, lakin (2.45) və (2.47) ifadələrinə uyğun düz xətlərin meylinin fərqləndiyini görmək olur. Fononların həm udulması, həm də buraxılması ilə optik keçidlər baş verərsə, onda  $\alpha(h\nu)$  asılılığı hər iki meyl bucağına malik olacaqdır.



Şəkil 2.11. Germanium üçün müxtəlif temperaturalarda  $\alpha^{1/2}(h\nu)$  asılılığı.

Aşağı temperaturalarda ( $T < T_d$ ) fononlar oyanmadığından, udulma yalnız fononların buraxılması ilə reallaşa bilir və

$\alpha^{\frac{1}{2}}(h\nu)$  asılılığı (2.46) ifadəsi ilə təyin olunan yeganə meyl bucağına malik olur. Sadalanan xüsusiyyətlər  $Ge$  - üçün şəkil 2.11-də nümayiş etdirilmişdir. Burada  $I$  - xətti əsasən fononların buraxılmasına uyğundur və onun ekstrapolyasiyası enerji oxunu  $E_{gi} + E_p$  qiymətində kəsir.  $II$  - xətti fononların yalnız udulmasına uyğundur və ekstrapolyasiyası enerji oxunu  $E_{gi} - E_p$  nöqtəsində kəsir. Temperaturun sabit qiymətində bu iki nöqtə arasında enerji məsafəsi  $2E_p$  kimi fononların enerjisini, parçanın orta nöqtəsi isə  $E_{gi}$ -ni təyin edir.

Əgər optik keçidlər  $k_f = 0$  nöqtəsində qadağan olunmuş keçidlədirsə, onda  $\alpha$  udma əmsalinin  $h\nu$ -dən asılılığı  $(E_{gi} - E_p) < h\nu < (E_{gi} + E_p)$  intervalında

$$\alpha = \frac{(h\nu - E_g + E_p)^3}{\frac{E_p}{e^{kT}} - 1} \quad (2.48)$$

kimi təyin olunur və  $\alpha^{1/3} \sim (h\nu)$  asılılığı düz xəttə uyğun gəlir.

Qeyd etmək lazımdır ki, biz yalnız bir tip fononların iştirakına nəzər yetirdik. Lakin kristallarda bir sıra (*eninə və uzununa akustik və optik*) fononlar mövcud olur və optik keçidlərdə yalnız kvaziimpulsun saxlanması qanununu ödəyən fononlar iştirak edir. Sonuncu halda udma spektri keçiddə iştirak edən fononların kombinasiyasının iştirakı ilə mürəkkəbləşir.

## § 2.4. Güclü aşqarlanmanın fundamental udulmaya təsiri

Müxtəlif yarımkəçiricilərdə aparılan tədqiqatlar göstərir ki, fundamental udma kənarı bir sıra amillərdən – güclü aşqarlanmada aşqar atomlarının ( $N_a$ ) konsentrasiyasından, temperaturdan, xarici təzyiqdən, elektrik və maqnit sahələrindən asılıdır. Bu hadisələr həm yarımkəçiricilərdə baş verən proseslərin

aydınlaşdırılmasında, həm də kristalların fiziki xassələrini idarə etməklə onlardan praktiki məqsədlər üçün istifadə olunmasında mühüm rol oynayır.

Qadağan olunmuş zonası kiçik ( $0,18 \text{ eV}$ ) olan düzkeçidli *InSb* kristallarında aşqarların konsentrasiyası  $N_a \approx 10^{18} \text{ sm}^{-3}$  və daha böyük olduqda, fundamental udma kənarı qısa dalğalara doğru ( $\lambda = 7,1 \text{ mkm-dən } \lambda = 3,5 \text{ mkm-ə qədər}$ ) sürüşür (şəkil 2.12).

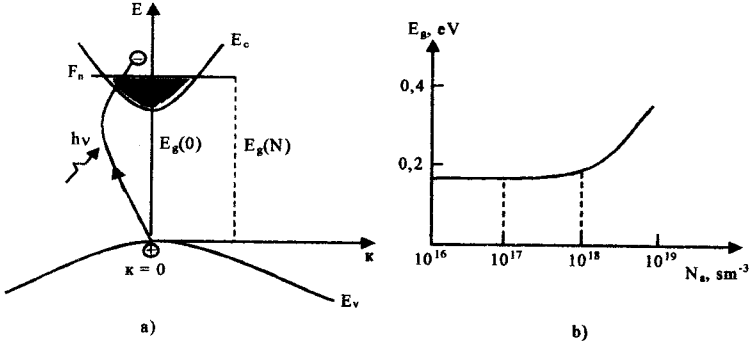
Bu hadisəni izah edən *Burşteyn* göstərmişdir ki, *InSb*-da elektronların effektiv kütləsi çox kiçik olduğundan ( $m_n = 0,013 m_0$ ) keçirici zonanın dibi  $k$ -dan kəskin asılı olur və oradakı  $N_c$  hal sıxlığı kiçik qiymət alır. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının müəyyən qiymətində cırlaşma başlayır və elektronlar üçün Fermi səviyyəsi keçirici zonaya daxil olur. Fermi səviyyəsindən aşağıdakı səviyyələrin hamısı dolu olduğundan, işığın təsiri ilə valent zonasından həyəcanlaşan elektronlar yalnız  $F_n$ -dən yuxarı səviyyələrə keçə bilirlər ki, bu da udma kənarının enerjiyə görə  $F_n - E_c$  qədər qısa dalğalara tərəf sürüşməsinin müşahidə olunmasına gətirir. Fermi səviyyəsinin keçirici zonaya daxil olma halı adətən  $F_n - E_c \leq 4 kT$  kimi cırlaşmanın başlanğıcı götürülür. Bu şərti ödəyən keçirici zona səviyyələrinin hamısı elektronlarla tutulduğundan, fundamental udulmanın başlanğıcına uyğun gələn fotonların enerjisi

$$h\nu_{\min} = E_g + (F_n - E_c - 4kT) \left( 1 + \frac{m_n}{m_p} \right) \quad (2.49)$$

şərtini ödəməlidir. Burada  $k$  – Bolsman sabiti,  $m_n$  və  $m_p$  uyğun olaraq elektron və deşiklərin effektiv kütlələridir.  $h\nu_{\min}$  – optik qadağan olunmuş zonanın eni adlanır və qiymətcə  $E_c - E_v$ -dən böyükdür. *Burşteyn-Moss sürüşməsi* adlanan enerji fərqi

$$\Delta\varepsilon = \left(1 + \frac{m_n}{m_p}\right) (F_n - 4\kappa T) \quad (2.50)$$

kimi təyin olunur.



Şəkil 2.12. Cırılmış InSb- da işığın udulma modeli (a) və  $E_g(N_a)$  asılılığı (b).

Beləliklə, yarımkəçiricinin aşqarlanması vasitəsi ilə həm fundamental udma kənarını idarə etmək, həm də  $\Delta\varepsilon$  qiymətinə görə  $m_n/m_p$ -ni təyin etmək mümkündür. Cırılmış yarımkəçiricilərdə  $h\nu = E_g$  enerjili fotonlar demək olar ki, udulmur və bu hadisə yarımkəçirici lazerlərin iş prinsipində mühüm rol oynayır.

## § 2.5. Temperaturun və təzyiğin fundamental udma kənarına təsiri

Materialın temperaturu dəyişdikdə fundamental udma kənarının dəyişməsi iki proses nəticəsində baş verə bilər. Əvvəla, temperatur artdıqca atomların tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqslərinin amplitudu böyüyür və yükdaşıyıcıların fononlarla qarşılıqlı təsiri güclənir. İkincisi, temperatur dəyişdikcə qəfəs sabiti həcmi genişlənmə nəticəsində dəyişir. Hər iki hadisə yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zonasının eninin dəyişməsi

ilə müşayət olunur. Fundamental udma kənarının formalaşmasında hər iki amil rol oynadığından, qadağan olunmuş zonanın eninin temperaturdan asılılığı sabit təzyiqdə:

$$\left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right)_V - \left(\frac{\partial E_g}{\partial P}\right)_T \cdot \frac{\beta}{\chi} \quad (2.51)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $\beta$  - həcmi genişlənmə,  $\chi$  - isə izotermik sıxılma əmsallarıdır. Birinci amil (elektron-fonon qarşılıqlı təsiri) *həmişə mənfi işarəlidir* və o temperatur artıqca qadağan olunmuş zonanın azalmasına səbəb olur. Əksər yarımkeçiricilərdə nisbətən yuxarı temperaturlarda bu amil aparıcı rol oynayır və  $E_g(T)$  asılılığı

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T \quad (2.52)$$

kimi ifadə olunur. Burada  $\alpha$  - qadağan olunmuş zonanın termik əmsalı adlanır və  $\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$  tərtibində olur. Nisbətən aşağı temperaturlarda elektron-fonon qarşılıqlı təsiri zəifləyir və ikinci amilin – qəfəsin deformasiyasının rolu güclənir. Bu amil materialın fərdi xüsusiyyətlərindən asılı olaraq  $E_g$ -ni həm artırır, həm də azalda bilər. Aşağı temperaturlarda  $E_g(T)$  asılılığı daha mürəkkəbdir və:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.53)$$

şəklində təsvir edilir. Burada  $\alpha$  və  $\beta$  təcrübədən təyin olunan sabitlərdir. Ümumilikdə hər iki amilin  $E_g(T)$  asılılığında payı cəbri toplanır və nəticədə *Si, Ge, GaAs* kimi maddələrin qadağan olunmuş zonasının eni temperatur artıqca azalır, *6H:SiC, PbS, PbSe, HgTe* kimi başqa bir qisim maddələrin isə temperatur artıqca qadağan olunmuş zonasının eni artır.

Yarımkeçirici materiallarda həm *hərtərəfli (hidrostatik)*, həm də müəyyən kristalloqrafik istiqamətdə (*biroxlı*) təzyiq yaratmaq mümkündür. Hidrostatik təzyiq halında, sıxılma nəticəsində qəfəsin deformasiyası baş verir və buna görə də qa-

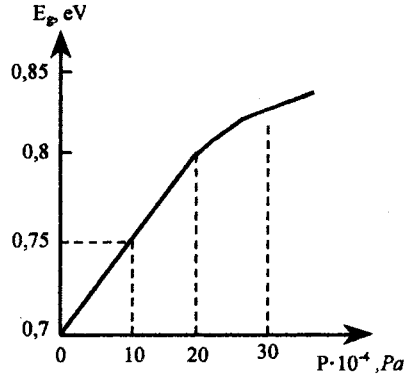


dağan olunmuş zonanın eninin dəyişməsi baş verir. Bu səbəbdən əksər materiallarda hidrostatik təzyiç nəticəsində qadağan olunmuş zonanın eni artır. Bu halda  $E_g(P)$  asılılığı

$$E_g(P) = E_g(0) + \gamma P \quad (2.54)$$

kimi (şəkil 2.13) təsvir olunur. (2.54) ifadəsində  $\gamma$  - qadağan olunmuş zonanın eninin təzyiç əmsalı adlanır və onun ədədi qiyməti  $G_e$  da  $\sim 10^{-11}$  eV/Pa tərtibindədir. Nisbətən yüksək təzyiçlərdə  $E_g(P)$  - asılılığındakı (2.54) ifadəsi ilə təsvir olunan xəttlilik pozulur. Əgər materialın zona quruluşunda bir neçə enerji minimumu (*dərə*) mövcudursa, hidrostatik təzyiç bu minimumlara müxtəlif cür təsir edər ki, bu da öz növbəsində zona quruluşunda dəyişikliyə səbəb ola bilər. Məsələn, düz keçidli *GaAs* kristallarında ikinci *dərə* çəp keçidə uyğun gəlməklə əsas minimumdan  $0,36$  eV yuxarıda yerləşir. Hidrostatik təzyiçin artması ilə əsas minimum daha böyük sürətlə yuxarı hərəkət edir və nəticədə böyük təzyiçlərdə *GaAs* kristalı *çəpkeçidli* yarımkəçiriciyə çevrilir.

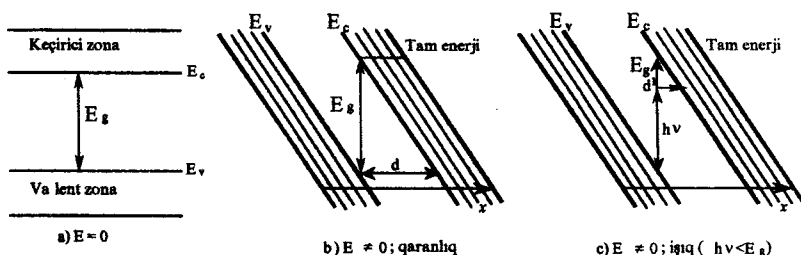
Birtərəfli sıxılma və ya dartılma keçirici zonadakı enerji minimumlarını müxtəlif istiqamətlərdə hərəkət etdirməyə qadirdir və enerji zona quruluşunun yenidən qurulması ilə nəticələnə bilər. Bu halda müxtəlif kristalloqrafik istiqamətlərdə materialın elastiklik əmsalları mühüm rol oynayır. Sıxılma (100) istiqamətində olarsa, silisiumda bu istiqamətdə  $E_g$  azalır. Eninə dartılma isə sıxılmaya perpendikulyar istiqamətdə zonanı (010) istiqamətində yuxarı sürüşdürür və bunun nəticəsində həmin istiqamət üzrə  $E_g$  -nin qiyməti artır.



Şəkil 2.13. Sabit  $T = 300$  K temperaturda Ge- un qadağan olunmuş zolağının eninin təzyiçdən asılılığı.

## § 2.6. Elektrik və maqnit sahələrində udulma

İlk olaraq 1958-ci ildə L.Keldiş və Frans elektrik sahəsinin təsiri altında yarımqeçirici materialın fundamental udma kənarının uzun dalğalara doğru sürüşməsini (*Frans-Keldiş effekti*) müşahidə etmiş və bu hadisənin izahını vermişlər. Frans-Keldiş effekti elektrik sahəsinin təsiri altında yarımqeçiricinin zonalarının əyilməsi nəticəsində valent zona ilə keçirici zona arasında tunel effekti yolu ilə keçidlərin güclənməsi kimi izah olunur. Belə ki, əgər yarımqeçirici material  $E$  intensivli elektrik sahəsində yerləşdirilsə, kristal qəfəsin periodik sahəsində olan elektrona əlavə  $F=eE$  elektrik qüvvəsi də təsir edir. Əgər qəfəs sabiti  $a$ - olan materialın qadağan olunmuş zonasının eni  $E_g$  isə,  $E=0$  halında onun zona diaqramı şəkil 2.14, a-da göstərilmiş kimi olar. Bu halda elektron keçirici zonada istənilən məsafə qət edərək hərəkət edə bilər.



Şəkil 2.14. Elektrik sahəsində fundamental udulma .

Nisbətən zəif elektrik sahəsində valent zonasındakı elektronun ionlaşması baş vermirsə ( $eE \cdot a < E_g$ ), elektronun əldə etdiyi potensial enerji onun koordinatından asılı olaraq  $eEx$  kimi təyin olunur. Hesablamalar göstərir ki, bu halda elektronun enerjisi dəyişdiyindən, ona uyğun *zonanın əyilməsi baş verir*, lakin  $E_g(x) = \text{const}$  şərti ödənilir (şəkil 2.14, b) və elektronun tam enerjisi dəyişmişdir. Sadəcə olaraq elektrik sahəsinin təsiri altında potensial və kinetik enerjilər arasında nisbət dəyişir.

Bu, şəkil 2.14, b-də tam enerji xətti ilə göstərilmişdir. Bu halda elektron kristalda hərəkət edərkən zona daxilində bir səviyyədən digərinə keçdiyindən onun dalğa ədədi və kvaziimpulsu dəyişir. Elektronun enerjisi  $\varepsilon_{\min}$ -dan  $\varepsilon_{\max}$ -a qədər dəyişə bilər və buna görə də elektron istənilən qədər yox, yalnız onun enerjisinin imkan verdiyi, yəni sahənin təsiri altında əldə etdiyi əlavə enerjiyə uyğun gələn qədər öz yerini dəyişə bilər ( $\Delta x = x_2 - x_1$ ,  $x_2$  və  $x_1$  uyğun olaraq elektronun son və başlanğıc vəziyyətinin koordinatlarıdır). Əgər  $x_1$ -də elektronun enerjisi  $\varepsilon_{\max}$ ,  $x_2$ -də isə  $\varepsilon_{\min}$  olarsa, elektron sahənin əksinə sürətləndiyindən:

$$\Delta x = \frac{\varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min}}{eE} \quad (2.55)$$

məsafəsini maneəsiz dəf edə bilər. Elektronun belə hərəkəti onun qarşısındakı maneədən asılı olmur, çünki tunel keçidləri kimi təqdim olunur. Şəkil 2.14,b-yə görə elektron valent zondan keçirici zonaya keçmək üçün  $\Delta x = d = \frac{E_g}{eE}$  məsafəsini qət

etməlidir. Bu prosesin ehtimalı çox kiçikdir. Əgər kristal əlavə olaraq  $h\nu < E_g$  enerjili işıqla həyəcanlaşdırılırsa, effektiv enerji

çəpərinin eni  $d' = \frac{E_g - h\nu}{eE}$  kimi təyin olunur (şəkil 2.14,c).

$d' \ll d$  olduğundan bu enerji çəpərindən tunel keçidlərinin ehtimalı xeyli böyükdür. Beləliklə, elektrik sahəsi fundamental udma kənarının kəskinliyini azaldır və onu uzun dalğalar tərəfə sürüşdürür. Hesablamalar göstərir ki, sadə halda bu sürüşmənin qiyməti:

$$\Delta \varepsilon = \left( \frac{e^2 E^2 \hbar^2}{2m^*} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.56)$$

Udma əmsalının tezlikdən asılılığı üçün Frans və Keldiş tərəfindən hesablanmış:

$$\alpha(\nu) = \frac{A\Delta\varepsilon^{\frac{3}{2}}}{\nu(E_g - h\nu)} \exp\left\{-\frac{3}{4}\left(\frac{E_g - h\nu}{\Delta\varepsilon}\right)^{\frac{3}{2}}\right\} \quad (2.57)$$

ifadəsindən görüldüyü kimi, hətta  $h\nu < E_g$  olduqda belə  $\alpha \neq 0$ . Lakin  $\frac{E_g - h\nu}{\Delta\varepsilon}$  artdıqca  $\alpha$ -nın qiyməti sürətlə sıfıra yaxınlaşır.

Yarımkəçirici xarici maqnit sahəsində yerləşdirilərsə,  $\vec{F} = e[\vec{v}\vec{B}]$ -Lorens qüvvəsinin təsiri altında elektronlar atomlarla iki ardıcıl toqquşma arasında maqnit sahəsinə paralel istiqamətdə vintvari trayektoriyaya malik olacaqlar. Əgər həyəcanlaşma dairəvi polyarizə olunmuş işıqla həyata keçirilərsə, və düşən işığın elektrik vektorunun fırlanması elektronun fırlanması ilə eyni istiqamətdə olarsa, maqnit sahəsi elektronu daha da sürətləndirər və nəticədə müəyyən tezlikdə işığın rezonans udulması baş verər. Bu hadisə tsiklotron rezonansı adlanır və yükdaşıyıcıların effektiv kütləsini təyin etmək üçün ən əlverişli üsul sayılır. Maqnit sahəsi həm də xətti polyarizə olunmuş işığın polyarizasiya müstəvisini fırladır. Faradey effekti adlanan bu hadisə yarımkəçiricilərin optikasında zona quruluşunun öyrənilməsində mühüm rol oynayır. Maqnit sahəsinin fundamental optik keçidlərə təsirini öyrənmək üçün maqnit sahəsi mövcud olduğu halda Şredinger tənliyinin həllinə baxaq.  $A$  - vektor potensialından istifadə etdikdə,  $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$ , kvaziimpuls  $\vec{P} = \vec{p} + e\vec{A}$ , kinetik enerji  $T = \frac{1}{2m_0}(\vec{p} + e\vec{A})^2$ , hamiltonian isə  $H = T + V(x, y, z)$  şəklində təyin olunur. Burada  $p$ -adi impuls,  $V(x, y, z)$  isə potensial enerjidir.  $\vec{B}$  - vektoru  $z$  - oxu istiqamətində yönəldikdə və  $B_z = B$ ;  $B_x = B_y = 0$  olduqda,

$$(\text{rot}\vec{A})_z = \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} = B \quad \text{\textasciitilde} \text{şertinin ödənməsi üçün } A_x = A_z = 0$$

qəbul edilə,  $A_y = Bx$  olar. Bu halda hamiltonian

$$H = \frac{1}{2m_0} [P_x^2 + (P_y + eA_y)^2 + P_z^2] + V(x, y, z) \text{ olar.}$$

$$\vec{P} = -i\hbar\vec{\nabla} \text{ olduğunu nəzərə alaraq, } P_x = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}, \quad P_y = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial y},$$

$$P_z = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial z} \text{ ifadələrini kristal daxilində elektronun hərəkətini}$$

effektiv kütləsi  $m^*$  olan sərbəst zərrəcik kimi təsvir edən

Şredinger tənliyinin  $\hat{H}\psi = E\psi$  ifadəsində yerinə yazdıqda

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial}{\partial y} + \frac{ieBx}{\hbar} \right)^2 \psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right] = E\psi \quad (2.58)$$

alınar.

$B=0$  olduqda (2.58) Şredinger tənliyi

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 \psi = E_0 \psi$$

şəklinə düşər ki, bu da sərbəst zərrəciyin de-Broyl dalğasını təsvir edər. Hal funksiyası isə

$$\psi = C e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)}$$

dalğa funksiyasına uyğun gəlir. (2.58) tənliyində yalnız  $x$ -dən aşkar şəkildə asılılıq iştirak etdiyindən, hal funksiyası

$$\psi(x, y, z) = \varphi(x) \cdot e^{i(k_y y + k_z z)} \quad (2.59)$$

kimi göstərilə bilər.  $\psi$  - funksiyasının törəmələrini (2.58)-də nəzərə alaraq sadə çevrilmələrdən sonra:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \varphi(x) + \frac{\hbar e k_y B x}{m^*} \varphi(x) + \frac{e^2 B^2 x^2}{2m^*} \varphi(x) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \varphi(x) = E \varphi(x) \quad (2.60)$$

alınar. (2.60) ifadəsində

$$\omega_0 = \frac{eB}{m^*}; x_0 = -\frac{\hbar}{eB} k_y; \varepsilon_B = E - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (2.61)$$

işarələmələri apardıqda o,

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} + \frac{1}{2} m^* \omega_0^2 (x - x_0)^2 \varphi(x) = \varepsilon_B \varphi(x) \quad (2.62)$$

şəklinə düşər. Bu tənlik  $x$  istiqamətində yerdəyişməsi  $x - x_0$  kimi təyin olunan harmonik ossilyatorun Şredinger tənliyinə uyğun gəlir. Beləliklə, maqnit sahəsi mövcud olduqda elektronun  $x$  oxu boyunca hərəkəti məxsusi tezliyi  $\omega_0$ , effektiv kütləsi  $m^*$  olan zərrəciyin  $x_0$  tarazlıq vəziyyəti ətrafında *harmonik rəqsi* kimi təsvir oluna bilər. Kvant nəzəriyyəsinə görə *harmonik ossilyatorun* enerjisi diskret xarakterə malik olub,

$$\varepsilon_B = \hbar \omega_0 \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.63)$$

şəklində təyin edilir. Burada  $n=0,1,2,3$  diskret enerji səviyyəsinin nömrəsini təyin edən *kvant ədədidir*. (2.61)-dən  $\varepsilon_B$ -ni nəzərə almaqla, maqnit sahəsindəki elektronun enerjisi üçün:

$$E = E_C + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n} + \hbar \omega_{0n} \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.64)$$

ifadəsini almaq olar. Burada  $E_C$  - keçirici zonanın dibinə uyğun gələn enerjidir.  $\vec{B}$  - vektoru  $z$  - oxu istiqamətində yönəlmişdən, bu istiqamətdə elektrona Lorens qüvvəsi təsir etmir və elektronun hərəkəti maqnit induksiya vektoru istiqamətində kvantlanmır. Elektron bu istiqamətdə sabit  $v_z = \frac{\hbar(k_z - k_{z0})}{m_n}$

sürəti ilə hərəkət edib,  $\vec{B}$  - vektoruna perpendikulyar *xoy*

müstəvisində  $\omega = \frac{eB}{m_n}$  tsiklotron tezliyi ilə fırlanar. Bu istiqamət üzrə enerji səviyyələri kvantlandığından elektronun bir səviyyədən digərinə keçməsi üçün  $\hbar\omega_0 = \frac{\hbar eB}{m_n}$  qədər enerji tələb olunur. Hər bir enerji səviyyəsində  $E(k_z)$  asılılığı parabolağa uyğun gəlir və bu parabolalar bir-birindən  $\hbar\Delta\omega$  qədər enerji məsafəsində yerləşirlər. Bu diskret səviyyələr *Landau səviyyələri* adlanırlar. Lakin maqnit sahəsi elektronun enerjisini kvantlamaqla yanaşı, həm də keçirici zonanın dibinin enerjisini də dəyişdirir. Belə ki,  $n=0$  olduqda  $k_z=0$  olsa da, minimal kinetik enerji sıfıra bərabər olmayıb

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \hbar\omega_n = \frac{\hbar eB}{2m_n} \quad (2.65)$$

kəmiyyətinə uyğun gəlir.

Eyni cür mühakimələr dəşiklər üçün də yürüdülməlidir. Dəşiklərin effektiv kütləsi  $m_p \neq m_n$  olduğundan valent zonada əmələ gələn Landau səviyyələri arasındakı enerji məsafəsi keçirici zonadakından fərqlənər. Eyni zamanda maqnit sahəsində valent zonanın təpəsi  $\frac{\hbar eB}{2m_p}$  qədər aşağı düşər.

Valent zonada dəşiyin enerjisi

$$E = E_g - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_p} - \frac{\hbar eB}{m_p} \left( n + \frac{1}{2} \right) \quad (2.66)$$

kimi təyin olunur. Şəkil 2.15-də maqnit sahəsi təsir etmədikdə (a) yarımkəçiricinin enerji zona diaqramı təsvir olunmuşdur. Valent zonada və keçirici zonada enerji səviyyələri arasında enerji məsafəsi  $kT$  istilik enerjisindən çox kiçik olduğundan elektronun keçirici, dəşiyin isə valent zonada hərəkəti kvazikəsiləməkdir. Maqnit sahəsində Landau səviyyələrinin peyda ol-

ması enerji səviyyələrini diskretləşdirir (şəkil 2.15,b). Bu halda keçirici zonanın dibi ilə valent zonasının təpəsi arasında minimal enerji məsafəsi  $k_z=0$  qiymətində

$$E_g = E_c - E_g + \frac{e\hbar B}{2} \left( \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p} \right) = E_g(0) + \frac{\hbar e B}{2m_r} \quad (2.67)$$

olar. Burada  $m_r = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p}$  - gətirilmiş effektiv kütlədir. Maq-

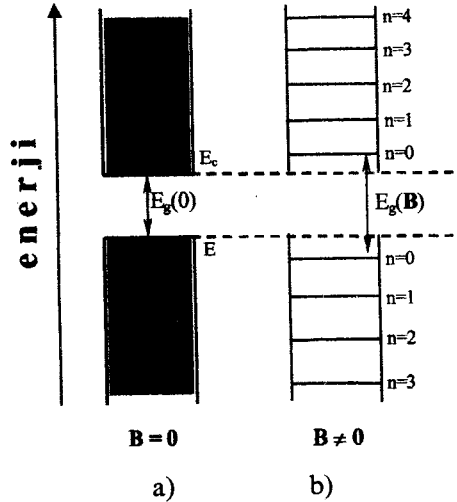
nit sahəsində qadağan olunmuş zonanın eninin böyüməsi baş verir və bu böyümənin qiyməti

$$\Delta\varepsilon(B) = \frac{\hbar e B}{2m_r} \quad (2.68)$$

həm maqnit sahəsinin, həm də gətirilmiş effektiv kütlənin qiymətindən asılıdır.

Maqnit sahəsində qadağan olunmuş zonanın eninin artımı fundamental udma kənarının qısa dalğalara doğru sürüşməsinə səbəb olur və bu sürüşmənin qiyməti maqnit sahəsinin qiymətindən xətti asılıdır.  $\Delta\varepsilon(B)$ -nin təcrübi qiymətinə görə  $m_r$ -i təyin etmək mümkündür. Digər tərəfdən kvantlayıcı maqnit sahəsində

$h\nu > E_g(B)$  olduqda  $\alpha(\hbar\omega)$  asılılığı kontinum formasında olmur.  $h\nu < E_g(B)$ -nin qiyməti  $\hbar\omega_0$ -in tam misillərinə bərabər olduqda rezonans udulma elektronu valent zonadakı Landau səviyyəsindən keçirici zonadakı Landau səviyyəsinə həyəcanlaşdırar.

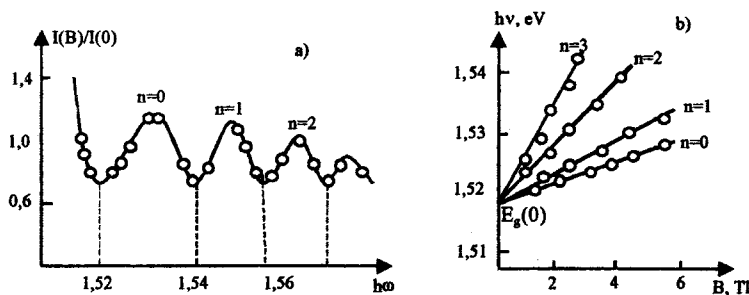


Şəkil 2.15. Maqnit sahəsində Landau səviyyələrinin əmələ gəlməsi.



Bunun nəticəsində  $\alpha(\hbar\omega)$  - asılılığı ossilyasiyalarla müşayət olunur (şəkil 2.16). Işığın ossilyasiyalarla müşayət olunan udulma hadisəsi *maqnit udulma* adlanır. Əlbəttə, maqnit udulmanın müşahidə olunması üçün  $kT$  - istilik enerjisi Landau səviyyələri arasındakı enerjiden kiçik olmalıdır və buna görə udma əmsalının ossilyasiyaları əsasən aşağı temperaturlarda və güclü maqnit sahələrində tədqiq edilə bilər. Maqnit udulma həm də yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zonasının  $E_g(0)$  - enini dəqiq təyin etməyə imkan verir. Müxtəlif ossilyasiya piklərinin  $B$ -dən xətti asılılıqlarının ekstrapolyasiyası  $h\nu = E_g(0)$  nöqtəsində kəsir.

Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, Landau səviyyələri həm də tsiklotron rezonans hadisəsini izah edir. Belə ki, keçid eyni bir zonanın Landau səviyyələri arasında baş verirsə (bu uzaq İQ oblasına uyğun gəlir), tsiklotron rezonansı, yox əgər müxtəlif zonalardakı Landau səviyyələri arasında baş verirsə - maqnit udulma adlanır.



Şəkil 2.16.  $T = 77$  K - də GaAs- maqnit-ossilyasiya effekti (a) və ossilyasiya piklərinin enerji mövqeyinin  $\vec{B}$  - dən asılılığı (b).

## § 2.7. Modulyasiya spektroskopiyası

Optik udulmaya müxtəlif amillərin təsirinin ölçü həssaslığını artırmaq üçün adətən tədqiq olunan nümunəyə sabit xa-

rici sahə ilə yanaşı, zəif intensivlikli müəyyən tezliklə periodik dəyişən sahə də tətbiq olunur. Xarici amilin dəyişmə tezliyi uyğun effektin cəldliyindən (*elektron prosesləri üçün  $\tau \geq 10^{13}$  san*) kiçik olarsa, həm əksolunan, həm də mühitdən keçən optik siqnal xarici amilin dəyişmə tezliyini özündə əks etdirər. Bu hadisə *modulyasiya* adlanır və bu yolla qayıdan və ya mühitdən keçən işıqlar xarici amilin dəyişmə tezliyi ilə modulyasiya olunurlar. Mühitlə qarşılıqlı təsirdə işıq intensivliyinin dəyişən toplananı udma və ya qaytarma əmsalının xarici amilə *görə birinci tərtib törəməsinə* ifadə edir. Fundamental udma kənarına təsir etmək iqtidarında olan hər hansı amilin periodik dəyişməsi vasitəsilə optik əmsalların törəməsinin alınması *modulyasiya spektroskopiyası* adlanır. Bu üsulla alınmış differensial spektrin bir sıra üstünlükləri var. Belə ki, bu halda ilk növbədə fon şəklində olan sabit siqnal aradan qaldırılır, udma və ya qaytarma spektrinin piklərinə uyğun enerjilərdə differensial siqnal sıfırdan keçir. Modulyasiya dəyişən siqnal vasitəsi ilə həyata keçirildiyindən mövcud impuls texnikasının köməyi ilə hətta çox zəif siqnallar da bu cür gücləndiricilər vasitəsi ilə ölçülə bilir.

Modulyasiya spektroskopiyasında ən çox tətbiq olunan üsullara nəzər yetirək.

*Elektro-qaytarma və ya udulma* üsulunda materiala həm sabit  $E_0$ , həm də dəyişən zəif  $E$  sahəsi tətbiq olunur. Çıxışdakı siqnal  $E$  sahəsinin tezliyi ilə sinxron detektə olunmaqla  $\frac{\partial R}{\partial E}(h\nu)$  və  $\frac{\partial \alpha}{\partial E}(h\nu)$  spektrləri qeyd edilir.

*Pyezo-qaytarma və ya udulma* halında materialda akustik dalğalar vasitəsi ilə mexaniki gərginlik yaradılır. Gərginliyin yaratdığı deformasiya nəticəsində fundamental udma kənarının sürüşməsi baş verir. Akustik dalğanın tezliyi ilə modulyasiya edilmiş udma və qaytarma əmsallarının təzyiçə görə törəməsi bir sıra parametrlərin təyininə və onların təzyiçdən asılılığının tədqiqinə imkan verir.

*Termo-qaytarmada* kristalın temperaturu hər hansı bir üsulla periodik olaraq dəyişdirilir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu

dəyişmənin hətta çox cüzi olması da kifayətdir. Temperaturun dəyişməsi yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasının  $E_g$  - enini dəyişdiyindən, qayıdan və ya keçən işığın intensivliyi həmin tezliklə modulyasiya olunur və yarımkeçiricinin optik parametrlərinin temperaturdan asılılığı tədqiq oluna bilər.

- *Foto-qaytarma* üsulu fiziki mahiyyətinə görə Frans-Keldiş effektinə əsaslanırsa da, elektrik sahəsi materialın səthində energetik zonaların əyilməsi hesabına əmələ gəlir. Bu əyilmə yarımkeçiricidəki sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı olduğundan fotoinjeksiya vasitəsi ilə onların sayını dəyişməklə elektrik sahəsini tənzimləmək mümkündür. Bunun da nəticəsində elektro-qaytarma halında olduğu kimi, əks olunan işıq fotoinjeksiyanın dəyişmə tezliyini özündə daşıyır. Əgər elektron və deşik cütü sürətli elektronlar hesabına yaradılsa, bu hadisə *katodo-qaytarma* adlanır.

$\lambda$  modulyasiya işığın yoluna rəqs edən güzgü qoymaqla, eləcə ya monoxromatorun giriş və ya çıxış oyuqlarını rəqs etdirməklə həyata keçirilə bilər. Bu halda udma və ya qaytarma əmsallarının dalğa uzunluğuna görə törəməsini almaq və bir sıra böhran nöqtələrinin enerjisini təyin etmək mümkündür.

## § 2.8. Eksiton udulması

Bərk cisimlərdə elektrik yükü daşımadan kristal boyunca hərəkət edən elementar elektron-deşik həyəcanlaşmasına uyğun gələn kvazizərrəcik *eksiton* adlanır. *Excitation* – sözü *ingiliscə «həyəcanlaşma» deməkdir*. Eksiton termini ilk olaraq 1931-ci ildə Frenkel tərəfindən işlənilmişdir. Molekulyar kristallarda molekullar arasında qarşılıqlı təsir molekulun atomları arasında qarşılıqlı təsirdən çox zəif olduğu halda, molekul daxilində elementar həyəcanlaşmanın digər molekullara ötürülməsi eksitonun hərəkəti kimi təqdim oluna bilər. Belə eksitonlarda elektronla deşik arasındakı məsafə qəfəs sabiti tərtibində olduğundan, onlar kiçik radiuslu eksitonlar və ya

*Frenkel eksitonları* adlanır. Yarımkeçiricilerdə digər növ – böyük radiuslu *Vanye-Mott eksitonları* da mövcuddur.

Valent zonasından həyəcanlaşan elektron orada əmələ gələn deşikdən tam qopmur və zəif qarşılıqlı təsirdə olan elektron-deşik cütü kristal boyunca eksiton dalğası şəklində yayıla bilər. Bu eksitonlar əsasən  $h\nu < E_g$  halında işığın udulması nəticəsində yaranırlar. Elektron və onunla əlaqədə olan deşik bir-birindən kifayət qədər məsafədə yerləşdiyindən, onlar arasında yalnız Kulon qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmalıdır. Bu halda elektron və deşiyə bir-birindən  $\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p$  məsafəsində yerləşən və qarşılıqlı təsiri mühitin dielektrik nüfuzluğu ( $\epsilon$ ) dəfə azaldılan iki nöqtəvi yük kimi baxmaq olar. Əgər hesablamaya cisminə nəzərən elektron və deşiyin uyğun olaraq radius vektorları  $\vec{r}_n$  və  $\vec{r}_p$ , effektiv kütlələri  $m_n$  və  $m_p$ , aralarındakı məsafə isə  $\vec{r}_n - \vec{r}_p$  olarsa (şəkil 2.17), belə sistemin potensial enerjisi və Şredinger tənliyi uyğun olaraq

$$V(\vec{r}_p - \vec{r}_n) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0(r_n - r_p)} \quad (2.69)$$

ve

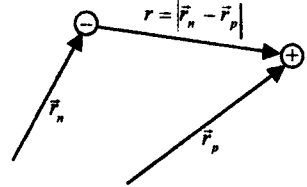
$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_n^*} \nabla_n^2 - \frac{\hbar^2}{2m_p^*} \nabla_p^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0(\vec{r}_n - \vec{r}_p)} \right) \psi(r_n, r_p) = W_{\text{eks}} \cdot \psi(r_n, r_p) \quad (2.70)$$

şəklində yazılar. Burada  $W_{\text{eks}}$  - eksitonun enerjisidir. Əgər eksiton elektron-deşik cütü olmaqla bütöv bir zərrəcik kimi qəbul olunarsa, kristal boyunca hərəkətdə ona  $M = m_n^* + m_p^*$  kütləli,

fəzada vəziyyəti  $R = \frac{m_n r_n + m_p r_p}{m_n + m_p}$

*kütlə mərkəzi* ilə təyin olunan

*zərrəcik* kimi baxmaq olar. Eksiton bütöv şəkildə kristal boyunca hərəkət etdikdə onun daxilində elektron və deşiyin bir-



Şəkil 2.17. Eksitonda elektron və deşiyin qarşılıqlı vəziyyəti.

birinə nəzərən vəziyyəti  $\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p$  kimi təyin olduğundan, (2.70) tənliyi

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla_R^2 - \frac{\hbar^2}{2m_r}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}\right)\psi(R, r) = W_{\text{exs}} \cdot \psi(R, r) \quad (2.71)$$

şəklini alır. Eksitonun *bütöv zərrəcik* kimi kristal boyunca yayılması müstəvi dalğaya uyğun gəldiyindən, onun hal funksiyası

$$\psi(R, r) = \varphi(r) \cdot e^{i(k_{\text{ex}} \cdot R)} \quad (2.72)$$

şəklində ifadə oluna bilər. Bu ifadədəki  $\varphi(r)$  - eksitonun bütöv şəkildə hərəkəti zamanı onun daxilində elektron və deşiyin kütlə mərkəzinə nəzərən hərəkətini xarakterizə edir.  $\psi$  - funksiyasını (2.71) tənliyində nəzərə aldıqda

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_r}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}\right)\varphi(r) = \left(W_{\text{exs}} - \frac{\hbar^2 k_{\text{ex}}^2}{2M}\right) \cdot \varphi(r) = \epsilon_{\text{exs}} \cdot \varphi(r) \quad (2.73)$$

olur. (2.73) tənliyi hidrogen atomu üçün Şredinger tənliyinə uyğun gəldiyindən,  $\epsilon_{\text{exs}}$ -nin məxsusi qiymətləri Bor nəzəriyyəsinə görə hidrogenə bənzər diskret xarakterə malik olmalıdır

$$\epsilon_{\text{exs}} = -\frac{e^4 m_r}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} = -\frac{\epsilon_{\text{exs},1}}{n^2}. \quad (2.74)$$

Burada  $n = 1; 2; 3$  baş kvant ədədi,  $\epsilon_{\text{exs},1} = \frac{m_r e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2}$  - isə

eksitonun əsas halının enerjisidir.  $m_r < m_n, m_p$  və  $\epsilon > 1$  olduğundan  $\epsilon_{\text{exs}}$  hidrogen atomunun əsas halının enerjisi ilə müqayisədə çox kiçik olur. Bor nəzəriyyəsinə analogi olaraq eksitonun

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon\hbar^2}{me^2} n^2 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_0e^2} \cdot \frac{m_0}{m_r} \cdot \epsilon^2 n^2 = r_1 \cdot n^2 \quad (2.75)$$

effektiv radiusunu təyin etmək mümkündür. Eksitonun *əsas halının radiusu*

$$r_1 = 0,53 A \cdot \epsilon^2 \cdot \frac{m_0}{m_r}.$$

Əksər yarımkeçiricilərdə  $\epsilon \approx 5 \div 10$ ;  $\frac{m_0}{m_r} \approx 10$  olduğundan,

$r_1 \approx 10^{-7} sm$  qiymətini alır. Deməli, eksitonu təşkil edən elektron və dəşik bir-birindən *onlarla qəfəs sabiti* məsafəsində yerləşirlər. Buna görə də belə eksitonlar *böyük radiuslu eksitonlar* adlanır.

Eksiton eyni zamanda kinetik enerjiyə də malik olduğundan, onun tam enerjisi

$$W_{\text{exs}} = \frac{\hbar^2 k_{\text{exs}}^2}{2M} + \epsilon_{\text{exs}} = \frac{\hbar^2 k_{\text{exs}}^2}{2M} - \frac{\epsilon_{\text{exs},1}}{n^2}. \quad (2.76)$$

Əgər hesablama keçirici zonanın dibinə nəzərən aparılırsa, keçirici zonanın dibi  $n \rightarrow \infty$  uyğun gəlməklə, eksiton səviyyələri şəkil 2.18-də göstərilən kimi təsvir olunar və  $\epsilon_{\text{exs}}$  - eksiton səviyyəsindən elektronu keçirici zonaya həyəcanlaşdırmaq üçün lazım olan enerjiyə uyğun gələr.  $\epsilon_{\text{exs}}$  - kəmiyyəti *eksitonun rabitə enerjisi* adlanır.  $\epsilon_{\text{exs},1}$  - eksitonun *əsas halına*,  $n = 2$ ; 3 və s. isə *həyəcanlaşmış hallarına* uyğun gəlir.

Eksiton keçidləri yaradan fotonun enerjisi

$$h\nu = E_g - \frac{\epsilon_{\text{exs}}}{n^2}, \quad (2.77)$$

eksitonun rabitə enerjisi isə

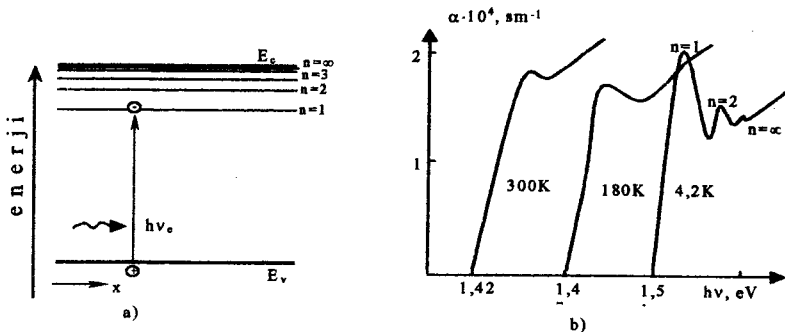
$$\varepsilon_{\text{exs}} = \frac{m_r e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2} = \frac{m_0 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{m_r}{m_0} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2} = -13,56 \text{ eV} \cdot \frac{m_r}{m_0} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2} \quad (2.78)$$

şəklində təyin olunur.

Adətən yarımkeçiricilərdə eksitonun rabitə enerjisi *onlarla meV* tərtibində olur. Aydın məsələdir ki, belə kiçik enerjiyə malik eksitonun udma xətlərini müşahidə edə bilmək üçün  $kT < \varepsilon_{\text{exs}}$  şərti ödənilməlidir. Temperatur aşağı düşdükcə eksiton udma xətlərinin intensivliyi artır. Şəkil 2.18-dən görüldüyü kimi, eksiton udma xətləri fundamental udma kənarından uzundalğalı oblastda yerləşən kəskin xətlər kimi müşahidə olunmalıdır. Şəkil 2.18-dən *GaAs* kristalının aşağı temperaturlarda udma spektrində kəskin eksiton xətlərinin müşahidə olunduğu görünür.

Çəpzonalı yarımkeçiricilərdə də eksitonların yaranması mümkündür. Lakin bu halda eksitonun yaranma prosesində fononlar iştirak edir. Belə proseslər:  $h\nu = E_g - E_p - \varepsilon_{\text{exs}}$  - fonon udulması və  $h\nu = E_g + E_p - \varepsilon_{\text{exs}}$  fonon buraxılması kimi təqdim oluna bilər.

Çəpzonalı yarımkeçiricilərdə udma spektrində eksiton udulma xətləri maksimum şəklində deyil, yalnız pille şəklində müşahidə olur.



Şəkil 2.18. a) Eksitonun enerji səviyyələri, b) GaAs- un udma kənarı.

Eksitonlar kiçik konsentrasiyalarda özlərini qaz kimi apar-salar da, böyük konsentrasiyalarda eksitonlar arasında qarşılıq-lı təsir *eksiton molekullarının* yaranması ilə nəticələnir. Kritik konsentrasiyada eksitonlar kondensasiya edərək *eksiton damcıları* əmələ gətirir. Eksiton damcıları metallik keçiriciliyə və böyük yürüklüyə malik olurlar.

İşığın yarımkəçirici tərəfindən udulması nəticəsində əmə-lə gələn elektron və deşik aralarındakı Kulon qarşılıqlı təsiri nəticəsində birləşərək iona və ya molekulabənzər *eksiton komplekslərinə* çevrilir. Məsələn, iki sərbəst elektronla bir sərbəst deşik əlaqəyə girərək *eksiton ionu* əmələ gətirə bilər-lər. Bundan başqa, sərbəst deşik də neytral donor səviyyəsinə yapışaraq müsbət yüklü eksiton ionu yarada bilər. Bu halda donor səviyyəsi ilə əlaqəli elektron- deşik cütü yalnız donor səviyyəsi ətrafında hərəkət edə bilər. Ona görə də belə eksitonlara *rabitali (bağlı) eksitonlar* deyilir. Beləliklə, bağlı eksitonların yaranmasında eksitonu təşkil edən yüklərdən hər han-sı biri aşqar səviyyəsinə yapışır. Belə eksitonlar kristal boy-unca hərəkət etmək iqtidarında olmadıqlarından, onların kine-tik enerjisi sıfır olur. Buna görə də bağlı eksitonların udma və şüalanma xətlərinin eni sərbəst eksitonlarınkindən xeyli kiçik-dir. Digər tərəfdən, bağlı eksitonların kristalın udma spektrin-dəki mövqeyi sərbəst eksitonlarınkına nisbətən daha uzun dalğalara doğru olan hissədədir. Aradakı enerji fərqi isə bağlı eksitonun rabite enerjisini təyin edir. Əgər aşqar səviyyənin ionlaşma enerjisi  $\varepsilon_a$  olarsa, onda bağlı eksitonun rabite enerjisi  $0,055\varepsilon_a < \varepsilon_{rab}^b < 0,33\varepsilon_a$  olar. Burada aşağı sərhəd elektronu mənfi yüklü donordan ayırmaq üçün, yuxarı sərhəd isə hidrogene-bənzər molekulu dissosiasiya etmək üçün lazım olan enerjini göstərir. Məsələn, silisium üçün  $\varepsilon_{rab}^b \approx 0,1\varepsilon_a$  olduğu müəyyən-ləşdirilmişdir.



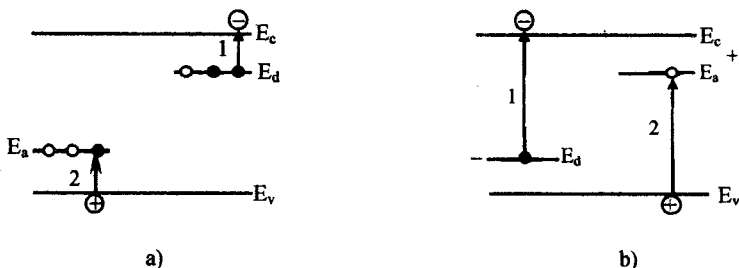
## § 2.9. Aşqarlarla (lokal mərkəzlərlə) udulma

Yarımkeçiricilərdə kənar atomlar və kristal quruluşu defektləri lokal mərkəzlər yaradır. Bu mərkəzlərin aktivləşmə enerjisi ( $E_d$ ) valent elektronların aktivləşmə enerjisindən ( $E_v$ ) kiçik olduğundan, enerji təsvirində lokal mərkəzlərin vəziyyəti qadağan olunmuş zonanın daxilinə uyğun gəlir. Əgər elektronlar lokal səviyyədən keçirici zonaya həyəcanlaşarsa, belə aşqar səviyyələri donor, valent zonadan lokal səviyyəyə həyəcanlaşarsa, belə aşqar səviyyələri akseptor səviyyələri adlanır. Aşqar səviyyələri uyğun zonadan olan enerji məsafələrinə görə dayaz və dərin səviyyələrə bölünür. Dayaz aşqar səviyyələri adətən, qəfəs atomunun digər *izovalent olmayan atomla* əvəzlənməsi zamanı yaranır və yad atomun qəfəs atomuna nəzərən valentliyinin  $\pm 1$  qədər fərqlənməsindən asılı olaraq donor və akseptor xarakteri daşıyırlar. Dərin aşqar səviyyələri, adətən, *aşqar komplekslərindən* və ya yad atomun valentliyinin  $\pm 1$ -dən çox olması zamanı əmələ gəlir.

Aşqar atomlarının böyük konsentrasiyalarında aşqar səviyyələri bir-birini bürüyərək aşqar zolağı yaradır. Belə yarımkeçiricilər cırlaşmış yarımkeçiricilər adlanır. Aşqar atomları kiçik aktivləşmə enerjisine malik olduğundan, nisbətən yüksək temperaturlarda onlar ionlaşaraq müvafiq zonada sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını artırma bilər. Aşağı temperaturlarda aşqar səviyyələri dolu olur və onları xarici işıq fotonlarının enerjisi hesabına həyəcanlaşdırmaq mümkündür. Işığın bu hala uyğun udulması *aşqar udulma* adlanır.

Fərz edək ki, yarımkeçirici kristalda həm donor, həm də akseptor aşqarları var. Bu səviyyələr dayaz (şəkil 2.19,a) və dərin (şəkil 2.19,b) aşqar səviyyələri ola bilər. Yarımkeçiricini uyğun enerjili fotonla işıqlandırdıqda *donor*→*keçirici zona* (1); *valent zona*→*akseptor* (2) keçidləri nəticəsində udma zolağı müşahidə olunmalıdır. Belə fotonların enerjisinin minimal qiyməti  $E_c - E_d$  və  $E_a - E_v$  kimi təyin olunur. Bu enerji qadağan olunmuş zonanın enindən kiçik olduğundan, aşqar udulma materialın fundamental udma kənarından daha uzundalğalı oblas-

ta uyğun gəlir. Aşqarların konsentrasiyası qəfəs atomlarının konsentrasiyasına nisbətən çox kiçik olduğundan, aşqar udulmada udma əmsalı kiçik ( $\leq 100 \text{ sm}^{-1}$ ) olur və belə udulmanı müşahidə etmək üçün nisbətən qalın nümunələrdən istifadə etmək labüddür. Əgər qəfəs atomunu əvəz edən aşqar atomunun valent elektronlarının sayı 1 artıqdırsa (məsələn,  $As \rightarrow Ge$ ), onda aşqar ( $As$ ) atomunun artıq elektronu öz atomu ilə zəif Kulon rəhbətində olmaqla hidrogen atomunu xatırladacaq. Lakin burada iki müddəə nəzərə alınmalıdır. Əvvəla, artıq elektron həm də qəfəsin periodik sahəsində yerləşdiyindən onun kütləsi olaraq effektiv kütlə -  $m^*$ -dan istifadə olunmalıdır. İkincisi, nüvəsinin kompensasiya olunmamış yükü  $Z$  olan aşqar atomu ilə artıq elektronun qarşılıqlı təsiri materialın  $\epsilon$  - dielektrik nüfuzluğu dəfə kiçilir.



Şəkil 2.19. Işığın aşqarlarla udulması.  
a- dayaz səviyyələr; b- dərin səviyyələr

Onda makroskopik nöqtəvi defektlər üçün potensial enerji

$$V(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$$

kimi təyin olunduğundan, artıq elektron üçün

Şredinger tənliyi

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right) \psi_a = \epsilon_n \psi_a \quad (2.79)$$

şəklində olar. Göründüyü kimi (2.79) tənliyi hidrogen atomunun Şredinger tənliyini xatırladır. Bu tənliyin həllindən məxsusi enerji üçün

$$\varepsilon_n = E_C - \frac{m_n Z^2 e^4}{32\pi^2 \hbar^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (2.80)$$

ifadəsi alınar. Sonuncu ifadəyə daxil olan sabitlərin qiymətlərini nəzərə aldıqda

$$\varepsilon_n = E_C - \frac{13,56 Z^2}{\varepsilon^2} \cdot \left( \frac{m_n}{m_0} \right) \cdot \frac{1}{n^2} (eV) = E_C - \frac{E_d}{n^2} \quad (2.81)$$

olar.  $n=1$  olduqda

$$E_d = 13,56 Z^2 \frac{1}{\varepsilon^2} \left( \frac{m_n}{m_0} \right) (eV) \quad (2.82)$$

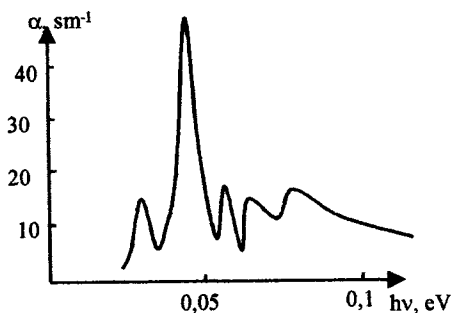
aşqar səviyyəsinin əsas halının enerjisini təyin edir. Beləliklə, donor aşqarlarının əsas halı keçirici zonadan  $E_d$  - qədər aşağıda yerləşir. Aşqarların enerjisinin (2.82) eksitonun rabitə enerjisi (2.78) ilə müqayisəsindən görünür ki,  $m_r < m_n$  olduğuna görə eyni şəraitdə aşqar səviyyələri eksiton səviyyələrinə nisbətən keçirici zonadan daha uzaqda (dərində) yerləşir. Aşqarların ionlaşma enerjisi həm də  $Z^2$ -dan asılı olduğuna əsasən demək olar ki, ikiyüklü aşqar səviyyələri daha dərində yerləşir. Uyğun mühakimələrlə akseptor tipli aşqarların enerji mövqeyi

$$E_p = E_v + \frac{E_a}{n^2}, \quad E_a = \frac{13,56 Z^2}{\varepsilon^2} \cdot \left( \frac{m_p^*}{m_0} \right) \quad (2.83)$$

ifadəsi ilə təyin olunar.

Beləliklə, aşağı temperaturalarda aşqar atomu elektronlarının işığın təsiri ilə həyəcanlaşdırılması halında aşqarlardan udma spektri bir neçə udma xəttindən ibarət olacaqdır. Buna misal olaraq bor (B) atomları ilə  $N_a = 1,8 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$  miqdarının

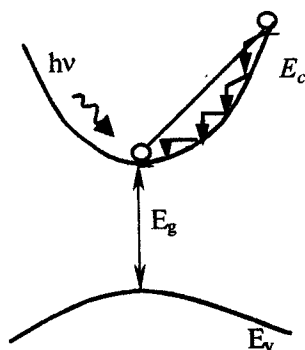
da aşqarlanmış silisiu-  
mun (Si) udma spektri  
şekil 2.20-də təsvir edil-  
mişdir.



Şekil 2.20. Bor atomları ilə aşqarlanmış Si- un udma spektri.

## § 2.10. Sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma

Yarımkəçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası kifayət qədər böyük olduqda, onun üzərinə düşən fotonlar sərbəst elektronlarla qarşılıqlı təsir zamanı öz enerjilərini bu elektronlara verir və nəticədə sərbəst elektronlar keçirici zona daxilində daha yüksək enerji hallarına keçə bilər (şekil 2.21). Belə elektronlar isti elektronlar adlanır. Sonradan bu isti elektronlar ardıcıl toqquşmalarla fononlar buraxaraq öz əvvəlki minimum enerjili mövqelərinə qaydır. Yekun nəticədə həyəcanlaşdırıcı fotonların enerjisi kristal qəfəse verilir. Bu hadisə fotonların elektronlar tərəfindən udulması kimi təqdim oluna bilər və ona *sərbəst yükdaşıyıcılarla və ya metallik udulma* deyilir. Sözsüz ki, sərbəst yükdaşıyıcıların kiçik konsentrasiyalarının



Şekil 2.21. Sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma.

da bu hadisə nəzərə çarpmaz. Şəkil 2.21-də elektronların halının dəyişməsi zonadaxili çəp keçid kimi şərh oluna bilər, çünki baxılan prosesdə  $k$ -nın dəyişməsi baş verir. Lakin bu halda işığın bir elektromaqnit dalğası olaraq sərbəst yükdaşıyıcılarla qarşılıqlı təsirdə olduğu əsaslanmaqla udma əmsalını sadə yolla hesablamaq mümkündür. Sərbəst yükdaşıyıcılar yükə malik olduğundan, onların işıqla qarşılıqlı təsiri işığın elektrik vektorunun yükdaşıyıcıya təsiri kimi götürülməlidir. Bu halda sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma işıq dalğasının elektrik vektoru tərəfindən sürətləndirilən keçirici elektronların qəfəs atomları ilə toqquşaraq öz enerjisini itirməsi kimi başa düşülər. Udma əmsalı (2.17) ifadəsinə görə udma göstəricisi ilə əlaqədə olduğundan, (2.11) ifadəsindən istifadə edərək, sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma üçün

$$\alpha_{sar} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 n \cdot c} \quad (2.84)$$

ifadəsini almaq olar. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası  $N$ , yürüklüyü  $\mu$  olan yarımkeçiricinin elektrik keçiriciliyi  $\sigma = e\mu N$ ;  $\mu = \frac{e}{m_n} \langle \tau \rangle$  (burada  $m_n$  effektiv kütlə,  $\tau$  - relaksasiya müddətidir) olduğu nəzərə alındıqda, (2.84) ifadəsi

$$\alpha_{sar} = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 n \cdot c \cdot m_n} \langle \tau \rangle \quad (2.85)$$

şəklinə düşər. Dispersiya nəzəriyyəsinə görə  $n$  sındırma əmsalı işığın  $\lambda$  - dalğa uzunluğundan asılı olduğundan,  $\alpha_{sar}$  sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə yanaşı, işığın dalğa uzunluğundan da asılı olar. Bu asılılığı təhlil etmək üçün sərbəst elektrona xarici periodik elektrik sahəsinin (ışığın  $E$  vektorunun) təsirinə baxaq:

$$m_n \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} = e E e^{i\omega t} \quad (2.86)$$

Bu ifadədəki birinci hədd Nyuton qüvvəsini, ikinci hədd elektronun hərəkətinə əngəl kimi sürtünmə qüvvəsini, üçüncü hədd isə məcbureddici qüvvəni xarakterizə edir. Bu qüvvənin təsiri ilə elektronlar öz vəziyyətini  $x$  – qədər dəyişərək

$$P = -Nex \quad (2.87)$$

dipol momentini yaradır. Elektronun vəziyyəti

$$x = Ae^{i\omega t} \quad (2.88)$$

şəklində axtarılsa və  $\frac{r}{m_n} = \beta$  ilə işarə etməklə, (2.86) tənliyində (2.88) ifadəsini nəzərə aldıqda amplitudu

$$A = \frac{eE}{m_n \omega (-\omega + i\beta)} \quad (2.89)$$

kimi təyin etmək olar. Materialın dielektrik nüfuzluğunun  $\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}$  ifadəsində (2.88) və (2.87) şərtlərini nəzərə alındıqda

$$\varepsilon = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m_n \omega (\omega - i\beta)} = 1 + \frac{Ne^2}{m_n \varepsilon_0 \omega} \cdot \frac{\omega + i\beta}{\omega^2 + \beta^2} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = (n - ik)^2 \quad (2.90)$$

olar. Digər tərəfdən, dielektrik nüfuzluğunun xəyali hissəsi udulmanı xarakterizə etdiyindən,

$$2nk = \frac{Ne^2}{m_n \varepsilon_0 \omega} \cdot \frac{\beta}{\omega^2 + \beta^2}, \quad (2.91)$$

udma əmsalı isə

$$\alpha = \frac{2k\omega}{c} = \frac{Ne^2 \beta}{ncm_n \varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2 + \beta^2} \quad (2.92)$$

kimi təyin olunur.

Elektronun hərəkətinə mane olan sürtünmə göstəricisi  $\beta$ -ni araşdıraraq. Stasionar halda sürtünmə və elektrik qüvvələri

bir-birini tarazlaşdırdığından  $r \frac{dx}{dt} = eE \Rightarrow \frac{dx}{dt} = v_d = \mu_n E$  və  $r = m_n \cdot \beta$  olduğundan

$$\beta = \frac{e}{\mu_n \cdot m_n} \quad (2.93)$$

olar. Burada  $v_d$  elektronların dreyf sürəti,  $\mu_n$  isə yürüklüyüdür. (2.93) nəzərə alınmaqla, (2.92) ifadəsində bəzi sadə çevrilmələrdən sonra udma əmsalı üçün

$$\alpha = \frac{eN\mu_n}{c\varepsilon_0 n} \cdot \frac{1}{\left[ 1 + \left( \frac{\omega\mu_n m_n}{e} \right)^2 \right]} \quad (2.94)$$

ifadəsi alınar. Böyük tezliklərdə və kiçik sürtünmə halında  $\frac{\omega\mu_n m_n}{e} \gg 1$  və (2.94) ifadəsində  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$  olduğunu nəzərə aldıqda, mötərizə daxilindəki vahidi atmaq və udma əmsalı üçün yekun

$$\alpha = \frac{e^3 N}{4\pi^2 c^3 n \mu_n m_n^2 \varepsilon_0} \cdot \lambda^2 = A \cdot \lambda^2 \quad (2.95)$$

ifadəsini yazmaq olar. Sonuncu ifadədən görünür ki, sürtünmə kiçik olduqda, böyük tezliklər oblastında, sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma  $\lambda^2$ -la mütənasib olaraq artar və  $\alpha(\lambda^2)$  asılılığı bucaq əmsalı  $A$  olan düz xəttə uyğun gələr. *InSb* üçün  $N=6,2 \cdot 10^{17} \text{sm}^{-3}$  olduqda  $\alpha(\lambda^2)$  asılılığı şəkil 2.22-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi  $\alpha$ -nın qiyməti  $10^3 \text{sm}^{-1}$ -ə çatır və buna görə də yükdaşıyıcıların yüksək konsentrasiyasında sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma aşqar udulması zolağını örtərək, onun müşahidə olunmasına imkan vermir (şəkil 2.2-də 4-əyrisi).

Kiçik tezliklərdə və sürtünmə qüvvəsinin böyük qiymətlərində  $\frac{\omega\mu_n m_n}{e} \ll 1$  şərti ödənilərsə, (2.94) ifadəsindən

$$\alpha_{ser} = \frac{eN\mu_n}{c\varepsilon_0 n} = const \quad (2.96)$$

alınar. Yəni kiçik tezlik və böyük dalğa uzunluqları zolağında sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma işığın tezliyindən asılı olmayıb,  $N$ -in qiymətinə uyğun olaraq sabit bir qiymət alır.

Yükdaşıyıcıların  $\mu$  - yürüklüyü  $\langle \tau \rangle$  relaksasiya müddətindən

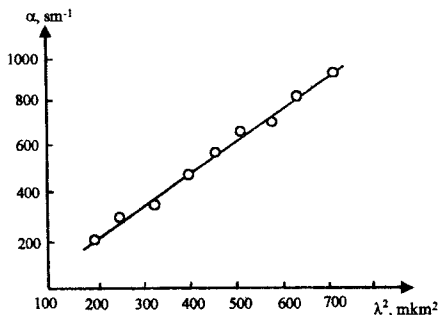
$$\mu = \frac{e}{m} \langle \tau \rangle \text{ şəklində asılı}$$

olduğu üçün  $\alpha$  - əmsalı da  $\langle \tau \rangle$ -dan asılı olar. Buna görə də bir sıra material-

larda  $\alpha(\lambda^2)$  asılılığı pozulur və ümumi halda  $\alpha(\lambda)$  asılılığı

$\alpha(\lambda) = A\lambda^2 + B\lambda^{\frac{5}{2}} + C\lambda^{\frac{7}{2}}$  şəklində ifadə olunur. Bu ifadədəki birinci hədd akustik fononlardan, ikinci hədd optik fononlardan, son hədd isə aşqar atomlarından səpilməyə uyğundur. Hansı səpilmə mexanizminin üstün rol oynamasından asılı olaraq bir sıra yarımkəçiricilərdə  $\alpha \sim \lambda^r$  ( $r=1, 5 \div 3, 5$ ) asılılığı ödənilir. Uyğun məlumatlar cədvəl 2.1-də verilmişdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma əlavə sərbəst yükdaşıyıcılar yaratmır və bu udulma mexanizmi yarımkəçiricidə fotokeçiriciliyin yaranmasında rol oynamır.



Şəkil 2.22. *InSb*-da sərbəst elektronlarla udulma spektri.



**Cədvəl 2.1.** *r*- parametrinin müxtəlif materiallar üçün qiymətləri

<i>Yarımkəçirici</i>	<i>N, sm<sup>-3</sup> · 10<sup>17</sup></i>	<i>r</i>
Ge	0,5÷5	2
GaP	10	1,8
GaAs	1-5	3
InP	0,4-4	2,5
InSb	1-3	2
GaSb	0,5	3,5

### § 2.11. Qəfəs udulması

İşıq kvantlarının kristal qəfəs ilə qarşılıqlı təsiri onları bilavasitə fononlarla qarşılaşdırma bilər. Belə qarşılıqlı təsir qəfəsin həm akustik, həm də optik fononları ilə ola bildiyindən, fotonun enerjisi fononların və fonon kombinasiyalarının enerjisinə bərabər olduqda işığın kristal qəfəs tərəfindən rezonans udulması baş verə bilər. Müxtəlif materiallarda həm birfononlu, həm də çoxfononlu udulmalar mövcud olur. Birfononlu rezonans udulma ən böyük ehtimalla malik olduğundan bu zaman udma əmsalı daha böyük olur və bu udma oblastı qalıq şüalar zolağı adlanır ( $\omega=\omega$ ).

Kristal qəfəsdə atomlar kvazielastiki qüvvələr vasitəsi ilə bir-birinə bağlı olduğundan, fotonun təsiri ilə onlar öz tarazlıq vəziyyətindən çıxaraq harmonik rəqs edirlər. Bu halda udulan fotonun dalğa uzunluğu qonşu atomlar arasında qəfəs sabitinin tam misilləri tərtibində olan məsafə ilə təyin olunur.

Kubik kristal qəfəsdə ümumi halda iki *eninə optik* ( $TO_1$ ,  $TO_2$ ), iki *eninə akustik* ( $TA_1$ ,  $TA_2$ ), bir *uzununa optik* ( $LO$ ) və bir *uzununa akustik* ( $LA$ ) fonon mövcuddur. Fotonların bu fononlarla qarşılıqlı təsirində kvaziimpulsun saxlanma qanunu ( $P_{\text{fot}} + P_{\text{fon}} = 0$ ) ödənilməlidir, yəni prosesdə o fotonlar udula bi-

lər ki, onların impulsu  $\left( P_{\text{fot}} = \frac{\hbar}{\lambda_{\text{fot}}} \right)$  fononun impulsuna

$\left( q_{\text{fon}} = \frac{\hbar}{\lambda_{\text{fon}}} \right)$  bərabər olsun.  $P_{\text{fot}} \neq q_{\text{fon}}$  olduqda isə udma

prosesində bir neçə fonon iştirak etməlidir. Bütün bunlar işığın kristal qəfəsin rəqsləri vasitəsi ilə udulma spektrini mürəkkəbləşdirir. Qəfəs udulması  $7 \div 30$  mkm dalğa uzunluğunu örtməklə mürəkkəb struktura malik olur. Bu spektrləri identifikasiya etmək üçün aşağıdakı fonon kombinasiyalarını aşkar etmək mümkündür. Məsələn: *Si* -un qəfəs udulmasında *3TO*, *2TO+LO*, *2TO*, *TO+LA*, *LO+LA*, *TO+TA*, *LO+TA* kombinasiyaları iştirak edir. Silisiumda enerjisi  $E_{TO} = 59,8\text{meV}$ ,  $E_{LO} = 51,3\text{meV}$ ,  $E_{LA} = 41,4\text{meV}$ ,  $E_{TA} = 15,8\text{meV}$  olan fononların iştirakı müəyyən olunmuşdur.

Fononlarla udulmanın əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, udma zolaqlarının intensivliyi və enerji vəziyyəti cırlaşma olmadıqda ( $N < 10^{18} \text{sm}^{-3}$ ) sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı olmur, temperaturun aşağı düşməsi isə udma zolaqlarının enerji mövqeyini dəyişməsə də intensivliyin kəskin artması baş verir.

### III FƏSİL

#### YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ GENERASIYA VƏ REKOMBİNASIYA PROSESLƏRİ

Optoelektron sistemləri elementlərinin böyük əksəriyyəti yarımkeçirici materiallardan hazırlanır və onların iş prinsipi bu materiallarda sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası (həyəcanlaşdırılma) və rekombinasiyası (yox olması) proseslərinə əsaslanır. Optoelektronikanın fiziki əsaslarını dərk etmək üçün ilk növbədə yarımkeçiricilərdə *generasiya və rekombinasiya proseslərinə* baxmaq lazımdır.

#### § 3.1. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların generasiya və rekombinasiyası

Termodinamik tarazlıq halında olan yarımkeçiricilərdə sərbəst elektronların  $n_0$  və sərbəst deşiklərin  $p_0$  konsentrasiyaları tarazlıq konsentrasiyası adlanır. Tarazlıq konsentrasiyası termik generasiya nəticəsində valent zonadan və ya aşqar səviyyələrdən keçirici zonaya, eləcə də valent zonadan elektronların aşqar səviyyəyə keçməsi hesabına yaranır. Termik generasiyanın sürəti başqa xarici təsirlər olmadıqda yalnız temperaturla təyin olunur. İstənilən halda sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası ilə yanaşı, onların rekombinasiya prosesi də baş verir. Eyni zamanda hər iki növ yükdaşıyıcısı mövcud olduqda onların rekombinasiya sürəti

$$R_0 = \gamma_r n_0 p_0 \quad (3.1)$$

həm  $p_0$ , həm də  $n_0$ -dan asılı olur. Buradakı  $\gamma_r$  - rekombinasiya əmsalı adlanır. Tarazlıq halında generasiya  $G_0$  və rekombinasiya  $R_0$  sürətləri bir-birinə bərabər olur:

$$R_0 = G_0 \quad (3.1 a)$$

Bu bərabərlik tarazlıq şərti adlanır. Tarazlıq halında sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası

$$n_0 = N_c e^{-\frac{E_c - F}{kT}}; \quad p_0 = N_v e^{-\frac{F - E_v}{kT}}$$

kimi təyin olunur. Bu ifadələrdə  $F$  - Fermi enerjisi,  $N_c$  və  $N_v$  - isə uyğun olaraq keçirici və valent zonalardakı enerji hallarının sıxlığıdır. Yarımkəçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların

$$n_i = \sqrt{n_0 p_0} = (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (3.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunan konsentrasiyası *məxsusi konsentrasiya* adlanır. Bu ifadədə  $E_g = E_c - E_v$  materialın qadağan olunmuş zonasının enidir. Işığın, elektrik sahəsinin, radiasiyanın və başqa xarici amillərin təsiri ilə yarımkəçiricidə əlavə  $\Delta n = n - n_0$  miqdarda elektronlar və  $\Delta p = p - p_0$  miqdarda sərbəst dəşiklər yaradıla bilər. Yaradılmış  $\Delta n$  və  $\Delta p$  konsentrasiyaları *əlavə (artıq) konsentrasiya* adlanır. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması öz növbəsində onların  $R$  - rekombinasiya sürətini də artırır və  $R > R_0$  olar. Eyni zamanda generasiya və rekombinasiya proseslərinin mövcudluğu şəraitində sərbəst yükdaşıyıcıların (məsələn elektronların) konsentrasiyasının dəyişməsi

$$\frac{dn}{dt} = G - R \quad (3.3)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Artıq konsentrasiyanın əmələ gəlməsi tarazlıq halındakı  $F$  Fermi səviyyəsini  $F_n$  elektronlar və  $F_p$  deşiklər üçün kvazifermi səviyyələrinə parçalayar. Bu halda sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyaları:

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - F_n}{kT}}$$

$$p = N_v e^{-\frac{F_p - E_g}{kT}}$$

olar ki, buradan da

$$n \cdot p = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}} e^{-\frac{F_n - F_p}{kT}} = n_i^2 e^{-\frac{F_n - F_p}{kT}} \quad (3.4)$$

Həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdə generasiya yalnız temperatur hesabına baş verdiyindən  $G = G_0 = R_0$ . Artıq konsentrasiya ( $\Delta n = n - n_0$ ) mövcud olduqda rekombinasiya prosesi üstünlük təşkil edər və bu prosesdə  $\Delta n$ -in sifra qədər azalması artıq yükdaşıyıcıların *məhv olma ehtimalı* ilə xarakterizə olunur. Onda *1 saniyədəki* rekombinasiya aktlarının sayı

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_f^n} \quad (3.5)$$

şəklində təyin olunur. Bu ifadəni inteqralladıqda artıq konsentrasiyanın miqdarının dəyişməsinin  $\Delta n = C e^{-\frac{t}{\tau_f^n}}$  qanunu ilə baş verməsi aydınlaşar. Burada  $C$  – inteqrallama sabiti olub sərhəd şərtlərindən təyin olunur. Həyəcanlaşma kəsilən anda  $\Delta n = \Delta n(0)_{t=0} = C$  olduğunu nəzərə aldıqda tarazsız konsentrasiyanın relaksasiya qanunu üçün

$$\Delta n = \Delta n(0) e^{-\frac{t}{\tau_f^n}} \quad (3.6)$$

alınar. Bu ifadədə  $\Delta n$ -in  $e=2,71$  dəfə azalmasını göstərən  $\tau_f^n$  zaman müddəti *tarazlıqda olmayan elektronların yaşama müddəti* adlanır.

Eyni mühakimələri  $p$  - tip yarımkəçiricidə dəşiklər üçün aparmaqla

$$\Delta p = \Delta p(0)e^{-\frac{t}{\tau_f^p}} \quad (3.7)$$

almaq olar. Buradakı  $\tau_f^p$  - tarazlıqda olmayan dəşiklərin yaşama müddətidir. Artıq konsentrasiyanın dəyişmə sürəti  $\Delta n$ -lə mütənasib olduğu rekombinasiya xətti rekombinasiya adlanır. Xətti rekombinasiya halında artıq yükdaşıyıcının sərbəst haldan bağlı hala keçməsi əks işarəli artıq yüklərin mövcudluğundan asılı olmur. Belə rekombinasiyada sərbəst elektronlarla dəşiklərin birbaşa rekombinasiyası baş vermir. Bu tip rekombinasiya aşqarlı yarımkəçiricidə *monopolyar generasiya* şəraitində reallaşa bilər. Monopolyar generasiyada yarımkəçiricinin elektrik neytrallığı pozulmur, sadəcə artıq yükdaşıyıcıların yükü aşqar səviyyəsindəki ionların yükünə bərabər olur. Nəzərə alsaq ki, artıq yükdaşıyıcılar diffuziya nəticəsində  $\rho_0$  sıxlıqlı həcmi yüklər yaradırlar, onda kristal boyunca diffuziyanı əngəlləyən  $\vec{E}$  elektrik sahəsi meydana gəlir. Həyəcanlaşdırıcı təsir mövcud olduqda  $\vec{E}$  elektrik sahəsinin dreyfi diffuziya selinin qarşısını alır. Həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdə  $\rho_0$  həcmi yükləri  $\vec{E}$  sahəsinin təsiri ilə hərəkət edərək elektrik cərəyanı yaradır. Materialın xüsusi elektrik keçiriciliyi  $\sigma$  olduqda kəsilməzlik tənliyinə görə cərəyanın sıxlığı

$$\operatorname{div} \vec{j} = \operatorname{div}(\sigma \vec{E}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3.8)$$

şəklində təyin olunur. Maksvell tənliklərindən  $\epsilon\epsilon_0 \operatorname{div} E = \rho$  olduğu nəzərə alınarsa, həcmi yüklərin zamana görə dəyişməsi

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\rho \sigma}{\epsilon\epsilon_0} \Rightarrow \rho = \rho(0)e^{-\frac{t}{\tau_M}} \quad (3.9)$$

qanunu ilə baş verir. Beləliklə, həcmi yüklərin relaksasiyası  $\tau_M^{-1} = \frac{\sigma}{\epsilon\epsilon_0}$  zaman müddəti ilə xarakterizə olunur. Bu zaman müddəti *Maksvell relaksasiya müddəti* adlanır. Keçiriciliyi  $\sigma \approx 10 \text{ om}^{-1} \text{ sm}^{-1}$  olan materiallar üçün  $\tau_M \approx 10^{-12}$  san tərtibində olur. Beləliklə, monopolyar generasiya şəraitində əmələ gələn həcmi yüklər  $\tau_M$  müddətində elektrik cərəyanı yaratmaq hesabına tamamilə yox olur. Bu müddət ərzində artıq yüklərdən təşkil olunmuş elektron buludu hərəkətdə olur. Nəzərə alınsa ki,  $\tau_M \ll \tau_f$ , onda aşqarlı yarımkeçiricidə yarıdılmış həcmi yük aşqar ionundan bu müddət ərzində uzaqlaşmağa imkan tapmaz və nəticədə yükdaşıyıcıların monopolyar generasiya və rekombinasiya aktları yarımkeçiricinin eyni bir yerində baş verir.

Həyəcanlaşma zamanı həm elektronlar, həm də dəşiklər əmələ gələrsə, onların birbaşa rekombinasiyası baş verə bilər. Belə rekombinasiyanın ehtimalı həm sərbəst elektronların, həm də sərbəst dəşiklərin konsentrasiyasından asılı olur. Bu halda (3.1) və (3.1.a) şərtləri uyğun olaraq

$$\begin{aligned} R &= \gamma_r \cdot n \cdot p; = G, \\ R_0 &= \gamma_r \cdot n_0 \cdot p_0 = G_0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

şəklini alır.

Həyəcanlaşma kəsildikdə artıq konsentrasiyanın dəyişmə sürəti (3.3) şərtinə əsasən

$$-\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = R - G_0 = \gamma_r (np - n_0 p_0) = -\frac{\partial(\Delta p)}{\partial t} \quad (3.11)$$

olar. Nəzərə alsaq ki,  $n = n_0 + \Delta n$  və  $p = p_0 + \Delta p$ , onda məxsusi (zonalararası) həyəcanlaşma halında  $\Delta n = \Delta p$  və rekombinasiya yalnız *sərbəst elektron* → *sərbəst dəşik* vasitəsi ilə reallaşır. Nəticədə artıq konsentrasiyanın dəyişmə sürəti

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = -\gamma_r(n_0 p_0 + n_0 \Delta p + p_0 \Delta n + \Delta n \Delta p - n_0 p_0) = -\gamma_r \Delta n(n_0 + p_0) - \gamma_r (\Delta n)^2 \quad (3.12)$$

şəklini alar. Sonuncu tənliyin həllini *zəif* ( $\Delta n = \Delta p \ll n_0, p_0$ ) və *güclü* ( $\Delta n = \Delta p \gg n_0, p_0$ ) həyəcanlaşma halları üçün araşdıraq.

Birinci halda (3.12) ifadəsində  $(\Delta n)^2$  daxil olan həddi atmaq mümkündür və

$$-\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = \gamma_r \Delta n(n_0 + p_0) \quad (3.12a)$$

olar. Burada

$$\tau = \frac{1}{\gamma_r(n_0 + p_0)} = \text{const}$$

əvəzləməsi aparıldıqda, (3.12a) tənliyinin həllindən

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau}; \quad \text{və} \quad \Delta n = \Delta n_0(0)e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.13)$$

şəklində relaksasiya qanunu alınır. Burada  $\Delta n(0)$  artıq yüklərin həyəcanlaşma kəsilən andakı konsentrasiyasıdır. Beləliklə, *bipolyar generasiya halında elektron və deşiklərin sayının həyəcanlaşma kəsildikdən sonra dəyişməsi zaman sabiti  $\tau$  olan eksponensial qanunla baş verir.*  $\tau$  – kəmiyyəti artıq konsentrasiyanın  $e=2,71$  dəfə azalmasına uyğun gəlidiyi üçün tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların, məxsusi yarımkeçiricidə isə *elektron-deşik cütünün yaşama müddəti* adlanır.  $\tau$  –nun qiyməti yarımkeçiricinin təbiətindən, onun təmizlik dərəcəsiindən asılı olub, müxtəlif hallar üçün  $\sim 10^2 \div 10^8$  san tərtibində olur. Bu zaman müddəti  $\tau_M$  – Maksvell relaksasiya müddətindən böyük olduğundan, demək mümkündür ki, bipolyar generasiya və rekombinasiya prosesləri *fəzaca* üst-üstə düşür.



İkinci halda (3.12) tənliyində  $n_0$  və  $p_0$  kəmiyyətləri  $\Delta n$ -ə nəzərən atıla bilər və tənlik

$$-\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = \gamma_r (\Delta n)^2 \quad (3.14)$$

şəklinə düşər. Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, bu halda artıq yükdaşıyıcıların rekombinasiya sürəti onların  $\Delta n$  konsentrasiyanın kvadratı ilə mütənəsb olur. Bu cür rekombinasiya *kvadratik rekombinasiya* adlanır. (3.14) tənliyini dəyişənlərinə ayıraraq inteqralladıqdan sonra

$$\frac{1}{\Delta n} = +\gamma_2 \cdot t + C$$

olar. Burada  $C$  – inteqrallama sabitidir. Əgər  $t=0$  anında  $\Delta n = \Delta n(0)$  olduğu nəzərə alınarsa,  $C = \frac{1}{n(0)}$  və

$$\Delta n = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_r \cdot \Delta n(0) \cdot t} \quad (3.15)$$

kimi artıq konsentrasiyanın relaksasiya qanunu alınır. Beləliklə, *yüksək həyəcanlaşmalarda kvadratik rekombinasiya şəraitində  $\Delta n(t)$  asılılığı hiperbolik qanuna uyğun gəlir*. Bu halda da zaman keçdikcə  $\Delta n$  kiçilir,  $\Delta p = \Delta n > n_0; p_0$  şərti pozulur və kvadratik rekombinasiya xətti rekombinasiya ilə əvəz olunur. Nəticədə həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdən müəyyən müddət sonra  $\Delta n(t)$  asılılığı (3.13) şəklində ifadə olunan eksponensial qanuna tabe olur. Zəif həyəcanlaşma halına analogi olaraq (3.14) tənliyi

$$-\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = \frac{\Delta n}{\tau_{ani}} \quad (3.16)$$

şəklində yazılsa, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların *ani yaşama müddəti*

$$\tau_{ani} = \frac{1}{\gamma_r \cdot \Delta n} \quad (3.17)$$

kimi təyin olunur. Bu ifadədən görüldüyü kimi,  $\tau_{ani}$  - kəmiyyəti sabit olmayıb  $\Delta n$ -dən və buna görə də zamandan asılıdır. Beləliklə, yekun olaraq demək olar ki, *tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların kvadratik rekombinasiya prosesi sabit bir yaşama müəddəti ilə xarakterizə edilə bilməz. Bu halda yalnız zamanın hər hansı anındakı ani yaşama müddətindən söhbət gedə bilər.*

Başvermə mexanizmlərinə görə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların rekombinasiyası *zonalararası, lokal mərkəzlər* vasitəsi ilə və *səth* rekombinasiyası kimi üç növə bölünür.

Zonalararası rekombinasiya sərbəst elektronun keçirici zonadan bilavasitə valent zonaya keçməsi nəticəsində elektron-deşik cütünün məhv olmasına deyilir. Bu zaman həm enerjinin, həm də kvaziimpulsun saxlanması qanunları ödənilir:

$$E' = \Delta E + E; \quad P' = P + q \quad (3.18)$$

Burada  $E'$  və  $P'$  elektronun rekombinasiyaya qədər,  $E$  və  $P$  rekombinasiyadan sonra enerji və impulsu,  $\Delta E$  - rekombinasiya prosesində ayrılan enerji,  $q$  - isə elektronun qəfəsə verdiyi kvaziimpulsdur.  $\Delta E$  enerjisinin sərf olunma mexanizmindən asılı olaraq zonalararası rekombinasiyanın aşağıdakı üç tipi fərqləndirilir:

*Süalanma rekombinasiyası.* Rekombinasiya prosesində ayrılan enerji işıq kvantları şəklində mühiti tərk edir.

*Süalanmayan rekombinasiya.* Rekombinasiya prosesində ayrılan enerji kristal qəfəsə verilərək onu qızdırır, yəni fononların yaranmasına sərf olunur.

*Oje-zərbə rekombinasiyası.* Rekombinasiya prosesində ayrılan enerji üçüncü sərbəst zərrəciyə (elektrona və ya deşiyə) verilir. Bu halda enerji alaraq qızmış üçüncü zərrəcik aldığı əlavə enerjini ardıcıl müntəzəm toqquşmalar nəticə-

sində tədricən qəfəsə verir.

Lokal səviyyələr vasitəsi ilə rekombinasiya prosesində *defektlər* iştirak edir. Keçirici zonadan elektron, valent zonanadan isə dəşik tutmaq iqtidarında olan aşqar səviyyəsi *rekombinasiya mərkəzi* adlanır. Bu halda elektron-dəşik cütünün məhv olması rekombinasiya mərkəzi tərəfindən onların ardıcıl tutulması ilə həyata keçirilir. Rekombinasiyada ayrılan enerjinin sərf olunma mexanizmindən asılı olaraq lokal səviyyələrlə rekombinasiya şüalanana və şüalanmayan ola bilər.

Səth rekombinasiyası yarımkəçiricinin səthində olan enerji səviyyələri vasitəsi ilə baş verən rekombinasiyadır. Bu rekombinasiya prosesi həm şüalanana, həm də şüalanmasız ola bilər.

### § 3.2. Zonalararası şüalanma rekombinasiyası

Zonalararası şüalanma rekombinasiyasında sərbəst elektron bilavasitə valent zonasındakı dəşik tərəfindən tutulur. Bu prosədə işıq kvantının şüalanması baş verir və şüalanana kvantların enerjisi ən azı qadağan olunmuş zonanın eninə bərabər olur ( $h\nu = E_g$ ). Termodinamik tarazlıq halında, vahid zamanda, vahid həcmdən foton buraxılması ilə baş verən rekombinasiya aktlarının sayı xarici təsirlə həyəcanlaşan elektronların sayına bərabər olur. Şüalanma intensivliyi *rekombinasiya aktlarının sayı ilə* təyin olunduğundan, (3.10) ifadəsinə əsasən

$$R_S^0 = n_0 p_0 \gamma_r = \gamma_r n_i^2. \quad (3.19)$$

Burada  $n_i$  - məxsusi konsentrasiya,  $\gamma_r$  - isə zonalararası rekombinasiya əmsalı adlanır. Termodinamik tarazlıq pozulduqda sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyaları  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$  olan yarımkəçiricidə cırlaşma halı əmələ gəlmir-

sə,  $\gamma_r$  - tarazlıq halındakı əmsaldən fərqlənmir və şüalanma intensivliyi

$$R_S = n \cdot p \cdot \gamma_r = R_S^0 \cdot \frac{n \cdot p}{n_i^2} \quad (3.20)$$

şəklində ifadə olunur. Bu halda tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti elektron və deşiklər üçün uyğun olaraq

$$\tau_{nr} = -\frac{\Delta n}{dn/dt}; \tau_{pr} = -\frac{\Delta p}{dp/dt} \quad (3.21)$$

şəklində təyin olunur. Xarici həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdə generasiya sürəti  $R_0$ -a bərabər olduğundan, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının dəyişmə sürəti

$$-\frac{d(\Delta n)}{dt} = R - R_0 = \gamma_r np - \gamma_r n_0 p_0 = \gamma_r (np - n_i^2), \quad (3.22)$$

yaşama müddəti isə

$$\tau_{nr} = \frac{\Delta n}{\gamma_r (np - n_i^2)} = \frac{\Delta n}{\gamma_r (n_0 \Delta n + p_0 \Delta p + \Delta n \Delta p)} \quad (3.23)$$

olar.

Bipolyar generasiya halında  $\Delta n = \Delta p$  olduğundan, yaşama müddəti

$$\tau_{nr} = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0 + \Delta n)}. \quad (3.24)$$

Həyəcanlaşmanın çox da böyük olmayan qiymətlərində  $\Delta n = \Delta p \ll p_0 + n_0$  olduğundan, yaşama müddəti

$$\tau_{nr} = \frac{1}{\gamma_r (n_0 + p_0)} \quad (3.25)$$

şəklində sabit qiymətə malik olar.

Məxsusi yarımkeçirici halında  $n_0 = p_0 = n_i$  olduğundan və sərbəst yükdaşıyıcıların  $n_i$  konsentrasiyasının (3.2) ifadəsi nəzərə alındıqda, yaşama müddəti

$$\tau_{ir} = \frac{1}{2\gamma_r n_i} = \frac{e^{-\frac{E_g}{2kT}}}{2\gamma_r (N_c N_v)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.26)$$

olar.

*Beləliklə, məxsusi yarımkeçiricidə qadağan olunmuş zonanın eni artdıqca və temperatur azaldıqca  $\tau_{ir}$  də artır.* Buna görə də belə hallarda zonalararası şüalanma rekombinasiyasının effektivliyi kiçilir. Zonalararası şüalanma rekombinasiyası nisbətən yuxarı temperaturlarda,  $E_g \leq 0,5eV$  olan yarımkeçiricilərdə reallaşa bilər.

Sərbəst yükdaşıyıcıların yaşama müddəti *n*-tip yarımkeçiricidə ( $n_0 \gg p_0$ ):

$$\tau_r^n = \frac{1}{\gamma_r n_0} = \frac{1}{\frac{1}{2\tau_{ir} n_i} n_0} = 2 \frac{n_i}{n_0} \tau_{ir} \ll \tau_{ir}, \quad (3.27)$$

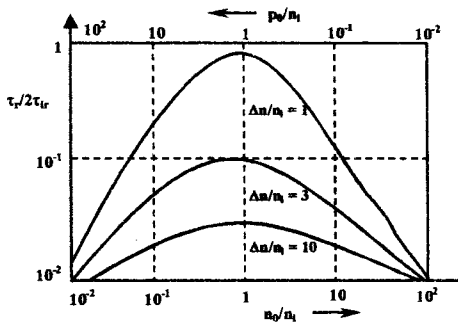
*p*-tip yarımkeçiricidə ( $p_0 \gg n_0$ ) isə

$$\tau_r^p = 2 \frac{n_i}{p_0} \tau_{ir} \ll \tau_{ir}. \quad (3.28)$$

kimi təyin olunur. Bu ifadələrə görə yarımkeçirici aşqarlandıqda zonalararası şüalanma rekombinasiyasının effektivliyi artmalıdır. Lakin aşqarlanma zamanı çoxlu defektlər yaranıldığından, rekombinasiya aktları əsasən həmin defektlərlə bağlı kanallarla baş verir. Ona görə də zonalararası şüalan-

ma rekombinasiyanı yalnız təmiz yarımkəçirici materiallarda tətbiq etmək mümkündür.

Şəkil 3.1-də zəif həyəcanlaşma halı üçün  $\tau_r$ -in aşqarlanma dərəcəsindən asılılığı təsvir olunmuşdur. Əyrinin absis oxunda  $l$  rəqəmi ilə işarə olunmuş orta nöqtə məxsusi, ondan sağdakı hissə  $n$ -tip, soldakı hissə isə  $p$ -tip keçiriciliyə uyğun gəlir. Şəkildən görüldüyü kimi, məxsusi yarımkəçiricidə  $\tau_r$ -in qiyməti  $\Delta n$ -dən güclü asılıdır və aşqarlanma dərəcəsinin artması ilə bu asılılıq zəifləyir.



Şəkil 3.1. Zonalararası şüalanma rekombinasiyasında yaşama müddətinin artıq konsentrasiyanın müxtəlif qiymətlərində aşqarlanma dərəcəsindən asılılığı

Kvant hallarının sayından və fotonların *Boze-Eynşteyn* paylanmasından istifadə olunmaqla  $\gamma_r$ -in qiymətinin hesablanması

$$\gamma_r = \frac{8\pi}{n_i^2 c} \int_0^{\infty} \bar{n}^2 \alpha(\nu) \nu^2 d\nu \frac{h\nu}{e^{kT}-1}$$

ifadəsini verir. Burada  $\bar{n}$  - materialın sındırma əmsalı,  $\alpha(\nu)$  - udma əmsalı,  $h$  - Plank sabiti,  $k$  - Bolsman sabiti,  $\nu$  - isə maddə üzərinə düşən həyəcanlaşdırıcı işıq fotonunun tezliyidir.

Yüksək səviyyədə həyəcanlaşma halında ( $\Delta n \gg p_0 + n_0$ ), (3.23) ifadəsindən yaşama müddəti üçün

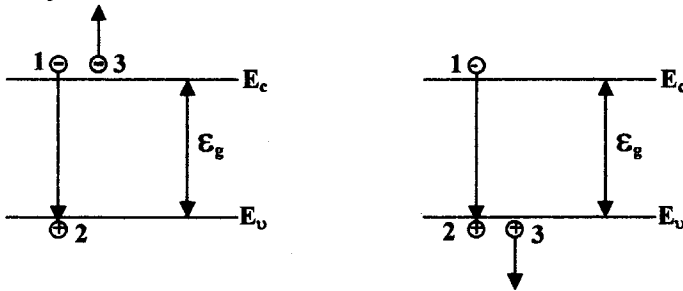
$$\tau_{nr} = \frac{1}{\gamma_r \Delta n} \quad (3.29)$$

ifadəsi alınır. Bu ifadədən görüldüyü kimi, baxılan halda rekombinasiya prosesi sabit bir yaşama müddəti ilə xarakterizə edilə bilməz və  $\Delta n$ -in azalması ilə  $\tau_{nr}$  artır. Yalnız artıq konsentrasiyanın azalaraq  $\Delta n \ll n_0 + p_0$  halına gəldikdə şüalanma sabit relaksasiya müddəti ilə təsvir olunur.

### § 3.3. Zonalararası zərbə rekombinasiyası

Əgər eyni zamanda iki elektron bir deşiklə, və ya iki deşik bir elektronla toqquşarsa, elektron-deşik rekombinasiyası nəticəsində enerjinin üçüncü zərrəciyə ötürülməsi baş verə bilər. Bu proseslər elektron və deşiklər üçün sxematik olaraq şəkil 3.2-də təsvir olunmuşdur.

Əlavə enerji qazanan üçüncü zərrəcik öz zonasında daha yüksək enerjili səviyyələrə keçir və nəticədə «*isti*» yükdaşıyıcıya çevrilir. Sonrakı mərhələdə isə bu zərrəcik fononlar yaradaraq öz enerjisini qəfəsə verir və «soyuyur». Beləliklə, zonalararası zərbə rekombinasiyası foton buraxılması ilə nəticələnməyən, yəni *şüalanmasız* rekombinasiyadır. Elektron-deşik cütünün sərbəst



Şəkil 3.2. Zonalararası zərbə rekombinasiya prosesləri  
 a) 2 elektron və 1 deşik toqquşmaları; b) 1 elektron və 2 deşik toqquşmaları

elektronla toqquşma ehtimalı  $n^2 p$ , deşiklə toqquşma ehtimalı isə  $p^2 n$  ilə mütənasibdir. Zonalararası zərbə rekombinasiyası halında sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azalması həm elektron, həm də deşiklə toqquşma prosesində baş verə bildiyindən, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların azalma sürəti (3.3) ifadəsinə əsasən

$$-\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{d(\Delta p)}{dt} = \eta^{(n)} n^2 p - \eta^{(n)} n_0^2 p_0 + \eta^{(p)} p^2 n - \eta^{(p)} p_0^2 n_0 \quad (3.30)$$

olar. Burada  $\eta^{(n)}$  və  $\eta^{(p)}$  uyğun olaraq elektron və deşiklərin zərbə rekombinasiya əmsalları adlanır və  $\eta^{(n)}$ ,  $\eta^{(p)}$  demənilməklə  $\gamma_r$  rekombinasiya əmsalından fərqlənir.  $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$  və  $\Delta n = \Delta p$  olduğu (3.30) ifadəsində nəzərə alınarsa,

$$-\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{d(\Delta p)}{dt} = \Delta n(\eta^{(n)} \cdot n_0^2 + \eta^{(p)} p_0^2 + 2\eta^{(n)} n_0 p_0 + 2\eta^{(p)} n_0 p_0) + (\Delta n)^2(\eta^{(n)} \cdot p_0 + \eta^{(p)} n_0 + 2\eta^{(n)} n_0 + 2\eta^{(p)} p_0) + (\Delta n)^3(\eta^{(n)} + \eta^{(p)})$$

olar. Zəif həyəcanlaşma ( $\Delta n \ll n_0, p_0$ ) halında sonuncu ifadədəki  $(\Delta n)^2$  və  $(\Delta n)^3$  vuruğu olan hədlər atılsa və

$$\tau = \frac{\Delta n}{-\frac{d(\Delta n)}{dt}} \text{ olduğu nəzərə alınsa, yaşama müddəti üçün}$$

$$\tau_{nA} = \tau_{pA} = \frac{1}{\eta^{(n)}(n_0^2 + 2n_i^2) + \eta^{(p)}(p_0^2 + 2n_i^2)} \quad (3.31)$$

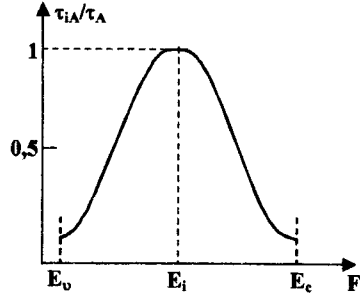
alınar. Sonuncu ifadədə  $n_0 p_0 = n_i^2$  olduğu nəzərə alınmışdır. Müxtəlif hallar üçün (3.31) ifadəsini təhlil edək:

*Məxsusi yarımkeçiricidə* ( $n_0 = p_0 = n_i$ ):



$$\tau_{iA} = \frac{1}{3n_i^2 (\eta^{(n)} + \eta^{(p)})} = \frac{e^{\frac{E_g}{kT}}}{3N_c N_g (\eta^{(n)} + \eta^{(p)})} \quad (3.32)$$

Bu ifadədən göründüyü kimi, zonalararası zərbə rekombinasiyası halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti məxsusi keçiriciliyə malik yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zonasının eninin artması və temperaturun azalması ilə böyüyür. Buna görə də zərbə rekombinasiyası dar zonalı yarımkəçiricilərdə və nisbətən yüksək temperaturlarda daha effektiv olur.



Şəkil 3.3. Zərbə rekombinasiyasında yaşama müddətinin Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılılığı

$n$  - tip yarımkəçiricidə ( $n_0 \gg p_0, n_i$ )

$$\tau_A^{(n)} = \frac{1}{\eta^{(n)} n_0^2} < \tau_{iA}, \quad (3.33)$$

$p$  - tip yarımkəçiricidə ( $p_0 \gg n_0, n_i$ ) isə

$$\tau_A^{(p)} = \frac{1}{\eta^{(p)} p_0^2} < \tau_{iA}. \quad (3.34)$$

Beləliklə, zərbə rekombinasiyasında məxsusi yarımkəçiricidə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar ən böyük yaşama müddətinə malik olur. Aşqarlanma zamanı Fermi səviyyəsinin sərbəst zonaya yaxınlaşması ilə  $\tau_A$  kəskin azalır (şəkil 3.3). Zərbə rekombinasiyası aşqarlanmış yarımkəçiricidə daha effektiv olur. Müəyyən edilmişdir ki, zərbə ilə zona-zona rekombinasiyası yüksək temperaturlarda nadir hallar-

da (məsələn, dar zonalı *InSb*- da) müşahidə olunur. Zərbə rekombinasiyasının əsas xüsusiyyətləri aşağıdakılardır:

-Həm yüksək dərəcədə aşqarlanmada, həm də yüksək həyəcanlaşmalarda əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı olaraq yaşama müddəti kiçilir;

-Temperaturun artması ilə  $\tau$  yaşama müddəti fononsuz rekombinasiya halında eksponensial, fononlar iştirak etdikdə isə xeyli zəif qanunla kiçilir;

- Şüalanma rekombinasiya aktlarının azalması hesabına lüminessensiyanın *konsentrasiya sönməsi* baş verir və lüminessensiyanın *kvant effektivliyi* azalır;

- Şüalanma intensivliyinin temperaturla sönməsi baş verir. Temperatur yüksəldikcə sərbəst yükdaşıyıcıların kinetik enerjisi və uyğun olaraq zərbə rekombinasiyasının ehtimalı artır, şüalanmanın kvant effektivliyi isə azalır;

- Kristal tərəfindən qadağan olunmuş zonanın enindən böyük enerjiyə malik kvantların şüalanması (*«isti» lüminessensiya*) baş verə bilər. Zərbə nəticəsində elektronlar keçirici zonanın yuxarı qatlarına, deşiklər isə valent zonanın aşağı qatlarına keçə bilirlər. Bu halda *«isti»* yükdaşıyıcıların əsas hissəsi relaksasiya edərək uyğun zonaların ekstremumlarına toplaşsalar da *«isti»* yükdaşıyıcıların bilavasitə rekombinasiya ehtimalı da *sıfır* deyil. *«İsti»* elektron valent zonanın təpəsindəki deşiklə, keçirici zonanın dibindəki elektron isə *«isti»* deşiklə rekombinasiya edə bilirlər;

- Elektronların zərbə zamanı əldə etdikləri enerji elektronun çıxış işindən böyük olduqda, o, kristalı tərk edir.

Həyəcanlaşma səviyyəsi çox yüksək olarsa ( $\Delta n_0 \gg n_0, p_0; \Delta p \gg n_0, p_0$ ), onda (3.31) ifadəsində  $\Delta n$  və  $(\Delta n)^2$  vuruqlu hədləri  $(\Delta n)^3$ -na nəzərən atıla bilər və nəticədə artıq konsentrasiyanın azalma sürəti

$$-\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{d(\Delta p)}{dt} = (\Delta n)^3 (\eta^{(n)} + \eta^{(p)}) \quad (3.35)$$

olar. Bu ifadədən yükdaşıyıcıların ani yaşama müddəti

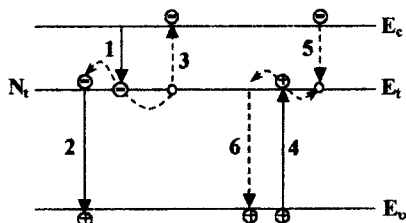
$$\tau_{ani} = \frac{\Delta n}{\frac{d(\Delta n)}{dt}} = \frac{I}{(\eta^{(n)} + \eta^{(p)})(\Delta n)^2} \quad (3.36)$$

kimi təyin edilir. Göründüyü kimi, baxılan halda proses hər hansı sabit yaşama müddəti ilə xarakterizə oluna bilməz və  $\tau_{ani}$  - yaşama müddəti sərbəst yükdaşıyıcıların artıq konsentrasiyasının qiymətindən kəskin asılı olur.

### § 3.4. Lokal mərkəzlərlə rekombinasiya

Real yarımkəçiricilərin əksəriyyətində külli miqdarda müxtəlif tip lokal səviyyələr mövcud olur və onlar materialın qadağan olunmuş zonasında bir neçə növ enerji səviyyələri yarada bilirlər. Termodinamik tarazlıq halında neytral olan qəfəs defektləri sərbəst yükdaşıyıcıyı tutmaq, eləcə də buraxmaq xüsusiyyətinə malik olurlar və belə defektlər ümumi halda *tutma mərkəzləri* adlandırılır.

Sadə halda elektronları tutan və enerjisi keçirici zonaya nəzərən  $E_t$  olan  $N_t$  konsentrasiyalı lokal səviyyə vasitəsi ilə rekombinasiya prosesini nəzərdən keçirək. (şəkil 3.4). Əgər baxılan yarımkəçirici  $n$ -tip keçiriciliyə malikdirsə, ilkin olaraq 1- keçidi ilə



Şəkil 3.4. Lokal səviyyələrin iştirakı ilə elektron keçidləri

neytral tutma mərkəzi elektronu tutaraq *mənfi* yüklənir. Bu elektron 2 - keçidi ilə valent zonaya keçərsə, yəni növbəti akt kimi tutma mərkəzi dəşiyi tutarsa, onda rekombinasiya baş verir. Bu halda dəşiklərin sayı azaldığından növbəti tutulan elektron dəşik tutmağa macal tapmamış termik olaraq

3 tipli əks keçid vasitəsi ilə geriyyə - keçirici zonaya qayıda bilər. Baxılan material böyük miqdarda dəşiklərə malikdirsə, əvvəlcə 4- keçidi ilə valent zonanadan dəşik, sonra isə 5 - keçidi ilə keçirici zonanadan elektron tutula bilər. Dəşik elektron tutmağa macal tapmamış 6 keçidi ilə yenidən valent zonaya qayıda bilər. Bu sadə sxem üzrə  $\tau$  - yaşama müddətini hesablayaq. Əgər tutma mərkəzinin elektronlarla tutulma ehtimalı  $f_t(\varepsilon)$  olarsa, onun boş olma ehtimalı  $1 - f_t(\varepsilon)$  kimi təyin olunur. Elektronların 1- keçidləri üçün mərkəz tərəfindən tutulma intensivliyi boş yerlərin  $N_t \cdot (1 - f_t)$  sayında və sərbəst elektronların  $n$  konsentrasiyasında

$$R_t^{(n)} = \gamma_n \cdot n \cdot N_t (1 - f_t) \quad (3.37)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $\gamma_n$  - tarazlıqda olmayan elektronun tutulma əmsəlidir. Tutma mərkəzindən 3 keçidləri vasitəsi ilə keçirici zonaya keçən (sərbəstləşən) elektronların sayı isə oradakı elektronların  $N_t \cdot f_t$  sayı ilə

$$R_s^{(n)} = \beta_n \cdot N_t \cdot f_t \quad (3.38)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $\beta_n$  - *elektronun tutma mərkəzindən sərbəstləşmə (buraxılma) əmsəlidir*. Keçirici zonada sərbəst elektronların sayının dəyişmə sürəti bu iki prosesin fərqi ilə

$$-\frac{dn}{dt} = R_t^{(n)} - R_s^{(n)} = N_t \gamma_n \cdot n (1 - f_t) - \beta_n N_t \cdot f_t \quad (3.39)$$

şəklində təyin olunur.

Enerjisi  $E_t$  olan səviyyənin elektronlarla dolma ehtimalı

$$f_t = \frac{1}{e^{\frac{E_t - F}{kT}} + 1} \quad (3.40)$$

ifadəsi ilə təyin olunduğundan,  $f(t)$ -ni (3.39)-da nəzərə alıb termodinamik tarazlıq halı üçün ( $\frac{dn}{dt} = 0, \dots, n = N_c e^{\frac{E_c - F}{kT}}$ ) şərtləri daxilində

$$\beta_n f_t = \gamma_n \cdot n(1 - f_t) \Rightarrow \beta_n = \gamma_n \cdot n \left( \frac{1}{f_t} - 1 \right) \quad (3.41)$$

$$\beta_n = \gamma_n N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}} = n_1 \gamma_n$$

yazmaq olar. Bu ifadədəki  $n_1 = N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}}$  kimi işarə olunmuş konsentrasiya *tutma mərkəzinin xarakterik konsentrasiyası* adlanır və fiziki olaraq Fermi səviyyəsinin tutma mərkəzi üzərinə düşdüyü halda ( $E_t = F$ ) keçirici zonadakı elektronların konsentrasiyasını təyin edir. (3.41) ifadəsi nəzərə alınmaqla keçirici zonada elektronların sayının dəyişmə sürəti üçün

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_n N_t [n(1 - f_t) - n_1 \cdot f_t] \quad (3.42)$$

ifadəsini yazmaq olar. Analoji olaraq həmin mərkəz tərəfindən dəşiklərin tutulma və buraxılma (sərbəstləşmə) ehtimallarını nəzərə alaraq (4- və 6- keçidləri) valent zonasında dəşiklərin sayının dəyişməsi üçün

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p \cdot p \cdot N_t \cdot f_t - \beta_p N_t (1 - f_t) \quad (3.43)$$

ifadəsini yazmaq olar. Buradakı  $\gamma_p$  və  $\beta_p$  kəmiyyətləri uyğun olaraq *deşiyin tutulma və sərbəstləşmə (buraxılma)*

*əmsalları* adlanır.  $p = N_g e^{\frac{E_g - F}{kT}}$  olduğundan termodinamik tarazlıq  $\left(\frac{dp}{dt} = 0\right)$  halında

$$\beta_p = \gamma_p \cdot N_g e^{\frac{E_g - E_t}{kT}} = \gamma_p \cdot p_1. \quad (3.44)$$

Tutma mərkəzinin xarakterik konsentrasiyası adlanan  $p_1$  kəmiyyəti  $F = E_t$  halında valent zonasındaki sərbəst dəşiklərin konsentrasiyasını təyin edir. (3.44) ifadəsini (3.43)-də nəzərə aldıqda, valent zonasındaki sərbəst dəşiklərin zamana görə dəyişmə sürəti üçün

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p N_t [p f_t - p_1 (1 - f_t)] \quad (3.45)$$

ifadəsini yazmaq olar. Tutma mərkəzlərindəki elektronların sayının dəyişməsi valent zonasında dəşiklərin və keçirici zonada elektronların saylarının dəyişməsi ilə əlaqədar olduğundan,

$$N_t \frac{df}{dt} = \frac{dn}{dt} - \frac{dp}{dt} \quad \text{və}$$

$$\frac{dn}{dt} - \frac{dp}{dn} = \gamma_p \cdot N_t [p \cdot f_t - p_1 (1 - f_t)] - \gamma_n N_t [n(1 - f_t) - n_t f_t] \quad (3.46)$$

olar. Əgər tutma mərkəzlərinin bir hissəsi ionlaşıbsa ( $N_d^+$ ), onda tarazlıq halında elektrik neytrallığı şərti

$$n_0 + f_{0t} \cdot N_t = p_0 + N_d^+ \quad (3.47)$$

şəklində yazıla bilər. Bu ifadənin sağ tərəfi «*müsbət*», sol tərəfi isə «*mənfi*» yükün miqdarını göstərir. Həyəcanlaşma zamanı elektroneytrallığın pozulmamasını qəbul etsək, neytrallıq şərti

$$n + f_t \cdot N_t = p + N_d^+ \quad (3.48)$$

olar. (3.48) ifadəsindən (3.47) ifadəsini çıxdıqda:

$$n - n_0 + N_t(f_t - f_{0t}) = p - p_0 \Rightarrow \Delta n = \Delta p - N_t \Delta f_t \quad (3.49)$$

alınar. Lokal səviyyələrin sıxlığı kiçik olduqda  $N_t < \Delta n$ , orada oturan elektronların sayını nəzərə almamaq mümkündür və nəticədə

$$\Delta n = \Delta p \quad \text{və} \quad \frac{dn}{dt} - \frac{dp}{dt} = 0 \quad (3.50)$$

olar. (3.50) şərti (3.46) ifadəsində nəzərə alındıqda, paylanma funksiyası üçün

$$f_t = \frac{\gamma_n n_1 + \gamma_p p_1}{\gamma_n(n + n_1) + \gamma_p(p + p_1)} \quad (3.51)$$

ifadəsi yazıla bilər. Paylanma funksiyasından istifadə edərək keçirici zonada tarazlıqda olmayan elektronların azalma sürəti üçün

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t (np - n_1 p_1)}{\gamma_n(n + n_1) + \gamma_p(p + p_1)} \quad (3.52)$$

ifadəsini almaq olar.

$$n_1 p_1 = N_c \cdot e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}} \cdot N_g \cdot e^{-\frac{E_g - E_t}{kT}} = n_i^2$$

olduğu nəzərə alındıqda, *yaşama müddəti*

$$\tau = \frac{\Delta n}{-\frac{d\Delta n}{dt}} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \cdot \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \frac{1}{\gamma_n N_t} \cdot \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (3.53)$$

şəklində təyin olunur.

Yalnız tutma mərkəzlərinin parametrlərindən asılı olan

$$\tau_{n_0} = \frac{1}{\gamma_n N_t}; \quad \tau_{p_0} = \frac{1}{\gamma_p N_t} \quad (3.54)$$

kəmiyyətlərini daxil etdikdə,  $\tau$  üçün

$$\tau = \tau_{p_0} \cdot \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1 + \Delta p}{n_0 + p_0 + \Delta p} \quad (3.55)$$

yekun ifadəsi alınır. Bu ifadə tutma mərkəzləri iştirak etdikdə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddətini təyin edir. Bu ifadənin müxtəlif hallar üçün təhlili maraqlı kəsb edir.

Belə ki, zəif həyəcanlaşma ( $\Delta n \ll n_0; p_0$ ) halında (3.55) ifadəsi

$$\tau = \tau_{p_0} \cdot \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} + \tau_{n_0} \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} \quad (3.56)$$

şəklinə düşür. Bu ifadədən göründüyü kimi, zəif həyəcanlaşma halında sərbəst yükdaşıyıcıların yaşama müddəti onların artıq konsentrasiyasından asılı olmayıb, tarazlıq və xarakteristik konsentrasiyalarla təyin olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, xarakteristik konsentrasiya bilavasitə tutma səviyyəsinin enerji mövqeyini müəyyənləşdirir.

Fermi səviyyəsinin  $E_t$  və  $E_C$  arasında yerləşdiyi güclü aşqarlanmış  $n$ -tip yarımkəçiricidə ( $n_0 > p_0; p_1; n_1$ ) (3.56) ifadəsi

$$\tau = \tau_{p_0} = \frac{1}{\gamma_p \cdot N_t} \quad (3.57)$$

şəklinə düşür. Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, güclü aşqarlanmış  $n$ -tip yarımkəçiricidə elektron-deşik cütünün yaşama müddəti ( $\tau$ ) sabit qalır və qeyri-əsas yükdaşıyıcıların (deşiklərin) yaşama müddəti ilə təyin olunur. (şəkil 3.5, I oblast). Belə ki, elektronlarla dolu olan tutma mərkəzi deşiklə tutulduqda dərhal rekombinasiya aktı baş verir.  $n$ -tip ya-



rımkeçiricidə valent zonasında hərəkət edən hər bir deşik rekombinasiya mərkəzi tərəfindən tutula bilər. Tutulma ehtimalı tutulmanın effektiv kəsiyi ( $\sigma_p$ ) və istilik hərəkəti sürətindən ( $\mathcal{G}_0$ ) asılı olaraq,  $\gamma_p = \sigma_p \cdot \mathcal{G}_0$  şəklində təyin edilir. Buna görə də  $n$ -tip yarımkəçiricidə deşiklərin yaşama müddəti

$$\tau_{p0} = \frac{1}{\sigma_p N_t \cdot \mathcal{G}_0} \quad (3.58)$$

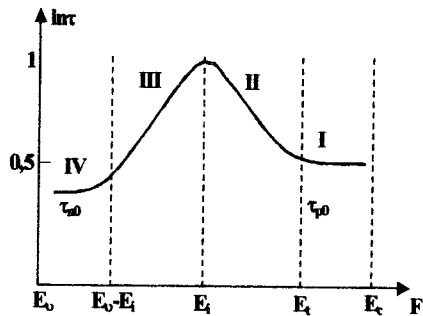
temperaturun artması ilə azalar.

Fermi səviyyəsinin  $E_g$  və  $E_g - E_t$  arasında yerləşdiyi güclü aşqarlanmış  $p$ -tip yarımkəçiricidə ( $p_0 \gg n_0, n_1, p_1$ ) isə yaşama müddəti

$$\tau = \tau_{n0} = \frac{1}{\gamma_n N_t} = \frac{1}{\sigma_n N_t \cdot \mathcal{G}_0} \quad (3.59)$$

kimi təyin olunur. Güclü aşqarlanmış  $p$ -tip yarımkəçiricidə elektron-deşik cütünün yaşama müddəti sabit qalıb, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların (elektronların) yaşama müddəti ilə təyin olunur (şəkil 3.5, IV oblast). Deşiklərlə dolu olan tutma mərkəzi elektronu tutduqda dərhal rekombinasiya aktı baş verir, çünki elektronun yenidən keçirici zonaya atılma ehtimalı yox dərəcəsidədir.

Fermi səviyyəsinin  $E_t$  və  $E_i$  ilə  $E_i$  arasında yerləşdiyi zəif aşqarlanmış  $n$ -



Şəkil 3.5. Yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin Fermi səviyyəsinin enerji mövqeyindən asılılığı

tip yarımkəçiricidə ( $n_0 \gg p_0$ ,  $n_0 \gg p_1$ ;  $n_0 < n_1$ ) isə (3.56)-dan yaşama müddəti

$$\tau = \tau_{p0} \cdot \frac{n_1}{n_0} = \tau_{p0} \cdot e^{\frac{(E_i - F)}{kT}} \quad (3.60)$$

olar. Bu halda  $E_i - F$  fərqi artdıqca, yəni Fermi səviyyəsi qadağan olunmuş zonanın ortasına yaxınlaşdıqca,  $\tau$  - eksponensial qanunla artar, çünki Fermi səviyyəsi aşağı düşdükcə tutma mərkəzinin elektronlarla dolma dərəcəsi, eləcə də deşiyin həmin mərkəz tərəfindən zəbt olunma ehtimalı azalır, yaşama müddəti isə artır (şəkil 3.5- də II oblast).

Fermi səviyyəsinin  $E_i$  ilə  $E_g - E_i$  arasında yerləşdiyi zəif aşqarlanmış  $p$ -tip yarımkəçiricidə ( $p_0 \gg n_0$ ,  $p_0 \gg p_1$ ;  $n_1 > p_0$ ):

$$\tau = \tau_{p0} \cdot \frac{n_1}{p_0} = \tau_{p0} \cdot \frac{N_c}{N_g} e^{\frac{E_c + E_g - E_i - F}{kT}} \quad (3.61)$$

Zəif aşqarlanmış  $p$ -tip yarımkəçiricidə Fermi səviyyəsi aşqarlanma dərəcəsinə artırmaqla valent zonasına tərəf sürüşsə, yaşama müddəti eksponensial qanunla azalır və nəhayət,  $\tau_{n0}$ -a bərabər olur. Zəif aşqarlanmış  $p$ -tip yarımkəçiricidə tutma mərkəzləri demək olar ki, boş olduğundan onlar keçirici zonadan elektronu tutmağa daha çox meyllidir. Deşiklərin miqdarı artdıqca onların tutma mərkəzinə düşən elektronlarla rekombinasiya ehtimalı artır. Deşiklərin sayının artması tutma mərkəzinə düşən elektronların geriye, yəni keçirici zonaya, qayıtma ehtimalını azaldır, buna görə də rekombinasiya daha cəld (sürətlə) baş verir və  $\tau$  - yaşama müddəti azalır.

Yüksək səviyyədə həyəcanlaşdırılmış yarımkeçiricidə ( $\Delta n \gg n_0; p_0$  və  $\Delta n_0 \gg n_1; p_1$ ) yaşama müddəti (3.55) ifadəsinə görə

$$\tau_{\infty} = \tau_n + \tau_p = \frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \cdot \gamma_p \cdot N_t} \quad (3.62)$$

şəklində təyin olunur. Bu ifadədən göründüyü kimi yüksək səviyyədə həyəcanlaşmada tutma mərkəzləri vasitəsi ilə rekombinasiyada elektron-deşik cütünün yaşama müddəti elektron və deşiklərin miqdarı ilə deyil, yalnız tutma mərkəzlərinin məxsusi xassələri və miqdarı ilə təyin olunur.

### § 3.5. Yapışma mərkəzləri və rekombinasiya mərkəzləri

Tutma mərkəzləri tərəfindən yükdaşıyıcının zəbti halında təkrar termik sərbəstləşmə baxılan zərrəciyin rekombinasiya etməsinə imkan vermir. Belə tutma mərkəzləri yapışma səviyyələri, bəzən isə tələlər adlanır. Materialda yapışma mərkəzlərinin mövcudluğu yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin artmasına və rekombinasiya sürətinin kiçilməsinə səbəb olur. Zəbt olunan zərrəciyin termik yolla sərbəst zonaya qayıtması ehtimalı (mərkəzin yapışma və ya rekombinasiya mərkəzi ola bilməsi) öz növbəsində tutma mərkəzinin qadağan olunmuş zonadakı enerji mövqeyindən asılıdır. Tarazlıqda olmayan sistemlərdə sərbəst elektron və deşiklərin miqdarı uyğun *kvazifermi səviyyələrinin* ( $F_n$  və  $F_p$ ) vəziyyəti ilə təyin olunur (şəkil 3.6). Əgər tutma mərkəzi sərbəst zonaya yaxındırsa, tutulan elektronlar əksinə termik keçidlərlə asanlıqla sərbəstləşirlər. Nəticədə belə mərkəzlər vasitəsi ilə, demək olar ki, rekombinasiya baş vermir və onlar elektronlar və ya deşiklər üçün *yapışma mərkəzləri* rolunu oynayırlar. Mərkəz sərbəst zonadan uzaqlaşdıqca onun enerji dərin-

liyi artdığından, tutulan zərrəciyin termik aktivləşməsi çətinləşir və əks yüklü zərrəciklə rekombinasiya ehtimalı artır. Kifayət qədər dərin səviyyələrdən termik sərbəstləşmə, demək olar ki, baş vermir və tutulan bütün zərrəciklər rekombinasiya etdiyindən, bu tutma mərkəzləri *rekombinasiya mərkəzləri* adlanır. Göstərilən hallar ideallaşdırılmışdır və əslində tutma mərkəzləri vasitəsi ilə baxılan hər iki proses reallaşa bilər. Sadəcə bu iki prosesin miqdarı nisbəti müxtəlif təbiətli mərkəzlər üçün fərqlənir. Lokal səviyyə tərəfindən yapışma və rekombinasiya proseslərinin nisbəti  $K_1$  ilə işarə olunarsa,  $K_1$  -in qiyməti lokal səviyyənin hansı tip (yapışma, yaxud rekombinasiya) olmasını ayırd edir. Keçirici zonadakı sərbəst elektronlar üçün  $K_1$  əmsali mənfi yüklü tutma mərkəzi tərəfindən deşiyin tutulma ehtimalının elektronun sərbəstləşmə ehtimalına nisbəti kimi təyin olunur. Deşiklərin tutulma ehtimalı  $\gamma_p \cdot p \cdot N_t \cdot f_t$ , elektronların sərbəstləşmə ehtimalı isə  $\gamma_n \cdot n_1 \cdot N_t \cdot f_t$  ifadələri ilə təyin olunduğundan ,

$$K_1 = \frac{\gamma_p \cdot p}{\gamma_n \cdot n_1} = \frac{\gamma_p \cdot p}{\gamma_n \cdot N_c e^{-\frac{E_c - E_t}{kT}}} \quad (3.63)$$

olar. Rekombinasiya ehtimalı termik sərbəstləşmə ehtimalından böyük olduqda ( $K_1 > 1$ ) səviyyə rekombinasiya, kiçik olduqda isə ( $K_1 < 1$ ) yapışma mərkəzi adlanır.  $K_1 = 1$  olarsa hər iki prosesin baş vermə ehtimalları bərabərləşir və bu halda uyğun gələn  $E_d$  enerji səviyyəsi *demarkasiya (sərhəd)* səviyyəsi adlanır.  $K_1 = 1$ ,  $E_t = E_{dn}$ , və

$p = N_g e^{-\frac{E_g - F_p}{kT}}$  qiymətlərində elektronlar üçün demarkasiya səviyyəsi

$$E_{dn} = E_C + E_g - F_p - kT \ln \frac{\gamma_n \cdot N_C}{\gamma_p \cdot N_g} \quad (3.64)$$

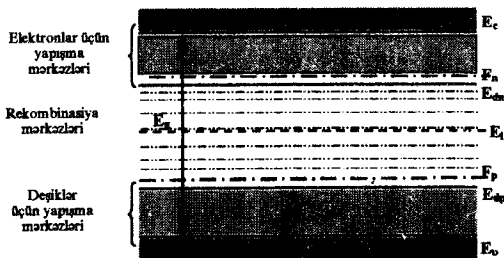
şəklində ifadə olunur. Beləliklə, elektronların demarkasiya səviyyəsi həm qadağan olunmuş zonanın enindən və temperaturdan, həm də *deşiklərin kvazifermi səviyyəsindən* asılıdır. Həyəcənlaşdırıcı təsiri artırıqda kvazifermi səviyyəsi valent zonaya, demarkasiya səviyyəsi isə keçirici zonaya yaxınlaşır və yapışma səviyyələrinin bir hissəsi rekombinasiya səviyyəsinə çevrilir. Lokal səviyyələrin belə təsnifatı sxematik olaraq şəkil 3.6-da təsvir edilmişdir. Temperaturun artması ilə kvazifermi səviyyələri və buna görə də demarkasiya səviyyələri qadağan olunmuş zonanın ortasına sürüşür, nəticədə rekombinasiya səviyyələrinin bir qismi yapışma səviyyəsinə çevrilir. Beləliklə, hər hansı lokal səviyyənin yapışma və ya rekombinasiya mərkəzi olması konkret maddə üçün bir sıra amillərlə təyin olunur.

Deşiklər üçün  $K_1$  - əmsali  $K_1 = \frac{\gamma_n \cdot n}{\gamma_p \cdot p_1}$  şəklində təyin olunduğundan demarkasiya səviyyəsi

$$E_{dp} = E_C + E_g - F_n - kT \ln \frac{\gamma_n N_C}{\gamma_p \cdot N_g} \quad (3.65)$$

şəklində təyin olunur.

Sonuncu ifadədən görüldüyü kimi, deşiklər üçün demarkasiya səviyyəsinin enerji mövqeyi *elektronlar* üçün kvazifermi səviyyəsinin vəziyyəti ilə təyin olunmaqla və temperaturdan,



Şəkil 3.6 Rekombinasiya və yapışma səviyyələrinin enerji təsviri

qadağan olunmuş zonanın eninin ( $E_g$ ), elektron ( $m_n$ ) və deşiklərin ( $m_p$ ) effektiv kütlələrinin qiymətlərindən, eləcə də baxılan səviyyənin məxsusi parametrlərindən asılıdır. Əgər lokal səviyyə  $E_p$ -dən dərinə (aşağıda) yerləşərsə o, deşiklər üçün yapışma mərkəzi olar. Bu halda  $E_{dn}$  ilə  $E_{dp}$  arasında yerləşən bütün lokal səviyyələr rekombinasiya mərkəzləri rolunu oynayır. Qeyd etmək lazımdır ki, lokal səviyyələrin baxılan təsnifatı sxematik mənə daşıyır. Əslində isə rekombinasiya səviyyələri yapışma proseslərində də ciddi rol oynaya bilər. Eyni zamanda yapışma səviyyələri vasitəsi ilə də effektiv rekombinasiya aktlarının baş verməsi mümkündür. Qeyd etmək lazımdır ki, rekombinasiya mərkəzləri sürətli və asta olmaqla iki qrupa ayrılır. Sürətli rekombinasiya mərkəzlərinin hər iki işarəli sərbəst yükdaşıyıcıları (elektron və deşikləri) tutma ehtimalı demək olar ki, eynidir. Asta rekombinasiya mərkəzləri üçün isə bu ehtimallar kəskin fərqlənir.

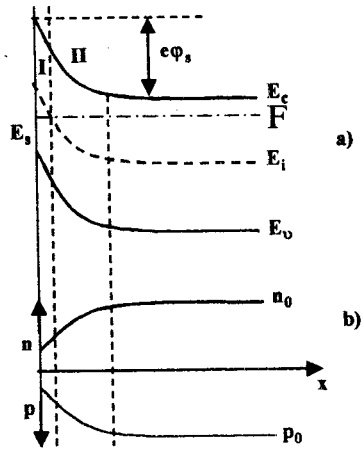
### § 3.6. Səth rekombinasiyası

Səth rekombinasiyası yarımkəçiricinin səthində mövcud olan bir sıra səth hallarının rekombinasiya mərkəzləri rolunu daşması nəticəsində baş verir. Yarımkəçiricinin səthindəki atomların vəziyyəti dərinlikdəki atomlardan öz ətrafına görə fərqlənir. Nəticədə potensialın kristal daxilindəki periodikliyi səthdə pozulur.

Tamm göstərmişdir ki, potensialın periodikliyinə belə pozulması səthdə lokal səviyyələrin yaranması ilə nəticələnir və bu lokal səviyyələrin enerjisi qadağan olunmuş zonanın daxilinə uyğun gəlir. Belə lokal səviyyələr *səth halları* və ya *Tamm səviyyələri* adlanır. Potensialın periodikliyi səthdə yerləşən hər bir atom ətrafında pozulduğundan, Tamm səviyyələrinin sıxlığı da elə səthdəki atomların sıxlığı ( $10^{15} \text{ sm}^{-2}$ ) tərtibində olar. Şokli səthdəki atomların həcmdəki

atomlara nəzərən doymamış valentliyə malik olması nəticəsində səth səviyyələrinin əmələ gəlməsini və belə səviyyələrin miqdarının da elə Tamm səviyyələrininki qədər olmasını qəbul etmişdir. Baxılan hər iki model atomar təmiz səth üçün doğrudur və buna görə də ideal səthə uyğun gəlir. Lakin real şəraitdə atomar təmiz səth halında da səth atomlarının doymamış valentlikləri bir-birini qarşılıqlı doyduraraq səth səviyyələrinə təsir göstərir. Kristalın göyerdilməsi, ayrı-ayrı nümunələrin hazırlanması, səthin cilalanması, hamarlanması və b. texnoloji əməliyyatlar zamanı səthdə müxtəlif makroskopik və mikroskopik defektlər yarandığından, real səthlər ideal haldan kəskin fərqlənir. Digər tərəfdən, səth atomları xarici mühitlə bilavasitə təmasda olduqlarından müxtəlif maddələri adsorbsiya edərək və ya oksigenlə reaksiyaya girərək, öz xüsusiyyətlərinə görə baxılan kristaldan müəyyən qədər fərqlənən səth qatı əmələ gətirir. Bütün sadalanan amillər yarımkeçiricinin səthində Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılı olaraq donor və ya akseptor tipli yapışma və ya elektron-deşik cütü üçün rekombinasiya səviyyələri əmələ gətirir. Səthdə neytral və ya yüklənmiş donor səviyyələri (donor ionları) olduqda yarımkeçiricinin səthi «müsbət», akseptor səviyyələri (neytral və ya yüklənmiş) olduqda isə «mənfi» yüklənir. Hər iki halda səthdəki «müsbət» və ya «mənfi» yükün  $Q_{SS}$  - miqdarı lokal səviyyənin  $N_{SS}$  konsentrasiyasından və lokal səviyyələrin səth üzrə paylanmasından asılı olur. Bu kəmiyyətlər öz növbəsində səthin elektrokimyəvi potensialından və lokal səviyyənin qadağan olunmuş zonadakı enerji mövqeyindən asılıdır. Termodinamik tarazlıq halında yarımkeçirici bütövlükdə elektrik cəhətdən neytral olduğundan, səthdə yaranan  $Q_{SS}$  - yükü səth yaxınlığında müəyyən elektrik sahəsi yaradır və həmin sahə də öz növbəsində mütəhərrik yükləri həcmə doğru paylayır. Bunun nəticəsində  $Q_{SS}$  miqdarda həcmi yüklər əmələ gəlir. Bu yük qiymətə səth səviyyələrindəki əks işarəli yükə

bərabər olmalıdır. Beləliklə, yarımkeçiricinin həcmi- ni səthdəki elektrik sahə- sindən qoruyan ikiqat tə- bəqə yaranır. Metallarda sərbəst yükdaşıyıcıların konsentra- siyası  $10^{22} sm^{-3}$  ol- duğundan səth təbəqəsində- ki yükü neytrallaşdırma qa- lınlığı  $10^{-7} \div 10^{-8} sm$  tərtibin- də olur və belə nazik qat bütövlükdə kristalın xassə- lərinə ciddi təsir göstərə bilmir. Yarımkeçiricilərdə sərbəst yüklərin konsentra- siyası xeyli kiçik olduğun- dan ( $\sim 10^{15} sm^{-3}$ ), səth yükünün neytrallaşma dərin- liyi  $\sim 10^{-4} sm$ , məxsusi yarımkeçiricilərdə isə daha da böyük ( $\sim 0,1 sm$ ) olur. Yarımkeçiricidə səth yükünün olması səth tə- bəqəsində enerji zona diaqramını müəyyən qədər dəyişdirir.  $n$ -tip yarımkeçiricidə  $E_S$  akseptor tipli səth səviyyələri mövcud olarsa, bu səviyyələrin elektronlarla dolması nəticə- sində səthdə «mənfi» yük yara ndığından, elektronlarını itirmiş səthə yaxın təbəqə müsbət həcmi yükə malik olacaqdır. Əmə- lə gələn elektrik sahəsi yarımkeçiricinin səthinə tərəf yönəle- rək, onun enerji diaqramını yuxarı əyir və nəticədə səthdə elektronları tükənmiş («yoxsullaşmış») bağlayıcı təbəqə yara- nar. (şəkil 3.7). Bu təbəqədə elektron və deşiklərin paylanması şəkil 3.7,b-də təsvir edildiyi kimi olar. Zonanın əyilməsi  $e\varphi_S$  kimi ifadə olunduqda,  $\varphi_S$ -səth elektrostatik potensialı adlanır. Şəkilə  $E_i$  - qadağan olunmuş zonanın ortasını,  $F$  isə Fermi səviyyəsini göstərir. Zonanın əyilməsinin elə qiyməti ola bilər ki, bu qiymətdə Fermi səviyyəsi  $E_i$ -ni kəsərək aşağı düşər. Bu



Şəkil 3.7. a) n- tip yarımkeçiricidə bağlayıcı (II) və inversiya (I) səth qatının əmələ gəlməsi; b) elektron (n) və deşiklərin (p) paylanması

$\sim 10^4 sm$ , məxsusi yarımkeçiricilərdə isə daha da böyük ( $\sim 0,1 sm$ ) olur. Yarımkeçiricidə səth yükünün olması səth tə- bəqəsində enerji zona diaqramını müəyyən qədər dəyişdirir.  $n$ -tip yarımkeçiricidə  $E_S$  akseptor tipli səth səviyyələri mövcud olarsa, bu səviyyələrin elektronlarla dolması nəticə- sində səthdə «mənfi» yük yara ndığından, elektronlarını itirmiş səthə yaxın təbəqə müsbət həcmi yükə malik olacaqdır. Əmə- lə gələn elektrik sahəsi yarımkeçiricinin səthinə tərəf yönəle- rək, onun enerji diaqramını yuxarı əyir və nəticədə səthdə elektronları tükənmiş («yoxsullaşmış») bağlayıcı təbəqə yara- nar. (şəkil 3.7). Bu təbəqədə elektron və deşiklərin paylanması şəkil 3.7,b-də təsvir edildiyi kimi olar. Zonanın əyilməsi  $e\varphi_S$  kimi ifadə olunduqda,  $\varphi_S$ -səth elektrostatik potensialı adlanır. Şəkilə  $E_i$  - qadağan olunmuş zonanın ortasını,  $F$  isə Fermi səviyyəsini göstərir. Zonanın əyilməsinin elə qiyməti ola bilər ki, bu qiymətdə Fermi səviyyəsi  $E_i$ -ni kəsərək aşağı düşər. Bu



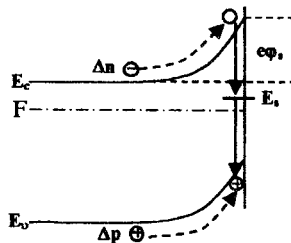


binasiyası lokal səviyyələrlə rekombinasiyadan heç nə ilə fərqlənir. (şəkil 3.9). Bağlayıcı təbəqə halında düzləndirmənin diod nəzəriyyəsindən doyma cərəyanı

$$j_s = \frac{1}{4} g_0 n_s \cdot e$$

kimi təyin olunduğundan, termodinamik tarazlıq halında yarımkeçiricinin səthinə doğru yönəlmiş deşik seli  $\frac{1}{4} g_0 p_0$  olar. Burada  $n_s$  - səth təbəqəsindəki elektronların sayı,  $g_0$  isə onların istilik sürətidir. Səthə axan deşiklərin bir hissəsi səth səviyyəsi tərəfindən tutulur, digər hissəsi-

$\frac{1}{4} g_0 p_0 r$  qədər isə səthdən əks olunur. Burada  $r$  - deşiyin səthdən qaytarılma əmsəlidir. Tutulan deşiklərin miqdarı tarazlıq halında səth səviyyələrindən valent zonaya atılan deşiklərin sayına bərabər olar. Termodinamik tarazlıq halı bərpa olunduqda səthə gələn deşiklərin sayı səthdən gedən deşiklərin sayına bərabər olmalıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, səthdən gedən deşiklər dedikdə həm əks olunanlar, həm də səth səviyyəsindən valent zonaya atılan



Şəkil 3.9. Səth səviyyəsi ilə rekombinasiya

olunur. Burada  $r$  - deşiyin səthdən qaytarılma əmsəlidir. Tutulan deşiklərin miqdarı tarazlıq halında səth səviyyələrindən valent zonaya atılan deşiklərin sayına bərabər olar. Termodinamik tarazlıq halı bərpa olunduqda səthə gələn deşiklərin sayı səthdən gedən deşiklərin sayına bərabər olmalıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, səthdən gedən deşiklər dedikdə həm əks olunanlar, həm də səth səviyyəsindən valent zonaya atılan

$$\frac{1}{4} g_0 p_0 = \frac{1}{4} g_0 p_0 r + q_{s0} \Rightarrow q_{s0} = \frac{1}{4} g_0 p_0 (1 - r) \quad (3.66)$$

miqdarda deşiklər nəzərdə tutulur. Tarazlıq qismən pozulduqda səth səviyyəsindən atılan deşiklərin sayı dəyişməsə də, səthə gələn və səthdən gedən elektronların seli bir-birini kompensasiya edə bilmir və əlavə

$$\Delta q_s = q_s - q_{s0} = \frac{1}{4} g_0 (1 - r) (p - p_0) = \frac{1}{4} g_0 (1 - r) \Delta p \quad (3.67)$$

deşik seli yaranır. Burada

$$\Delta q_s \sim \Delta p \text{ və } \Delta q_s = S \cdot \Delta p \quad (3.68)$$

kimi ifadə oluna bilər.

$$S = \frac{1}{4} g_0 (1 - r) \quad (3.69)$$

kimi işarə olunan kəmiyyət, səth səviyyələri tərəfindən tutulandeşiklərin miqdarı ilə artıq konsentrasiya arasındakı mütənasiblik əmsalı olmaqla, sürət vahidinə malik olduğundan, *səth rekombinasiya sürəti* adlanır. Belə olan şəraitdə yarımkəçiricinin səthinə gələndeşiklərin miqdarı  $E_s$  səviyyəsi tərəfindən tutulandeşiklərlə həmin səviyyədən valent zonaya atılandeşiklərin fərqi kimi təyin olunur. Lokal səviyyələrlə rekombinasiya halına analogi olaraq (3.52) ifadəsinə görə səth səviyyələrində rekombinasiya nəticəsindədeşiklərin miqdarının dəyişməsi

$$\left( \frac{dp}{dt} \right)_s = \frac{\gamma_{ns} \gamma_{ps} (n_s p_s - n_1 p_1)}{\gamma_{ns} (n_s + n_1) + \gamma_{ps} (p_s + p_1)} \quad (3.70)$$

olar. Burada  $\gamma_{ns}, \gamma_{ps}$  - bir saniyədə səth səviyyəsi tərəfindən elektron vədeşiyin tutulması ehtimalı,  $n_s, p_s$  və  $n_1, p_1$  uyğun olaraq səthdəki sərbəst yükdaşıyıcıların və  $E_s$  səviyyəsinin xarakteristik konsentrasiyalarıdır.  $n_1$  və  $p_1$  kəmiyyətləri

$$n_1 = N_C e^{\frac{E_s - E_C}{kT}}; \quad p_1 = N_V e^{\frac{E_g - E_s}{kT}}$$

kimi təyin olunduğundan,

$$n_1 p_1 = N_C N_V e^{\frac{E_g}{kT}} = n_i^2$$

şerti səth səviyyələri üçün dəyişməz qalır.

Stasionar halda səthə gələndeşik və elektron selləri bərabərləşməlidir. Əks təqdirdə səthdə bir tip yüklərin yığılması tarazlığı pozardı. Elektron vədeşik selinin səthə yönəlməsinin

səbəbi həcmdəki rekombinasiya sürətinin səthdəkindən fərqlənməsi hesabına yükdaşıyıcıların səth-həcm istiqaməti üzrə konsentrasiya qradientinin yaranmasıdır. Səth rekombinasiyasının sürəti böyük deyilsə, səthdə rekombinasiya aktlarının sayı səthə gələn və səthdən gedən yükdaşıyıcıların selindən kiçik olacaq. Yükdaşıyıcıların seli həcmi yüklər oblastında diffuziya və dreyf cərəyanları ilə əlaqədar olduğundan, demək olar ki, bu cərəyanlar bir-birini kompensasiya edir. Bu halda səthdə konsentrasiya *Bolsman paylanması* əsasında təyin oluna bilər. Əgər səthdə zonanın əyilməsi  $\varphi_s$  (şəkil 4.10; 4.11; 4.12), həcmdə elektron və deşiklərin tarazlıqda olmayan konsentrasiyası isə uyğun olaraq  $n$  və  $p$  olarsa, səthdə tarazlıqda olmayan konsentrasiya

$$n_s = n e^{\frac{e\varphi_s}{kT}} \quad \text{və} \quad p_s = p \cdot e^{-\frac{e\varphi_s}{kT}} \quad (3.72)$$

tarazlıqda olan konsentrasiya isə

$$n_{s0} = n_0 \cdot e^{\frac{e\varphi_s}{kT}} \quad \text{və} \quad p_{s0} = p_0 \cdot e^{-\frac{e\varphi_s}{kT}} \quad (3.73)$$

şəklində təyin olunur. Bunları, eləcə də səthdə  $p = p_0 + \Delta n$ ;  $n = n_0 + \Delta n$ , həcmdə isə  $\Delta n = \Delta p$  və  $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$  olduğunu nəzərə aldıqda, (3.70) ifadəsi

$$\Delta q_s = -\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right) = \frac{\gamma_{ns}\gamma_{ps}(n_0 + r_0)\Delta p}{\gamma_{ns}(n_{s0} + n_1) + \gamma_{ps}(p_{s0} + p_1)} = S \cdot \Delta p \quad (3.74)$$

şəklinə düşər. Bu halda səth rekombinasiyasının sürəti

$$S = \frac{\gamma_{ns}\gamma_{ps}(n_0 + p_0)}{\gamma_{ns}\left(n_0 e^{\frac{e\varphi_s}{kT}} + n_1\right) + \gamma_{ps}\left(p_0 e^{-\frac{e\varphi_s}{kT}} + p_1\right)} \quad (3.75)$$

olar. Göründüyü kimi, səth rekombinasiyasının sürəti  $\varphi_S$ -dən asılı olur.  $S(\varphi_S)$  asılılığı

$$(\varphi_S)_{S \rightarrow \max} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{2} \ln \frac{\gamma_{ns} n_0}{\gamma_{ps} p_0} \quad (3.76)$$

qiymətində maksimumdan keçən əyri kimi təsvir oluna bilər. Beləliklə, səth rekombinasiya sürəti 1 saniyə ərzində səthin  $1 \text{ sm}^2$ -dəki rekombinasiya aktlarının sayının həcmi yüklər oblasının sərhədində olan artıq yükdaşıyıcıların konsentrasiyasına nisbəti kimi təsvir oluna bilər. Səth rekombinasiya səviyyələrinin mövcudluğu bütövlükdə kristalda rekombinasiya mərkəzlərinin sayının artması və tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin azalması ilə nəticələnir.  $n$ -tip yarımkəçiricidə səth yaşama müddəti

$$\tau_S = \tau_p \frac{L_p}{L_p + S\tau_p} \quad (3.77)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $L_p$  - deşiklərin diffuziya uzunluğu,  $\tau_p$  isə həcmdəki tarazlıqda olmayan deşiklərin yaşama müddətidir. Səthdən uzaqlaşdıqca  $\tau(x)$  asılılığı

$$\tau(x) = \tau_p \left[ 1 + \left( \frac{\tau_S}{\tau_p} - 1 \right) \right] e^{-\frac{x}{L_p}} \quad (3.78)$$

kimi dəyişər və  $x > L_p$  halında  $\tau_p$ -yə bərabər olar. Nəzərə alınsa ki, eyni zamanda həm həcmdə, həm də səthdə rekombinasiya prosesləri baş verir, onda yekun yaşama müddəti

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{həcm}}} + \frac{1}{\tau_{\text{səth}}} \quad (3.79)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

## IV FƏSİL

### Ş Ü A L A N M A

Cisimlərin şüalanması onların daxilində gedən proseslərdə hasil olan və ya kənardan cismə verilən müxtəlif növ enerjilər hesabına baş verə bilər. Bütün hallarda müxtəlif növ enerjilər, eləcə də , işıq enerjisi, cismin şüalandırdığı enerjiyə çevrilir.

Şüalanma dedikdə həm elektromaqnit dalğaları, həm də fotonlar seli (optik şüalanma) nəzərdə tutulur. Ən geniş yayılmış şüalanma növü *istilik şüalanmasıdır*. Bu şüalanma cismin daxili enerjisinin elektromaqnit dalğaları şəklində şüalanma enerjisinə çevrilməsi kimi başa düşülür.

Videmanın təyininə görə, *daxili enerjidən başqa enerji növlərinin çevrilməsi hesabına baş verirən şüalanma lüminessensiya* adlanır. Məsələn, havada oksidləşən fosforun şüalanması kimyəvi reaksiyadan ayrılan enerjinin işıq enerjisinə çevrilməsi nəticəsində baş verdiyindən *kimyəvi lüminessensiya*, elektrik enerjisi hesabına yaranan qaz boşalmasındakı şüalanma *elektrolüminessensiya*, bərk cismin elektron seli ilə bombalanması zamanı yaranan şüalanma *katodlüminessensiya*, cismin optik şüalar ilə həyəcanlaşdırılması hesabına baş verən şüalanma *fotolüminessensiya* və s. adlanır. İstilik şüalanmasının lüminessensiyadan əsas fərqi onun *tarazlıq şüalanması* olmaqla, cismin ixtiyari temperaturunda baş verməsidir. Lüminessensiya şüalanması üçün işə şüalanan cisim hökmən *həyəcanlaşdırılmış hala* gətirilməlidir. Həyəcanlaşma növü, bilavasitə lüminessensiyanın tipini təyin edir.

İstilik şüalanması intensivliyinin şüalanan cismin temperaturundan asılı olması, bu şüalanma vasitəsi ilə cisimlərin ətraf mühitlə tarazlıq vəziyyətinin bərpa olunmasına səbəb olur. Belə ki, hər hansı mühidə yerləşən cisim ətraf cisimlərin istilik şüalanmasını udmaq qabiliyyətinə malikdir. Əgər şüalanan cismin temperaturu ətraf mühidən yüksəkdirsə, onun şüalandırdığı enerji udduğu enerjidən böyük olduğundan, cisim soyuyaraq ətraf mühitlə temperatur tarazlığına gəlir. Əksinə, əgər

şüalananan cismin temperaturu ətraf cisimlərin temperaturundan aşağıdırsa, onun udduğu enerji şüalandırdığı enerjiden böyük olduğundan, cisim qızaraq ətraf mühitlə temperatur tarazlığına gəlir. Tarazlıq halında cisim şüalanmasını davam etdirir, lakin onun udduğu enerji şüalandırdığı enerjiyə bərabər olur.

Lüminessensiya şüalanmasında isə vəziyyət başqadır. Məsələn, kimyəvi reaksiya gedən müddətdə cisim şüalanaraq öz halını dəyişir. Kənar cisimlərin şüalanmasının udulması cismin temperaturunu artıraraq kimyəvi reaksiyanı sürətləndirir. Tarazlıq halında kimyəvi reaksiya başa çatdığından, bu prosese uyğun şüalanma yox olur və cisim yalnız istilik şüalanmasını davam etdirir. Bu baxımdan, S.İ.Vavilovun təbircə deyilsə, *lüminessensiya- istilik şüalanmasına müəyyən bir əlavə olub, şüalananan işığın perioduna nəzərən daha böyük sürəkliyə malik şüalanma prosesidir*. Bu tərif lüminessensiyanı digər qeyri-tarazlıq şüalanmaları olan qaytarma, səpilmə, tormozlanma və Çerenkov şüalanmalarından fərqləndirir, çünki bu sadalanan şüalanmaların sürəkliyi ( $10^{15}$  san) işıq dalğasının periodu tərtibindədir.

Optoelektronikada həm istilik, həm də müxtəlif növ lüminessensiya şüalanmaları əsasında işləyən işıq mənbələrindən istifadə olunduğundan bu şüalanmaların hər birinə ayrılıqda baxaq.

#### § 4.1. İstilik şüalanması

İstilik şüalanmasını xarakterizə edən əsas fiziki kəmiyyətlər mənbəyin *parlaqlığı* və *şüaudma qabiliyyətidir*.

Mənbəyin işçi temperaturunda vahid səthdən vahid zamanda şüalananan və tezliyi  $\nu$ ,  $\nu + d\nu$  intervalında yerləşən işıq enerjisinə *mənbəyin parlaqlığı* deyilir. Mənbəyin parlaqlığı  $dR = r_\nu d\nu$  kimi təyin olunur. Buradakı  $r_\nu$  - kəmiyyəti işçi temperaturda  $\nu$  - tezliyinə malik *ışığın şüalanma qabiliyyəti* adlanır. Temperatur dəyişdikdə  $r_\nu$  kəmiyyəti də dəyişir, yəni şüalanma qabiliyyəti həm tezliyin, həm də temperaturun funksiya-

sıdır. Lazım gəldikdə tezlikdən dalğa uzunluğuna və əksinə keçmək mümkündür.

$$dR_\lambda = dR_\nu, \quad r_\lambda d\lambda = r_\nu d\nu \quad (4.1)$$

$\nu = \frac{c}{\lambda}$  və  $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$ . olduğundan,  $r_\nu$  ilə  $r_\lambda$  arasında

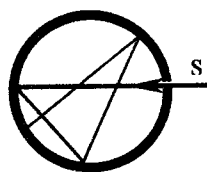
$$r_\lambda = -\frac{c}{\lambda^2} r_\nu \quad (4.1a)$$

münasibəti alınır. Sonuncu ifadədəki mənfi işarəsi dalğa uzunluğunun dəyişməsi ilə tezliyin dəyişməsinin qarşılıqlı əks olduğunu nümayiş etdirdiyi üçün nəzərə alınmaya bilər, çünki:  $r_\nu \geq 0$ ;  $r_\lambda \geq 0$ .

Tezliyi  $\nu \pm \nu + d\nu$  intervalına uyğun düşən işıq enerjisinin hansı hissəsinin cisim tərəfindən udulmasını xarakterizə edən

$$a_\nu = \frac{W_{\nu, \nu+d\nu}^{ud}}{W_{\nu, \nu+d\nu}^{du}} \quad (4.2)$$

kəmiyyəti cismin *şüaudma qabiliyyəti* adlanır. Bu kəmiyyət tezlik və temperaturun funksiyası olmaqla, istənilən cisim üçün vahidi aşmır  $a(\nu, T) \leq 1$ . Əgər cismin üzərinə düşən ixtiyari tezlikli şüaların hamısı udularsa,  $a(\nu, T) = 1$  olar. Belə cisim *mütləq qara cisim* (*MQC*) adlanır. Təbiətdə *MQC* mövcud deyil, lakin süni olaraq *MQC* yaratmaq mümkündür. İçərisi boş küredə kiçik yarıq açılrsa (şəkil 4.1), həmin yarıqdan kürenin içərisinə düşən  $S$  şüası sfera daxilində çoxsaylı əksolunmalar nəticəsində tamamilə udular [ $a(\nu, T) = 1$ ] və cismi qızdırır. Bu temperaturda cisim həm də şüalandığından yarıqdan xaric olunan şüaların intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığı tədqiq oluna bilər. Şüalanma qabiliyyətinin



Şəkil 4.1. Süni MQC



müxtəlif temperaturalarda dalğa uzunluğundan asılılığının təcrübi əyriyələri şəkil 4.2-də təsvir olunmuşdur. Şəkildən göründüyü kimi, temperatur yüksəldikcə  $r_\lambda$  artır və maksimal şüalanma qabiliyyətinə uyğun gələn dalğa uzunluğunun qiyməti ( $\lambda_{max}$ ) isə qısa dalğalara doğru sürüşür.

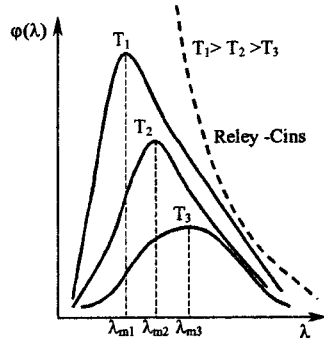
İstənilən cismin udma və şüalanma qabiliyyətləri arasında əlaqə mövcuddur. Kirxhof müəyyənləşdirmişdir ki, şüaburaxma qabiliyyətinin udma qabiliyyətinə nisbəti şüalanan cismin təbiətindən asılı olmayıb, yalnız temperatur və tezliyin *universal funksiyasıdır*:

$$\frac{r(\nu, T)}{a(\nu, T)} = f(\nu, T) \quad (4.3)$$

Bu ifadədəki  $f(\nu, T)$  - Kirxhofun paylanma funksiyası adlanır.  $r_{\nu, T}$  və  $a_{\nu, T}$  kəmiyyətləri ayrılıqda bir cisimdən digərinə keçdikdə dəyişə bilsə də, onların nisbəti kimi təyin olunan  $f(\nu, T)$  funksiyası bütün cisimlər üçün eyni aşkar şəkllə malik olub, yalnız  $\nu$  və  $T$ -dən asılıdır.

Mütləq qara cisim halında  $a_{\nu, T} = 1$  olduğundan  $r(\nu, T) = f(\nu, T)$ . Deməli, Kirxhof funksiyası elə həmin temperaturda mütləq qara cismin şüalanma qabiliyyətidir. Bu nəticə *Kirxhof qanunu* adlanır. Lakin Kirxhof  $f(\nu, T)$  funksiyasının aşkar şəklini təyin edə bilməmişdir.

İstilik şüalanmasının tədqiqi  $f(\nu, T)$  - funksiyasının aşkar şəklinin təyin olunmasına və araşdırılmasına həsr edilir. Belə ki,  $f(\nu, T)$ -nin aşkar şəklilə bilavasitə şüalanma prosesinin fiziki



Şəkil 4.2. Mütləq qara cismin şüalanma spektrləri

mexanizmini təyin edir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu araşdırmalar işığın kvant təbiəti haqda təliminin yaranmasına səbəb olmuşdur.

Kirxhof funksiyasının aşkar şəklinin təyin edilməsində ilk addımı 1879-cu ildə Stefan atmış və təcrübi faktları təhlil edərək göstərmişdir ki, istənilən cismin şüalandırdığı enerji seli temperaturun *dördüncü* dərəcəsi ilə mütənəsibdir:

$$R = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu = \sigma T^4 \quad (4.4)$$

1884-cü ildə termodinamik təsəvvürlər əsasında Bolsman sübut etmişdir ki, (4.4) ifadəsi yalnız MQC üçün doğrudur. Bu düstur *Stefan-Bolsman qanunu*,  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2\text{K}^4$  isə *Stefan-Bolsman sabiti* adlanır. Lakin Stefan-Bolsman qanunu şüalanma qabiliyyətinin tezlikdən asılılığı haqda heç bir məlumat vermir. Bu qanun yalnız inteqral işıq enerjisinin temperaturdan asılılığını ifadə edir. Ona görə də Stefan-Bolsman funksiyası  $f(\nu, T)$ -nin aşkar şəkli kimi qəbul edilə bilməz.

1893-cü ildə Vin şüalanmanın elektromaqnit nəzəriyyə-sindən və termodinamikanın prinsiplərindən istifadə edərək göstərmişdir ki,  $f(\nu, T)$  funksiyası ayrı-ayrılıqda tezlik ( $\nu$ ) və temperaturdan ( $T$ ) deyil, onların  $\frac{\nu}{T}$  nisbətindən asılıdır. Bu nəticə *Vin qanunu* adlanır. Beləliklə, Vin şüalanma qabiliyyəti üçün ikidəyişənli funksiyayı

$$f(\nu, T) = \nu^3 F\left(\frac{\nu}{T}\right)$$

birdəyişənli funksiyası ilə əvəz etmişdir. Buradakı tezliyin temperatura nisbətindən asılı olan  $F\left(\frac{\nu}{T}\right)$  kəmiyyəti *Vin funksiyası* adlanır. Əgər tezlikdən dalğa uzunluğuna keçilərsə, onda Vin funksiyası

$$\varphi(\lambda, T) = \frac{c}{\lambda^2} f(\nu, T) = \frac{c^4}{\lambda^5} F\left(\frac{c}{\lambda T}\right)$$

şəklinə düşər.

Vinin  $f(\nu, T)$  funksiyasının aşkar ifadəsini təyin edə bilməməsinə baxmayaraq, o, bir sıra vacib nəticələrin alınmasına nail olmuşdur.

Şüalanma qabiliyyətinin maksimal qiymətində  $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \lambda}\right)_{\lambda=\lambda_{\max}} = 0$  olduğunu nəzərə alaraq, Vin

$$\lambda_{\max} T = b \quad (4.5)$$

şəklində ifadə edilən *sürüşmə qanununu* almağa müvəffəq olmuşdur. Burada  $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$  Vin sabiti adlanır. Vinin sürüşmə qanununa görə temperatur artdıqca maksimal intensivliyə uyğun  $\lambda_{\max}$  dalğa uzunluğu qısa dalğalar tərəfə sürüşməlidir ki, bu da şəkil 4.2-də təsvir olunmuş təcrübi şüalanma spektrləri ilə tam uyğunluq təşkil edir. Vin qanununun digər mühüm nəticəsi

$$\varphi(\lambda_{\max}) = \frac{c^4}{b^5} f\left(\frac{c}{b}\right) T^5 = \text{const} \cdot T^5, \quad (4.6)$$

yəni maksimuma uyğun gələn şüalanma qabiliyyətinin temperaturun 5-ci dərəcəsi ilə mütənasib olmasının göstərilməsidir. Bu ifadə təcrübi faktlara kifayət qədər uyğun gəlir.

İlk dəfə olaraq  $f(\nu, T)$  funksiyasının həm temperaturdan, həm də tezlikdən asılı olan aşkar şəklini müəyyən etməyə Reley və Cins müvəffəq olmuşlar. Onlar şüalanın cismin atomlarına müxtəlif tezliklərə malik rəqs edən sistemlər kimi baxaraq, enerjinin sərbəstlik dərəcələrinə görə bərabər paylanması teoremindən istifadə etmişlər. Bu zaman hər bir atomun rəqsi sərbəstlik dərəcəsinin  $kT$  - enerjisinin ( $k$  – Bolsman sabitidir) yarısının elektrik, yarısının isə maqnit enerjisinə uyğun gəlidiyi

qəbul edilərək, şüalanma qabiliyyətini hesablayaraq

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad (4.7)$$

şəklində funksiya almışlar.

Qeyd etmək lazımdır ki, şüalanma qabiliyyətinin tezlikdən və temperaturdan asılılığını aşkar şəkildə təsvir edən bu funksiya (Reley-Cins qanunu) Vin və Stefan-Bolsman qanunları ilə uyğunluq təşkil edir. Lakin (4.7) funksiyası təcrübə ilə yalnız kiçik tezlik və ya böyük dalğa uzunluqlarında uzlaşır. Böyük tezliklərdə isə təcrübə ilə həm kəmiyyət, həm də keyfiyyətcə ziddiyyət təşkil edir. Şəkil 4.2-də bütöv xətlə təcrübə ayrılır, qırıq xətlə isə Reley-Cins (4.7) funksiyasının qrafiki göstərilmişdir. Atom rəqs sistemləri istənilən tezliyə malik ola bildiyindən şüalanan işıq seli:

$$R = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi k T \nu^3}{3c^2} \Big|_0^{\infty} = \infty!$$

Şüalanan enerji selinin sonsuzluğa bərabər olması fiziki olaraq başa düşülmür və təcrübə ilə ziddiyyət təşkil edir. Bu nəticə «*ultrabənövşəyi fəlakət*» adlanır, çünki şüalanma intensivliyi həmişə sonlu qiymətə malik olmalıdır.

Klassik fizika baxımından Reley-Cins düsturu dolğun təsəvvürlərə əsaslandığından doğru olmalıdır. Onun təcrübə ilə uyğun gəlməməsi, klassik fizika təsəvvürlərinin şüalanma hadisəsinin izahında aciz olduğunu nümayiş etdirir. Bu fikri rəhbər tutaraq, XX əsrin əvvəllərində M. Plank  $f(\nu, T)$  funksiyasının təcrübə ilə tam uyğun gələn ifadəsini müəyyən etməyə nail olmuşdur. Lakin bunun üçün o klassik fizikadan tamamilə imtina etmək məcburiyyətində qalmışdır. Plank fərz etmişdir ki, elektromaqnit dalğaları atomlar tərəfindən *porsiyalar* (*kvantlar*) şəklində şüalanır və hər bir kvantın enerjisi  $E = h\nu$  qədərdir. Buradakı mütənasiblik əmsalı  $h$  – *Plank sabiti* adlanır. Plank sabitinin qiyməti heç bir kəmiyyətdən asılı olmayıb,  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  C·san-yə bərabərdir. Plank göstərmişdir ki, şüa-

lanan enerji  $E = h\nu \cdot N$  kimi təyin olunduqda,  $f(\nu, T)$  funksiyasının təcrübə ilə tam uyğun gələn aşkar şəkli

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4.8)$$

kimidir. Bu ifadə *Plank düsturu* adlanır. Plank sabitinin vahidi *C·san* -yə uyğun gəlir. Fizikada «enerji · zaman» kimi təyin olunaraq «*təsir*» adlanan fiziki kəmiyyətdən istifadə olunur. Buna görə də  $h$  - elə ən kiçik, yəni *elementar təsir* kimi başa düşülə bilər.

Plank düsturu təcrübə ilə uyğun gəlməklə yanaşı, MQC-in yuxarıda sadalanan şüalanma qanunlarının hamısının riyazi şəklini almağa, eləcə də Stefan-Bolsman və Vin sabitlərini əsas fiziki sabitlərlə ifadə etməyə də imkan verir. Belə ki, Plank funksiyası tətbiq edildikdə şüalanan işıq seli üçün

$$R = \int_0^{\infty} \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^3 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

şəklində (4.4) Stefan-Bolsman qanunu alınır. Bu ifadədən

göründüyü kimi  $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^3 h^3}$  - yalnız fundamental fiziki sabitlərlə ifadə olunur və onun hesablanan qiyməti təcrübədən təyin olunan qiymətə uyğun gəlir.

Digər tərəfdən maksimal şüalanma intensivliyinə uyğun gələn dalğa uzunluğunda  $\left[ \frac{\partial \varphi(\lambda, T)}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_{\max}} = 0$  şərtindən istifadə

edildikdə, yeganə kökü  $\frac{hc}{kT\lambda_{\max}} = 4,965$  olan transendent tənlik, Vinin (4.5) sürüşmə qanununu və Vin sabitinin fiziki sabitlərlə  $b = \frac{hc}{4,65k}$  şəklində ifadəsi alınır.

Kiçik tezliklər oblastında və kifayət qədər yüksək temperaturlarda  $h\nu \ll kT$  olduğundan,  $e^{h\nu/kT} = 1 + \frac{h\nu}{kT}$  şəklində sıraya ayırdıqda, Plank düsturu

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{h\nu/kT} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT$$

kimi (4.7) Reley-Cins düsturuna çevrilər.

Beləliklə, Plank düsturunun bütün tezlik intervalında təcrübə ilə uzlaşması və MQC şüalanma qanunlarının hamısını izah etməsi onun həqiqətə uyğun olduğunu sübut edir. Bu işə işığın yeni təbiətinin – onun diskret təbiətə malik fotonlar seli kimi atomlar tərəfindən buraxılması ideyasının əsasını qoydu.

## § 4.2. Bərk cisimlərdə lüminessensiya

Başqa növ elektromaqnit şüalanmaları kimi, lüminessensiya şüalanması da *intensivlik, spektral tərkib, kohorentlik, polarizasiya və şüalanmadan sonrakı sürəklilik* kimi başlıca parametrlərlə xarakterizə olunur. Başqa növ qeyri-tarazlıq şüalanmaları da uyğun parametrlərlə təyin olunsalar da, sürəkliyin qiymətinə görə lüminessensiyadan fərqlənirlər. Lüminessensiya hadisəsi *həyəcanlaşma, enerji verilməsi və şüalanma* kimi üç ardıcıl prosesin baş verməsi ilə reallaşır.

Həyəcanlaşma və şüalanma aktları bir-birindən ayrıldığından, həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdən sonra da şüalanma hələ «uzun müddət» davam edir. Bu davam etmə müddəti çox böyük olduqda şüalanma *fosforosensiya*, kiçik olduqda isə *fluoresensiya* adlandırılır.

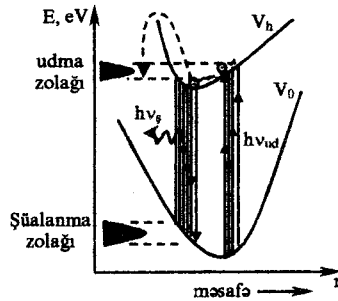
Bərk cisimlərdə lüminessensiyanın *monomolekulyar, metastabil, rekombinasiya* kimi 3 növü mövcuddur.

İlk iki növ lüminessensiya bərk cisimlərdə həyəcanlaşma və şüalanmanın eyni bir aşqar atomu daxilində baş verməsinə uyğundur. Bərk cismin lüminessensiya spektri, yeni şüalanma

intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığı, izolə edilmiş atomların uyğun spektrindən iki amillə fərqlənir. Əvvəla, izolə edilmiş atomlardakı şüalanma xətti, bərk cisimlərdə enli şüalanma zolağına çevrilir; ikincisi isə lüminessensiya xətti həyəcanlaşmaya nəzərən uzun dalğalara doğru sürüşür. Bu hadisəyə «Frank-Kondon» sürüşməsi deyilir. Bu fərqlər şüalanma mərkəzinin kristaldaxili sahədə yerləşməsi ilə əlaqədardır. Şüalanma mərkəzinin ətraf ilə qarşılıqlı təsirinin potensial enerjisində *Kulon, mübadilə və Van-der-Vaals* cazibə qüvvələrinin mövcud olması, mərkəzin  $V_0$  əsas və  $V_h$  həyəcanlaşmış enerji səviyyələrini kvazimolekulyar şəkllə salır (şəkil 4.3).

Əsas halın minimumunda yerləşən elektron  $h\nu_{ud}$  enerjili fotonun təsiri ilə həyəcanlaşmış hala keçir və əks keçiddən əvvəl  $V_h$ -in minimumuna yuvarlanır.  $E(r)$  koordinatlarında  $V_0$  və  $V_h$  in minimumları  $r$ -in eyni qiymətinə təsadüf etmədiyindən, şüalanma prosesi həyəcanlaşmaya nəzərən uzundalğalı oblasta doğru sürüşür. Monomolekulyar lüminessensiyanın sürəkliyi həyəcanlaşmış elektronun həmin səviyyədə yaşama müddəti ilə təyin olunur və demək olar ki, temperatur, təzyiq və başqa xarici təsirlərdən asılı olmur. Bu tip lüminessensiya adətən infraqırmızı ( $IQ$ ) oblasta uyğun gəlir.

Metastabil lüminessensiya xüsusi növ metastabil həyəcanlaşmış hallara malik olan bərk cisimlərdə müşahidə olunur. Bu zaman həyəcanlaşmış hala qaldırılan elektron özbaşına deyil, xarici amillərin təsiri ilə əsas hala qayıdaraq işıq fotonu buraxır. O səviyyələr metastabil adlanır ki, onlardan şüalanma vasitəsi ilə kiçik enerjili səviyyələrə keçidlər *tam* və ya *qismən qadağan edilmiş* olsun. Metastabillik ölçüsü olaraq, həmin səviyyədə  $\tau = 1/A$  şəklində təyin olunan yaşama müddəti



Şəkil 4.3. Bərk cisimdə udma və şüalanma

götürülür. Burada  $A$ - baxılan səviyyədən aşağı enerji səviyyələrə bütün mümkün keçidlərin ehtimalıdır.  $A = 0$  və  $\tau = \infty$  olduqda səviyyə tam stabil adlanır. Metastabil səviyyələr üçün  $\tau \approx (1 \div 10^{-3})$  san qiymətlərinə malik olur. Metastabil lüminessensiya həm də qazlarda həyəcanlaşmadan sonrakı işıqlanmanı izah edir.

Rekombinasiya lüminessensiyası əsasən yarımkeçiricilərdə baş verir. Keçirici zonaya həyəcanlaşan elektronun valent zonadakı sərbəst deşiklə birləşərək *anniqilyasiya* nəticəsində enerjinin fotonlar şəklində mühiti tərk etməsi *rekombinasiya şüalanması* adlanır. Elektron deşiklə həm bilavasitə, həm də lokal səviyyələr vasitəsi ilə rekombinasiya edə bilər. Zonalarası rekombinasiya ilə yanaşı, eksitonun anniqilyasiyası, sərbəst zona-aşqar, eləcə də donor-akseptor səviyyələri arasındakı rekombinasiyalar da şüalanma ilə nəticələnə bilər. Rekombinasiya heç də həmişə şüalanma ilə nəticələnmir. Rekombinasiya şüalanmasının baş verməsi və xüsusiyyətləri bir sıra amillərdən asılıdır.

#### § 4.3. Yarımkeçiricilərdə rekombinasiya şüalanması

Yarımkeçiricidə sərbəst elektron-deşik cütü və eksitonlar yaratdıqda həyəcanlaşdırılmış elektronlarla deşiklərin birbaşa rekombinasiyası və eksitonun anniqilyasiyası, eləcə də aşqar səviyyələri həyəcanlaşdırmaqla yaradılmış elektron və deşiklərin rekombinasiya mərkəzləri vasitəsi ilə rekombinasiya nəticəsində fotonların şüalanması baş verə bilər. Əvvəlcə fundamental keçidlərdə, yəni həyəcanlaşma enerjisi qadağan olunmuş zonanın eni tərtibində olduğu halda rekombinasiya şüalanmasına baxaq.

a) *keçirici zonadan valent zonaya birbaşa keçidlər.* Düzzonalı yarımkeçiricidə həyəcanlaşma nəticəsində dalğa ədədləri fərqlənməyən sərbəst elektron və deşiklər əmələ gəlir. Həyəcanlaşmış sərbəst yükdaşıyıcılar  $\sim 10^{-10} \div 10^{-12}$  san müddətində səpilmələr hesabına uyğun zonanın minimumuna



yuvarlandığından (şəkil 4.4), elektronlar keçirici zonanın dibinə, dəşiklər isə valent zonanın təpəsinə yığışrlar. Əgər bu relaksasiya prosesindən sonra elektron və dəşiklərin dalğa vektorları üst-üstə düşsə, onlar birbaşa rekombinasiya edərək  $h\nu = E_g$  enerjili fotonlar şüalandıra bilər. Buraxılan fotonların sayı, yeni şüalananan işığın intensivliyi, rekombinasiya aktlarının sayından asılı olaraq

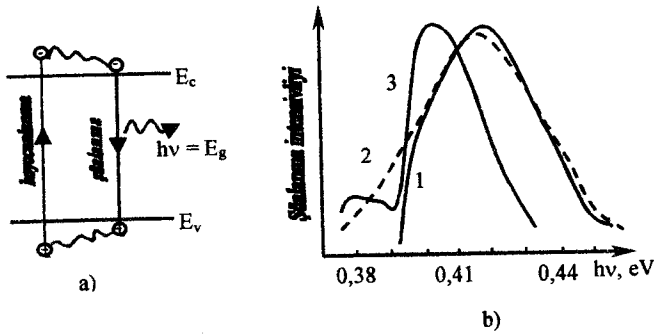
$$I(h\nu) = B(h\nu - E_g)^{\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

şəkində təyin olunur. Burada  $B$  - sabitdir.

(4.9) ifadəsindən görüldüyü kimi, yalnız birbaşa elektron-deşik rekombinasiyası halında şüalanma spektri aşağı enerjilərə tərəfdən  $h\nu = E_g$  şərti ilə təyin olunan sərhədə malik olmalıdır. Temperatur və həyəcanlaşdırıcı amilin enerjisi artdıqca, keçirici zonada elektronlar, eləcə də valent zonada dəşiklər daha yüksək enerjili səviyyələrə həyəcanlaşa bilər. Bu da öz növbəsində şüalanma spektrlərində «qısa dalğalı quyruğun» əmələ gəlməsinə səbəb olur. Qeyd etmək lazımdır ki, zonalararası birbaşa rekombinasiya yalnız darzonalı təmiz yarımkəçiricilərdə (*InSb*, *InAs* və s.) nisbətən yüksək temperaturalarda müşahidə olunur. Aşqarın mövcudluğu qadağan olunmuş zonanın sərhədinin kəskinliyini aradan qaldırır. Qadağan olunmuş zonaya daxil olduqca hal sıxlığının asimptotik azalması ilə icazəli zonanın «quyruğu» əmələ gəlir. Bunun nəticəsində qadağan olunmuş zonanın enindən kiçik enerjiyə malik şüalanmalar baş verir və nəticədə zona-zona keçidlərinə uyğun şüalanma zolaqları aşqarlarla bağlı olan şüalanma zolaqları ilə örtülür (şəkil 4.4, b).

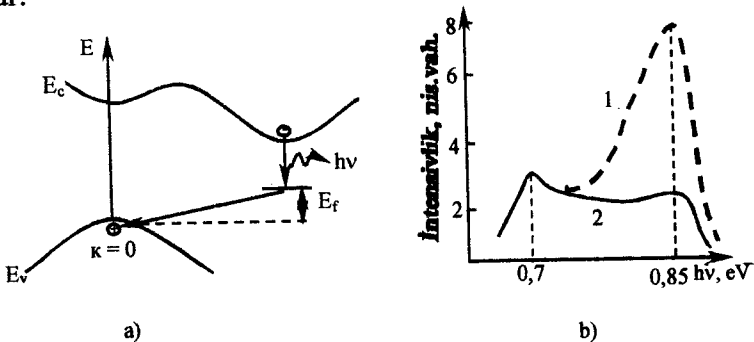
Əgər yarımkəçirici *çəpzonalıdırsa*, sərbəst elektronun sərbəst dəşikle rekombinasiya aktları fononların iştirakı ilə baş verir. Bu fononlar rekombinasiya aktı zamanı kvaziimpulsun saxlanması qanununu təmin edir.

Fonon buraxılması ilə baş verən rekombinasiya prosesinin sxemi şəkil 4.5-də təsvir olunmuşdur. Şüalanma prosesləri üçün fononun emissiya ehtimalı daha böyükdür.



Şəkil 4.4. Zona-zona şüalanmanın sxemi (a) və InAs-un 77K- də şüalanma spektri:(4.9) ifadəsinə uyğun nəzəri əyri (1), təcrübi əyri (2, 3).

Fonon udulması ilə baş verə bilən şüalanma rekombinasiyası aktlarının sayı fonon buraxılması ilə gedən proseslə müqayisədə  $\frac{N_t}{N_t + 1}$  dəfə kiçikdir. Burada  $N_t = \frac{1}{e^{E_f/kT} - 1}$  fononların paylanma funksiyasıdır. Çəpzonalı yarımkəçiricidə birbaşa elektron-deşik rekombinasiyası ilə baş verən şüalanma aktlarında minimum enerji şəkil 4.5-ə görə  $h\nu_{\min} = E_{g_i} - E_f$  olar.



Şəkil 4.5. Çəpzonalı yarımkəçiricidə zona-zona şüalanma rekombinasiyasının sxemi (a); Ge- da şüalanma spektri (b) 1- yenidən udulmanın nəzərə alınması; 2- təcrübi əyri

Burada  $E_{gi}$  - qadağan olunmuş zonanın çəp keçidə uyğun eni,  $E_f$  - fononun enerjisidir. Əgər çəp keçidlər vasitəsi ilə həyəcanlaşan yükdaşıyıcılar rekombinasiya edərək foton şüalandırırsa, şüalanma spektri udma spektrinə analoji olaraq

$$I(h\nu) = B_1 (h\nu - E_{gi} + E_f)^2 \quad (4.10)$$

ifadəsi ilə təsvir edilə bilər. Çəp keçidlərdə fononların iştirakı belə şüalanma keçidlərinin ehtimalını xeyli azaltdığından şüalanmanın intensivliyi çox zəif olur.

Əgər həyəcanlaşdırıcı amildən asılı olaraq yarımkəçiricidə həm düz, həm də çəp keçidlər reallaşsın, onda düz keçidlərə uyğun rekombinasiya şüalanmasının intensivliyi çəp keçidlərə nəzərən daha böyük olur. Lakin düz keçidlərdə şüalanma fotonları mühit tərəfindən yenidən udularaq çəp keçidləri həyəcanlaşdırır. Bu səbəbdən təcrübədə müşahidə olunan spektrdə sanki çəpkeçidli şüalanmalar üstünlük təşkil edir. Şəkil 4.5,b-də Ge-un şüalanma spektri təsvir olunmuşdur. Burada 2-əyrisi təcrübi nəticələri, 1-əyrisi isə yenidən udulmanı nəzərə almaqla qurulmuş şüalanma spektrini təsvir edir. Qısdaldığı şüalanma zolağı  $E_{gi}$  -dən  $0,15 \text{ eV}$  böyük enerjiyə malik düz qadağan olunmuş zonanın minimumuna uyğun gəlir.

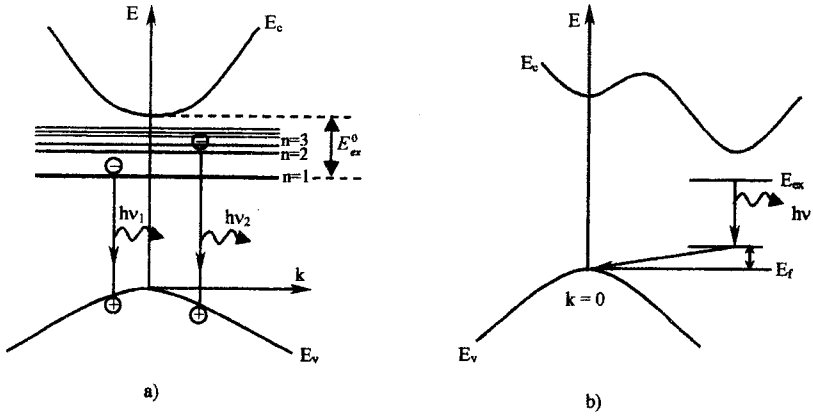
*b) Eksiton şüalanması.* Təmiz yarımkəçirici kristallarda qadağan olunmuş zonanın eninə yaxın ( $h\nu \leq E_g$ ) enerjili işıqla həyəcanlaşdırılma zamanı Kulon qarşılıqlı təsir qüvvəsi ilə rəbitədə olan elektron-deşik cütü (eksiton) yarana bilər. Belə yükdaşıyıcılar cütünün rekombinasiyasında (eksitonun anniqilyasiyasında) dar spektr eninə malik şüalanma xətlərinin reallaşması mümkündür. Bu spektr xətləri *eksiton şüalanma xətləri* adlanır. Düz zonalı yarımkəçiricidə icazəli keçidlər zamanı eksiton şüalanmasında fotonun enerjisi

$$h\nu_e = E_g - E_{ex} = E_g - \frac{E_{ex}^0}{n^2} \quad (4.11)$$

olar. Burada  $E_g$ - yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zolağının eni,  $E_{ex}$  - eksitonun rabitə enerjisi,  $E_{ex}^0$  - eksitonunun əsas halının ( $n=1$ ) enerjisi,  $n$  - eksiton səviyyəsinin nömrəsidir. (4.11) ifadəsindən görüldüyü kimi, eksitonun həyəcanlaşmış ( $n>1$ ) hallarından şüalananan fotonların enerjisi  $E_g$ -yə daha yaxın olur. Birbaşa elektron-deşik anniqilyasiyası ilə eksiton şüalanması yalnız eksitonun dalğa ədədinin kiçik qiymətlərində (eksitonun kinetik enerjisinin  $kT$  tərtibində olması halında) mümkündür ki, bu halda eksiton şüalanması bir sıra diskret spektr xətlərindən ibarət olur. Lakin eksiton şüalanma xətləri sonlu enə malik olur. Eksitonlar sonlu yaşama müddətinə malik olduqlarından, şüalanmasız rekombinasiya aktlarında da iştirak edə bilər. Məsələn, eksitonların qəfəs defektlərindən və aşqar atomlarından səpilməsi qeyri optik keçidlər ilə müşayət olunur. Eksitonun fononlar buraxılması ilə rekombinasiyası həm düzkeçidli, həm də çöpkeçidli yarımkeçiricilərdə mümkündür. Çöpkeçidli yarımkeçiricilərdə eksiton şüalanması əsasən bir fononun buraxılması ilə reallaşır və bu zaman şüalananan fotonun enerjisi

$$h\nu = E_{gi} - E_{ex} - E_f \quad (4.12)$$

olur. Şəkil 4.6-da düz və çöpkeçidli yarımkeçiricilərdə eksiton şüalanmasının sxemi təsvir olunmuşdur.  $h\nu_1$ -əsas,  $h\nu_2$ -isə həyəcanlaşmış eksiton hallarından baş verən rekombinasiyada fotonların enerjisinə uyğun gəlir. Əgər yarımkeçiricidə eksiton zonasının minimumu  $k_{min}=0$  -da yerləşərsə, akustik fononların enerjisi «sıfır», optik fononların enerjisi isə sabit  $\hbar\omega_0$  qiymətinə yaxınlaşar. Buna görə də eksitonun dalğa ədədi kiçik qiymətə malikdirsə, onun anniqilyasiyası zamanı yalnız optik fonon buraxıla bilər, çünki belə fononların dalğa ədədi «sıfır» yaxındır. Bu səbəbdən də aşağı temperaturlarda düz eksitonların yalnız optik fononlar buraxılmaqla rekombinasiyası mümkündür.



Şəkil 4.6. Düzzonalı (a) və çəpzonalı (b) yarımkəçiricidə eksiton rekombinasiyalarının sxemi.

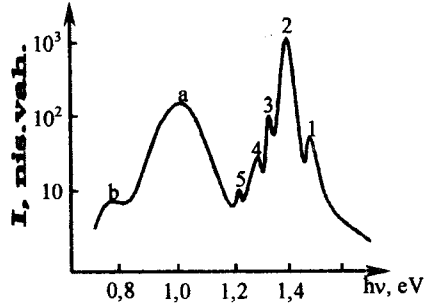
Sərbəst eksitonlarla yanaşı, kristallarda aşqar səviyyələri ilə əlaqəli olan *bağlı eksitonlar* da mövcud ola bilər. Bu eksitonların anniqilyasiyasında yaranan şüalanma xətlərinin eni sərbəst eksiton halındakına nəzərən çox kiçik olmaqla, enerji vəziyyəti də sərbəst eksitonlara nisbətən daha uzun dalğalar tərəfdə yerləşir. Real kristallarda eksiton lüminessensiyasının spektrində həm bağlı, həm də sərbəst eksitonların anniqilyasiyası nəticəsində yaranan şüalanma xətləri iştirak edir. Buna görə də şüalanma spektrlərinin identifikasiyası udma spektrləri ilə müqayisə edilməklə, şüalanma spektrlərinin temperaturdan və başqa xarici amillərdən asılılığı əsasında aparılır.

Şəkil 4.7-də təmiz InP kristalının 6K temperaturda şüalanma spektri verilmişdir. Burada 1-sərbəst, 2-bağlı, 3,4 və 5-isə bağlı eksitonun *bir, iki və üç* optik fonon buraxmaqla rekombinasiyasını nümayiş etdirir. Buradakı a və b şüalanma xətləri eksiton təbiətli deyildir. Eksiton şüalanmasında *polyariton effektinin* xüsusi rolunu qeyd etmək lazımdır. Hidrogenə-bənzər spektre malik eksiton zərrəcik olsa da, onun kristalda hərəkətinə dalğavari proses kimi baxmaq olar. Bu baxımdan *korpuskulyar-dalğa dualizmini* fotonlar, fononlar, elektronlar

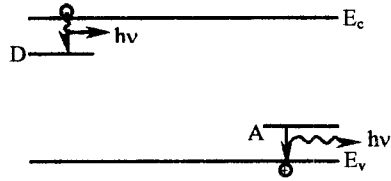
kimi, eksitonlara da tətbiq etmək olar. Kiçik dalğa  d dl rində təmiz foton, böyük dalğa  d dl rində təmiz eksiton xarakterinə, aralıqda isə hər ikisinin x susiy tin  malik olan kvaziz rrecik *polyariton* adlanır. Polyariton həm eksiton kimi kristal daxilində hərəkət edərək müxtəlif s pilm l r  məruz qala bilir, həm də kristalın sərhədinə çatdıqda adi foton kimi onu tərk edə bilir. Polyariton nəzəriyyəsinə görə, eksitonlardan fərqli olaraq polyaritonlarla işığın udulub- ulanması rezonans xarakter daşıya bilməz. Yeni, eksiton udma v   ulanma xətlərinin enerji mövqeyində sürüşmə mövcud olur. Bunun s babi odur ki, udma v   ulanma aktlarında dalğa ədədinin müxtəlif qiymətlərinə uyğun polyaritonlar iştirak edirlər. Udulmada daha çox eksiton təbiətinə yaxın və fononlardan səpilməyə qadir polyaritonlar, kristaldan  ulanma prosesid  isə daha çox foton təbiətinə yaxın polyaritonlar iştirak edir. Buna görə də onlar adətən *i ı  eksitonları* adlandırılır.

c) *aşqar səviyyələrlə  ulanma rekombinasiyası.* Müxtəlif tip aşqar atomlarına, qəfəs defektlerine, səth s viyy lerine malik yarımk ricil rin  ulanma prosesində

enerji mövqeyi qadağan olunmuş zonanın daxilinə uyğun gələn lokal səviyyələr mühüm rol oynayır. Belə materiallarda rekombinasiya prosesi lokal səviyyələr vasitəsi ilə reallaşır. Lokal səviyyələrlə rekombinasiya sürəti uyğun y kda ıyıcısının



Şekil 4.7. 6K temperaturda InP fotoluminessensiya spektri.

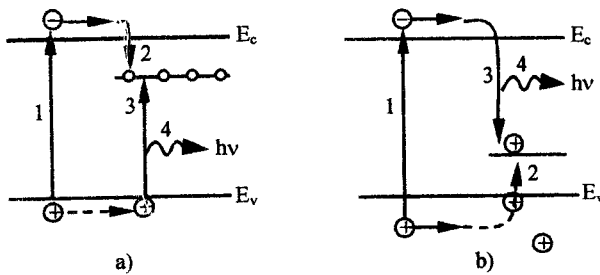


Şekil 4.8. Dayaz səviyyələrlə  ulanma keçidləri

həmin səviyyələr tərəfindən *tutma kəsiyi* ( $\sigma_n$  və  $\sigma_p$ ) ilə xarakterizə olunur. Elektronlar üçün tutma kəsiyi dəşiklər üçün tutma kəsiyindən böyük olduğu halda ( $\sigma_n \gg \sigma_p$ ) lokal səviyyə əsasən keçirici zona ilə əlaqədə olur. Əgər belə səviyyə elektronlarla doludursa, yeni hələ ionlaşmayıbsa, o, donor səviyyəsi, yox əgər elektronlardan tükənmişdirsə (ionlaşmışdırsa)- *tutma mərkəzi* adlanır. Eyni ilə  $\sigma_p \gg \sigma_n$  şərtini ödəyən lokal səviyyələr uyğun olaraq akseptor səviyyəsi və ya dəşiklər üçün tutma mərkəzi adlanır. Belə dayaz lokal səviyyələrlə mübadilə prinsipinə, şüalanma ilə nəticələnə bilər və bu şüalanma uzaq infraqırmızı oblasta uyğun gəlir. Belə şüalanmalar sxematik olaraq şəkil 4.8-də təsvir olunmuşdur. Dayaz səviyyələrə keçidlər zamanı ayrılan enerji kiçik olduğundan, həsablamlar göstərir ki, bu halda fononların əmələ gəlməsi ehtimalı fotonların şüalanması ehtimalından çox-çox böyük olur. Məsələn,  $4K$  temperaturunda  $n-Ge$ -də dayaz səviyyələrə keçidlər zamanı fonon şüalanmasının effektiv kəsiyi  $10^{-12} \text{sm}^2$ , foton buraxılmasının effektiv kəsiyi isə  $10^{-19} \text{sm}^2$  tərtibindədir. Bu elektronun keçirici zonadan lokal səviyyələrin həyəcanlanmış halına «tullanaraq» sonradan mərhələli keçidlərlə ardıcıl fononlar buraxaraq ən aşağı enerji səviyyəsinə düşməsi ilə izah oluna bilər.

Aşqar səviyyələri ilə şüalanma rekombinasiyası əsasən lokal səviyyə tərəfindən ardıcıl olaraq əvvəl elektron (deşik), sonra isə deşik (elektron) tutulması nəticəsində baş verir. Belə lokal səviyyələrin dayaz səviyyedən əsas fərqi ondadır ki, bu halda  $\sigma_n \gg \sigma_p$  ( $\sigma_p \gg \sigma_n$ ) şərti ödənilsə də,  $\sigma_p$  ( $\sigma_n$ ) kifayət qədər hiss olunan qiymətə malik olur. Keçirici və valent zonalara yaxın yerləşən belə səviyyələr vasitəsi ilə şüalanma rekombinasiyası şəkil 4.9-da təsvir edilmişdir. Buradakı 1-keçidləri zona-zona həyəcanlanması hesabına sərbəst elektron və deşiklər yaradır.

Elektron üçün lokal səviyyə (şəkil 4.9,a) 2-keçidi vasitəsi ilə keçirici zonadan elektronu tutur (şəkil 4.9,b-də 2-keçidi akseptor tərəfindən deşiyin tutulmasına uyğundur). Lokal



Şekil 4.9. Aşqar səviyyələrlə şüalanma keçidləri  
a) n- tip; b) p- tip yarımqeçirici

səviyyenin digər zonadan 3-keçidi ilə (şekil 4.9,a) deşikləri (elektronları şəkil 4.9, b) tutması burada rekombinasiyanın baş verməsinə səbəb olur ki, bu da uyğun şüalanma ilə (4) nəticələnir. Hər iki halda düz zonalı yarımqeçirici üçün şüalanan fotonun enerjisi

$$h\nu = E_g - E_a \quad \text{və} \quad h\nu = E_g - E_d \quad (4.13)$$

olur. Burada  $E_a, E_d$ —uyğun lokal səviyyenin aktivləşmə enerjisidir. Əgər yarımqeçirici *çəpzonalıdırsa*, fotonla yanaşı fonon da buraxılmalıdır və bu halda şüalanan fotonun enerjisi

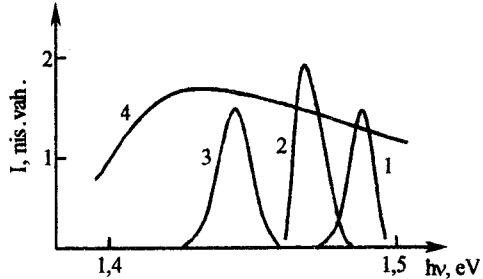
$$h\nu = E_g - E_a - E_f$$

olar. Burada  $E_f$  - buraxılan fononun enerjisidir. Lokal səviyyələrlə rekombinasiya şüalanmasının spektri zona-zona keçidlərinə və eksiton şüalanma xətlərinə nəzərən daha uzun-dalğalı oblastda yerləşir. Aşqarların kiçik konsentrasiyalarında aşqarlarla rekombinasiya şüalanması kiçik yarımənli kəskin spektr xəttinə malik olur. Aşqarların konsentrasiyası artdıqca şüalanma xəttinin eni də artır, şüalanma spektrinin maksimumu isə daha uzun dalğalar oblastına tərəf sürüşür. Aşqarların nisbətən böyük konsentrasiyalarında onların dalğa funksiyalarının bir-birini qismən örtməsi nəticəsində aşqar səviyyesinin *aşqar zolağına* çevrilməsi və şüalanma xəttinin «yaygınlaşması» baş



verir. Aşqarların konsentrasiyasının artması nəticəsində qadağan olunmuş zonanın kəskin sərhədlərində hal sıxlığının «*quyruğunun*» əmələ gəlməsi hesabına daha kiçik enerjilərdə aşqar səviyyələrinə keçidin mümkünlüyü təmin olunur və buna görə də şüalanma spektrinin maksimumunu uzun dalğalar tərəfə sürüşür. Şəkil 4.10-da *GaAs* kristalında aşqar atomlarının müxtəlif konsentrasiyaları üçün təsvir olunmuş katodoluminesensiya spektrləri deyilənləri təsdiq edir.

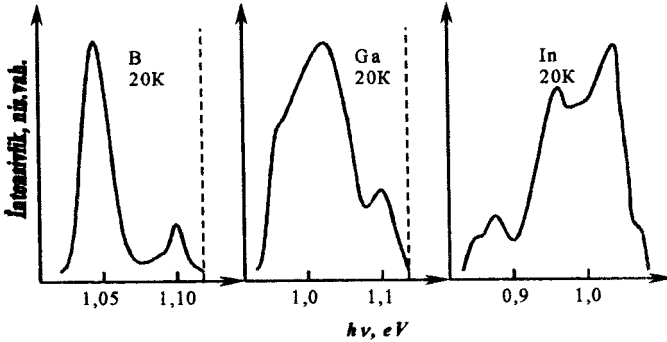
Çəpzonalı yarımkeçiricilərin aşqarlarla şüalanma spektrlərində fononların iştirakını nümayiş etdirən şəkil 4.11-ə diqqət yetirdikdə *Si* kristalında optik ionlaşma enerjiləri  $46 \text{ meV}(B)$ ,  $71 \text{ meV}(Ga)$ ,  $160 \text{ meV}(In)$  olan aşqarlarla rekombinasiya



Şəkil 4.10. Aşqarlanmış *GaAs* kristallarında katodoluminesensiya spektrləri:  
 $n, \text{ sm}^{-3}$ ; 1-  $3,7 \cdot 10^{17}$ ; 2-  $1,9 \cdot 10^{18}$ ; 3-  $1,3 \cdot 10^{19}$ ; 4-  $1,25 \cdot 10^{20}$   
 $T = 4,2 \text{ K}$

şüalanma xətlərinin maksimumlarına uyğun enerjinin ( $E_g - E_a$ )-dan fərqləndiyi görünür. Şəkildə fononsuz şüalanma rekombinasiyasına uyğun enerjilər şaquli qırıq xətt vasitəsi ilə göstərilmişdir. *Si* çəpzonalı yarımkeçirici olduğundan, bu materialda keçirici zona → akseptor səviyyəsi tipli keçidlərdə enerjiləri  $h\nu_{TO} = 55 \text{ meV}$  və  $h\nu_{TA} = 16 \text{ meV}$  olan optik və akustik fononlar da iştirak edir. Bu fononların iştirakı ilə baş verən şüalanma xətləri bütövlükdə baxılan spektral paylanmada piklərin yaranmasına səbəb olur. Şəkildən görünür ki, uyğun zonaya nəzərən enerji məsafəsi artdıqca, şüalanmada fononsuz xətlərin müşahidə edilməsi mümkün olur. Silisiumun *bor* elementi ilə aşqarlanması halına uyğun ən dayaz səviyyələr üçün belə xətlər, demək olar ki, yoxdur. Nisbətən dərin *In* aşqarı halında isə fononsuz şüalanma keçidləri üstünlük təşkil edir. Çəp keçidli yarımkeçiricilərdə fononsuz şüalanma rekombinasiyasında do-

nor-valent zona keçidlərində elektronun impulsunun bilavasitə aşqar səviyyəsinə ötürülməsi baş verə bilər. Məhz belə proseslərin kiçik enerjiyə malik səviyyələr üçün ehtimalı çox kiçik olmaqla, səviyyənin dərinliyi artdıqca artır.



Şəkil 4.11. Si- da müxtəlif aşqarlarla şüalanma spektrləri

d) *donor-akseptor rekombinasiyası*. Əgər yarımkəçiricidə eyni zamanda həm donor, həm də akseptor səviyyələri mövcuddursa, belə yarımkəçirici kompensasiya olunmuş yarımkəçirici adlanır. Donor səviyyələrinin enerjisi  $E_d$ , akseptor səviyyələrinin enerjisi isə  $E_a$  olarsa, onlar kristal daxilinə girmiş hərəkət etməyən molekullar şəklində cütlər təşkil edirlər. Əgər elektron donor səviyyəsindən akseptor səviyyəsinə keçərsə, onun enerjisi  $E_d - E_a$  qədər azalar və bu proses fotonların şüalanması ilə nəticələnə bilər. Lakin donor və akseptor səviyyələri arasında *Kulon*, eləcə də *Van-der-Vaals* qarşılıqlı təsirləri nəzərə alınmalıdır. Mühitin dielektrik nüfuzluğu  $\epsilon$ , donor-akseptor cütləri arasında məsafə isə  $r_n$  olduqda, belə donor-akseptor cütünə uyğun enerji

$$E_n(r) = E_d - E_a + \frac{e^2}{\epsilon r_n} - \frac{e^2}{\epsilon} \left( \frac{a}{r_n} \right)^6 \quad (4.14)$$

şəklində təyin olunur.

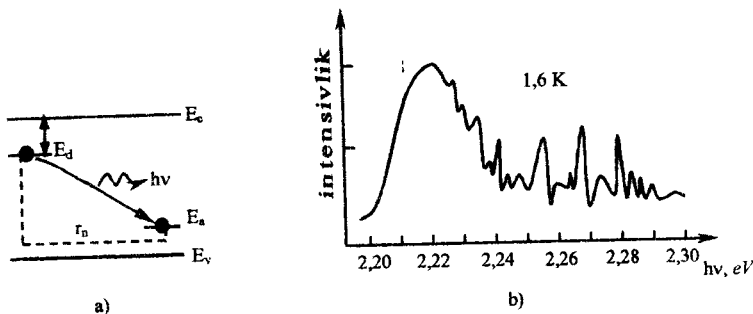
Əgər cütler arasındakı məsafə ( $r_n$ ) kristalın qəfəs sabitindən böyük olarsa, axırıncı həddə uyğun gələn Van-der-Vaals qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmaya bilər.  $r_n$  kiçik olduqda isə həmin hədd nəzərə alınmalıdır. Nisbətən yaxın yerləşən donor-akseptor cütü üçün *elektrostatik enerji-quruluş qarşılıqlı təsiri*, yəni elektron və deşiklərin fəzada paylanma funksiyalarının bir-birini bürüməsi nəzərə alınmalıdır. Aşqar atomları kristal qəfəsdə müəyyən sabit vəziyyət tutduqlarından,  $r_n$  kəmiyyəti yalnız müəyyən seçilmiş qiymətlər ala bilər. Bu halda uyğun enerji də müəyyən seçilmiş qiymətlərə malik olur. Beləliklə, donor-akseptor cütü arasında məsafə və *qarşılıqlı təsir enerjisi* diskret qiymətlərə malik ola bildiyindən, belə səviyyələr arasında keçidlərə uyğun spektr xətləri də *hidrogenəbənzər* diskret struktura malik olur. Bu halda şüalanın fononun enerjisi

$$h\nu = E_g - E_d - E_a + \frac{e^2}{\epsilon r_n} \quad (4.15)$$

olar. Belə keçidlərin enerji sxemi və şüalanma spektri şəkil 4.12-də göstərildiyi kimidir. Donor və akseptorlar arasında məsafə böyük ( $r_n \geq 40 \text{ \AA}$ ) olduqda diskret şüalanma xətləri bir-birini bürüyərək geniş spektr əmələ gətirir. Ona görə bu halda donor və akseptorlar arasındakı keçidlər üçün spektrin incə quruluşu müşahidə olunmaya da bilər.

Donor səviyyəsində məskunlaşan elektron onu əhatə edən akseptorların hər biri ilə qarşılıqlı təsirdə olsa da, qarşılıqlı təsir enerjisində əsas pay ən yaxında yerləşən akseptora aiddir. Bu halda ən böyük ehtimala da məhz bu akseptor səviyyəsinə keçidlər malikdirlər. Ona görə də yarımkeçiricidə elektron deşik cütünə birinci yaxınlaşmada öz məxsusi  $r_n$ ,  $E_n$  və keçid ehtimalı ilə xarakterizə olunan ikiatomlu molekullar toplusu kimi baxmaq mümkündür. Keçid ehtimalının və donor-akseptor səviyyəsindəki elektronların sayının  $r_n$ -məsafəsindən asılı olmasına görə, şüalanma intensivliyi həm həyəcanlaşdırıcı

təsirin intensivliyindən, həm də zamandan asılı olur. Buna görə də donor-akseptor keçidlərinin şüalanma intensivliyinin spektral paylanması aşqarların konsentrasiyası və həyəcanlaşdırıcı amildən asılı olaraq deformasiya olunur, onların enerji vəziyyəti isə daima dəyişir.



Şəkil 4.12. Donor-akseptor şüalanma rekombinasiyasının sxemi (a) və GaP kristallarının Si-S buxarında şüalanma spektri (b)

Şəkil 4.12, b-də *GaP* kristalında fosforun *Si* və *S*-ilə əvəz olunması nəticəsində yaranan donor-akseptor keçidlərinin təcrübədə alınmış şüalanma spektrləri təsvir olunmuşdur.

#### § 4.4. Rekombinasiya şüalanmasının kinetikasi

Həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdən sonra tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların generasiyası yalnız temperatur həyəcanlaşması nəticəsində baş verdiyindən, nisbətən aşağı temperaturlarda rekombinasiya aktlarının sayı üstünlük təşkil edir. Buna görə həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdən sonra da rekombinasiya şüalanması bir müddət davam edəcəkdir. Rekombinasiya aktları yükdaşıyıcıların tarazlıqda olmayan konsentrasiyasını azaltdığından və şüalanma intensivliyi rekombinasiya aktlarının sayı ilə mütənasib olduğundan, zaman keçdikcə lüminesensiyanın intensivliyi də azalır. Tarazlıqda olmayan yükda-

şıyıcıların konsentrasiyasının rekombinasiya nəticəsində *azalma sürəti*  $\left(\frac{dn}{dt}\right)_r$  olduğundan, lüminessensiyanın intensivliyi

$$I \sim \left[ -\left(\frac{d\Delta n}{dt}\right)_r \right]$$

olar. Generasiya və rekombinasiya (*udulma və şüalanma*) eyni bir mərkəzdə baş verdiyi monomolekulyar rekombinasiya halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının dəyişməsi

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-\frac{t}{\tau}}$$

şəklində eksponensial qanunla baş verdiyindən ( $\tau$  – elektronun həyəcanlaşmış halda yaşama müddətidir), həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdən sonra monomolekulyar lüminessensiyanın intensivliyi də eksponensial qanunla dəyişər və  $\ln I(t)$  asılılığı düz xəttə uyğun gələr. Bu işə yürüdülməyən mühakimənin doğruluğunu göstərməklə yanaşı, həm də  $\tau$  - yaşama müddətinin qiymətini təyin etməyə imkan verir.

Elektron və deşiklərin rekombinasiyasında şüalanmalar analogi olaraq bipolyar rekombinasiya prosesinə uyğun olur. Bipolyar rekombinasiya aktlarının dəyişmə qanunu həyəcanlaşdırıcı təsirin intensivliyindən asılıdır. Zəif həyəcanlaşma halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası tarazlıqdakından çox kiçik olduqda ( $\Delta n = \Delta p \ll n_0, p_0$ ) şüalanmanın intensivliyinin zamandan asılılığı

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.16)$$

şəklində ifadə olunan eksponensial qanuna uyğun gələr. Burada  $I_0$  - həyəcanlaşdırıcı təsir kəsilmə anda şüalanma intensivliyi,  $\tau$  - işə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddətidir. Bu növ rekombinasiya *monomolekulyar rekombi-*

*nasiya şüalanması* adlanır. Güclü həyəcanlaşma halında ( $\Delta n \gg n_0; p_0$ ) artıq konsentrasiyasının zamandan asılılığı

$$\Delta n = \frac{\Delta n(0)}{1 + \gamma_r \Delta n(0) \cdot t}$$

şəklini alar.  $\left(\frac{dn}{dt}\right)_r = -\gamma_r (\Delta n)^2$  olduğundan şüalanma intensivliyinin zamandan asılılığı eksponensial asılılıqdan xeyli zəif

$$I = \frac{\gamma_r \Delta n^2(0)}{(1 + \gamma_r \Delta n(0) \cdot t)^2} \quad (4.17)$$

*hiperbolik* qanuna tabe olur. Bu halda  $\ln I(t)$  asılılığı düz xəttə uyğun gəlmir. İntensivliyi zamandan hiperbolik qanunla asılı olan lüminessensiya *bimolekulyar rekombinasiya şüalanması* adlanır. Həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdən müəyyən müddət keçdikdən sonra rekombinasiya aktları  $\Delta n$ -nin qiymətini azaltdığından, yüksək səviyyədə həyəcanlaşma halında da müəyyən zaman müddətindən sonra  $\Delta n > n_0; p_0$  şərti pozular və  $I(t)$  asılılığı (4.16) şəklində eksponensial qanuna tabe olar.

Bimolekulyar rekombinasiya halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar sabit yaşama müddətinə malik olmayıb, yalnız ani yaşama müddəti ilə xarakterizə olunur və bu kəmiyyət zaman keçdikcə azalaraq monomolekulyar rekombinasiya şüalanması halına uyğun olan sabit qiymətə malik yaşama müddətinə yaxınlaşır.

#### § 4.5. Lüminessensiyanın temperatur sönməsi

Əksər yarımkeçiricilərdə temperaturun yüksəlməsi ilə lüminessensiya şüalanmasının intensivliyi azalır ki, bu da *lüminessensiyanın temperatur sönməsi* adlanır. Temperaturun dəyişməsi ilə intensivliyin dəyişməsi əsasən şüalanan və şüalan-

mayan keçidlərin ümumi rekombinasiya aktlarındakı payının dəyişməsi ilə bağlıdır. Şüalanma rekombinasiyası aktlarının ümumi rekombinasiyada payı *lüminessensiyanın daxili kvant effektivliyi* adlanır və

$$\eta = \frac{P_r}{P_{um}}$$

şəklində ifadə olunur. Burada  $P_r$  - şüalananan,  $P_{um}$  - isə ümumi rekombinasiya aktlarının sayıdır. Əgər şüalanmayan rekombinasiya aktlarının sayı  $P_{nr}$  ilə işarə olunarsa, onda ümumi şüalanma aktlarının sayı  $P_{um} = P_{nr} + P_r$ , kvant effektivliyi isə

$$\eta = \frac{P_r}{P_r + P_{nr}} \quad (4.18)$$

şəklində təyin olunur. Nəzərə alınsa ki, şüalanmayan rekombinasiya aktlarının sayı temperaturdan eksponensial asılıdır, onda  $E^*$  aktivləşmə enerjisi halında bu asılılıq

$$P_{nr} = P_{nr}(0)e^{-\frac{E^*}{kT}},$$

kvant effektivliyi isə

$$\eta = \frac{1}{1 + Ce^{-\frac{E^*}{kT}}} \quad (4.19)$$

şəklində təyin olunur. Sonuncu ifadədə  $C = \frac{P_{nr}(0)}{P_r}$  sabit kəmiyyətdir.

Rekombinasiya lokal səviyyələrlə baş verdikdə də lüminessensiyanın intensivliyinin temperaturdan asılı olaraq azalması (4.19) ifadəsi ilə təsvir olunur. Əgər şüalanma mərkəzi valent zonadan müəyyən  $E^*$  enerji məsafəsində yerləşərsə, belə mərkəz işıq kvantlarını udaraq həyəcanlaşar. Həyəcanlaşmış mərkəz valent zonasından elektron tutar. Həyəcanlaşan elek-

tron bir neçə müddət kristal boyunca diffuziya edərək şüalanmasız keçidlərlə rekombinasiya edər. Temperatur artdıqca belə həyəcanlaşan elektronların sayı artar və şüalanmanın intensivliyi azalar. Bu halda  $E^*$  - uyğun lokal səviyyənin termik aktivləşmə enerjisini göstərir.

Elektron və deşiklərin bilavasitə rekombinasiyası halında lüminessensiyanın temperatur sönməsi nisbətən zəif olur və

$$\eta = \frac{1}{1 + cT^\gamma} \quad (4.20)$$

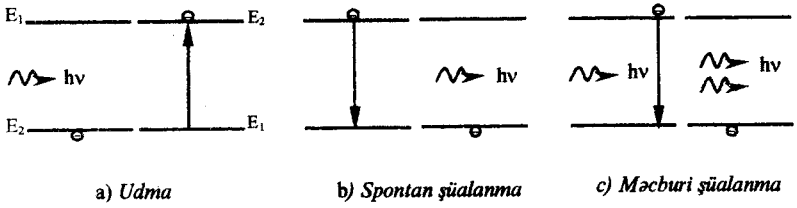
ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $c$  və  $\gamma$  - sabit kəmiyyətlərdir. Şüalanmanın intensivliyinin temperaturdan asılılığı rekombinasiyanın mexanizmini təyin etməyə imkan verir. Bərk cisimlərdə monomolekulyar şüalanma halında da intensivliyin temperaturdan asılılığı (4.19) ifadəsi ilə müəyyənləşə bilər. Belə ki, əsas haldan həyəcanlaşan elektronlar ilkin əsas hala qayıtmazdan əvvəl rəqs və ya fırlanma səviyyələrində ilişib qala bilər. Yalnız müəyyən müddətdən sonra bu elektronlar şüalanmasız keçidlərlə ilkin vəziyyətlərinə qayıdalar. Bu halda  $E^*$  enerjisi əsas və həyəcanlaşmış halların ən yaxın enerji məsafəsinə uyğun nöqtədən elektronun aktivləşmə enerjisini göstərir.

#### § 4.6. Məcburi şüalanma

Atomlar tərəfindən işığın udulması və şüalanması hadisələrini bir qədər ətraflı araşdırmaq üçün sadə, yəni  $E_1$  - əsas və  $E_2$  - həyəcanlaşmış haldan ibarət iki səviyyəli atomlar sisteminə baxaq (şəkil 4.13). Belə sistmə  $h\nu > E_2 - E_1$  enerjili,  $I = cU_\nu$  intensivlikli (burada  $U_\nu$  - şüalanma selinin sıxlığı,  $c$  - işığın vakuumda sürətidir) işıq seli təsir edərsə, fotonların udulması nəticəsində atomlar əsas haldan həyəcanlaşmış hala keçər. Bu keçidlərin miqdarı bilavasitə  $U_\nu$  şüalanma selinin



sıxlığından asılı olduğundan, *məcburi udma aktı* adlandırılabilir.



Şəkil 4.13. İki aşqar səviyyəli atomlar sistemində udma (a) və şüalanma (b, c) keçidləri

Xarici şüalanmanın təsiri ilə  $dt$  zaman müddətində baş verən  $E_1 \rightarrow E_2$  keçidlərinin sayı

$$dN_{1-2} = B_{12} \cdot U_\nu \cdot N_1 dt \quad (4.21)$$

olar ki, burada da  $B_{12}$  - *udulma(məcburi) aktının ehtimalı* adlanır. Udma aktları *özbaşına (spontan)* baş verə bilməz. Yalnız xarici təsirlə, məcburi optik keçidlər vasitəsi ilə udulma mümkündür.

Həyəcanlaşmış atom müəyyən müddətdən sonra öz tarazlıq halına qayıtdıqda  $h\nu = E_2 - E_1$  - enerjili kvantların şüalanması baş verə bilər. Şüalanma keçidi xarici təsirdən asılı olmadan özbaşına baş verirsə *spontan keçid*, belə keçidlərdə fotonların şüalanması isə *spontan şüalanma* adlanır. Spontan keçidlər statistik xarakter daşıyır, yəni onlar tam təsadüfi olub, həyəcanlaşmış haldakı atomların məxsusi xassələri və sayı ilə təyin olunur. Belə keçidlərin sayı

$$N_{2-1}^S = A_{21} \cdot N_2, \quad (4.22)$$

olur ki, burada da  $A_{21}$  - *spontan keçidlərin ehtimalı* adlanır. Spontan keçidlər zamanı  $E_2$  səviyyəsindəki atomların  $N_2$  - sayı azalır və  $dt$  - zaman müddəti ərzində bu azalma

$$-dN_2 = A_{21} \cdot N_2 \cdot dt \quad (4.23)$$

qədər olar. Sonuncu ifadəni inteqralladıqda ixtiyari  $t$  anında  $E_2$  - halındakı atomların sayı

$$N_2 = N_{20} e^{-A_{21} t} \quad (4.24)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $N_{20}$  - başlanğıc ( $t = 0$ ) anda  $E_2$  - səviyyəsindəki atomların sayıdır. Hər bir spontan keçid  $h\nu = E_2 - E_1$  enerjili bir fotonun şüalanması ilə nəticələndiyindən, vahid zamanda şüalanan işıq enerjisi

$$I = h\nu dN_2 = I_0 e^{-A_{21} t} \quad (4.25)$$

şəklində ifadə olunur. Burada  $I_0 = h\nu \cdot N_{20} \cdot A_{21}$  həyəcanlaşma kəsilmə andakı şüalanma intensivliyidir.

$$A_{21} = \frac{1}{\tau} \Rightarrow \tau = \frac{1}{A_{12}} \text{ həyəcanlaşmış atomun yuxarı } (E_2) \text{ səviyyədəki yaşama müddəti kimi təyin olunduğundan, spontan şüalanmanın intensivliyinin zamandan asılılığı}$$

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (4.26)$$

kimi eksponensial qanuna tabe olar. Monopolyar rekombinasiya halındakı spontan keçidlərdə də şüalanmanın intensivliyi (4.16) ifadəsinə görə zamandan eksponensial asılıdır və sabit  $\tau$  - yaşama müddəti ilə xarakterizə olunur. Spontan keçidlər təsadüfi xarakter daşdığından, ardıcıl şüalanma aktları da bir-birindən asılı olmadan baş verir və şüalanan fotonlar müxtəlif istiqamətdə yayılmaqla eyni dalğa uzunluğuna malik monoxromatik olsalar da, fazaca bir-birindən fərqlənərlər. Beləliklə, spontan keçidlər halında şüalanan işıq fotonları *koherent* olmur.

1918-ci ildə A.Eynşteyn göstərmişdir ki, yuxarıda qeyd edilən iki tip udulma və spontan şüalanma keçidləri istilik şüalanmasında olan cismin ətraf mühitlə tarazlığa gəlməsini təmin

edə bilməz. Belə ki, udma aktları həyəcanlaşdırıcı amilin intensivliyindən asılı olmasına baxmayaraq, spontan keçidlər atomun daxili quruluşundan asılıdır, düşən işığın intensivliyindən isə asılı deyil. Cismin halı dəyişdikdə tarazlığın bərpa olunması üçün spontan şüalanma keçidləri ilə yanaşı, udulan işığın intensivliyindən asılı olan «məcburi şüalanma» keçidləri də baş verməlidir. Bu keçidlər bəzən induksiyalanmış keçidlər də adlanır. Əgər atom  $E_2$  səviyyəsindən  $E_1$  səviyyəsinə şüalanmanın təsiri ilə qayıdarsa, induksiyalanmış şüalanma keçidlərinin sayı işığın intensivliyindən asılı olar və vahid zamanda baş verən məcburi keçidlərin ehtimalı  $B_{21} \cdot U_\nu$  olar. Yalnız məcburi keçidlərin baş verməsi nəticəsində  $E_2$  səviyyəsindəki atomların sayının dəyişməsi

$$-dN_{21}^m = B_{21}U_\nu \cdot N_2 dt \quad (4.27)$$

olar. Beləliklə, mühiti işıqlandırdıqda düşən fotonlar udma aktları nəticəsində  $N_2$  halında atomların sayını artırmaqla yanaşı, həm də əlavə induksiyalanmış şüalanma yaradırlar. Məcburi və spontan şüalanmalar eyni zamanda baş verə bildiyindən  $E_2$  səviyyəsindəki atomların sayının dəyişməsi

$$-dN_{21} = dN^s + dN^m = (A_{21} + B_{21}U_\nu)N_2 dt \quad (4.28)$$

Buradakı  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  və  $B_{12}$  - kəmiyyətləri *Eynşteyn əmsalları* adlanır və uyğun olaraq spontan şüalanma, məcburi şüalanma və udma proseslərinin ehtimalını təyin edir. Stasionar halda  $N_{1-2}$ - və  $N_{2-1}$ - tipli keçidlərin intensivliyi ( $dN_{21} = dN_{12}$ ) bərabərləşdiyindən, (4.21) və (4.28) ifadələrini nəzərə almaqla stasionar hal üçün udma və şüalanma keçidlərinin bərabərliyi

$$(A_{21} + B_{21}U_\nu)N_2 = B_{12}U_\nu \cdot N_1 \quad (4.29)$$

ifadəsi ilə təsvir olunur. Buradan  $E_2$  və  $E_1$  enerjisində malik səviyyələrdəki atomların sayının nisbəti

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}U_\nu}{A_{21} + B_{21} \cdot U_\nu} \quad (4.30)$$

Tarazlıq statistik xarakterə malik olduğundan,  $E_1$  və  $E_2$  səviyyələrindəki atomların miqdarı

$$N_1 = N_0 e^{-\frac{E_1}{kT}} \quad \text{və} \quad N_2 = N_0 e^{-\frac{E_2}{kT}} \quad (4.31)$$

*Bolsman paylanması* ilə təyin olunmalıdır. Buradan

$$N_2 / N_1 = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}} \quad (4.32)$$

olar. Şüalanma zamanı fotonun enerjisi

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (4.33)$$

şəkində təyin olunduğundan, (4.30) ifadəsi

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} = \frac{B_{12}U_\nu}{A_{21} + B_{21} \cdot U_\nu} \quad (4.34)$$

şəklinə düşər. Sonuncu ifadədən şüalanma selinin sıxlığı:

$$U_\nu = \frac{A_{21}}{B_{12}e^{\frac{h\nu}{kT}} - B_{21}} \quad (4.35)$$

Məlumdur ki,  $T \rightarrow \infty$  halında şüalanma sıxlığı sonsuzluğa yaxınlaşmalıdır. Bu şərt (4.35) ifadəsinin məxrəci sıfıra bərabər olduğu hala uyğun gəlir. Bu halda məcburi şüalanma və udulmanın ehtimallarının bir-birinə bərabər olması labüd olar:

$$B_{12} = B_{21}, \quad (4.36)$$

şüalanma sıxlığı isə

$$U_\nu = \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (4.37)$$

şəklinə düşər. (4.37) ifadəsi şəklinə görə mütləq qara cismin şüalanması üçün (4.8) Plank düsturunu xatırladır. Böyük dalğa

uzunluqları və ya kiçik tezliklərdə  $e^{\frac{h\nu}{kT}} = 1 + \frac{h\nu}{kT}$  olduğundan,

belə tezliklərdə şüalanma intensivliyi kifayət qədər dəqiqliklə Reley-Cins düsturu ilə təyin olunduğundan, (4.7) və (4.37) ifadələrinin müqayisəsindən

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \quad (4.38)$$

alınar. Spontan və məcburi keçidlər ehtimalı arasında

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} B_{21} \quad (4.39)$$

kimi əlaqə tapmaq mümkündür. Beləliklə, məcburi keçidlərdə şüalanan fotonun tezliyi, fazası və istiqaməti rekombinasiyanı induksiylayan fotonlarla eynilik təşkil edir. İnduksiyanlanmış şüalanmada fotonlar eyni tezlik, faza və istiqamətə malik olduqlarından koherentdirlər.

İnduksiyanlanmış şüalanmanı hansı şərtlər daxilində müşahidə etmək mümkünlüyünü aydınlaşdıraraq. Bunun üçün qalınlığı  $\Delta x$  və udma əmsalı  $\alpha$  olan mühitdən  $I$  intensivlikli işığın keçməsinə baxaq. Mühitlə qarşılıqlı təsir nəticəsində onun intensivliyinin azalması şüalanma və udulma aktlarının fərqi kimi  $\Delta N$ -dən asılı olacaqdır:

$$-\Delta I = I\alpha\Delta x = \Delta N \cdot h\nu \quad (4.40)$$

Nəzərə alınsa ki, bu halda həm  $B_{12}N_1U_\nu$  miqdarda udma, həm də  $B_{21}N_2U_\nu$  qədər induksiyanlanmış şüalanma keçidləri baş verir, onda məcburi keçidlər nəticəsində şüalanma intensivliyinin dəyişməsi

$$\alpha \Delta x = (B_{12} N_1 - B_{21} N_2) U_\nu h\nu \cdot \Delta x \quad (4.41)$$

şəklində təsvir oluna bilər. Göründüyü kimi, (4.41) ifadəsində udma və şüalanma keçidləri bərabər hüquqla, yalnız bir-birinə əks işarə ilə təmsil olunurlar. Başqa sözlə, udma prosesləri *müsbət*, şüalanma prosesləri isə *mənfi udulma* kimi xarakterizə edilə bilər.  $B_{12} = B_{21}$  olmaqla şüalanmanın enerji sıxlığı

$U_\nu = \frac{I}{c}$  kimi təyin olunduğundan, (4.41) ifadəsindən udma əmsalı üçün

$$\alpha = \frac{h\nu}{c} \left(1 - \frac{N_2}{N_1}\right) B_{12} \cdot N_1 \quad (4.42)$$

ifadəsi alınır. Bu ifadədən görünür ki,  $\frac{N_2}{N_1}$  - nisbətinin qiymətlərindən asılı olaraq, udma əmsalı ya müsbət  $\left(\frac{N_2}{N_1} < 1\right)$ , ya

da mənfi  $\left(\frac{N_2}{N_1} > 1\right)$  ola bilər.  $\left(\frac{N_2}{N_1} < 1\right)$  halı  $e^{-\frac{h\nu}{kT}} < 1$  və

$T > 0$  qiymətlərinə uyğun gəlir. *Beləliklə,  $(T > 0)$  halında udma əmsalı həmişə müsbət qiymətə malik olur və mühitdən keçən şüanın intensivliyi azalır.* İnduksiyanmış şüalanma keçidləri bu azalmayı nisbətən zəiflədir. Bu fikirin fiziki məhəyyəti təbiidir. Belə ki, termodinamik tarazlıq halında həyəcanlaşmış haldakı atomların sayı əsas haldakı atomların sayından həmişə kiçik olur.

Tarazlığı pozulmuş sistemlərdə  $\frac{N_2}{N_1} > 1$  halı reallaşa bilər.

Bu hal  $T < 0$  qiymətinə, yəni «*mənfi*» mütləq temperaturlu sistemə uyğun gəlir. «Mənfi» mütləq temperaturlu hal sistemin *invers məskunlaşma* halı adlanır. *İnvers məskunlaşma halında həyəcanlaşmış səviyyədəki atomların sayı əsas haldakı atomla-*

*rın sayından çox olur və belə mühitdən şüa keçərkən məcburi şüalanma keçidlərinin miqdarı daha böyük olduğundan işığın zəifləməsi yox, güclənməsi baş verir. Beləliklə «mənfi» udma xassəsinə malik mühit yaratmaq üçün sistem invers məskunlaşmaya uyğun («mənfi» mütləq temperaturlu) halda olmalıdır. Qeyd edək ki, bu hal qeyri-tarazlıq halına uyğun gəldiyindən termodinamik prinsiplərlə heç bir ziddiyyəti yoxdur.*

## V F Ə S İ L

### İŞIQ MƏNBƏLƏRİ

Mövcud işıq mənbələri istilik şüalanması və lüminessensiya hadisələri əsasında fəaliyyət göstərməklə, iki qrupa ayrılırlar. Qızmış cisimlərin buraxdığı işıq kəsilməz spektrə malik olur və şüalanma intensivliyinin maksimumu temperatur yüksəldikcə qısa dalğalara doğru sürüşür. Qızmış cismin temperaturu  $T \approx 3000K$  olduqda şüalanmanın maksimumu  $\lambda_{\max} \approx 1\text{mkm}$  dalğa uzunluğuna uyğun gələrək, infraqırmızı oblasta düşür. İstilik şüalanmasında işıq enerjisinin 90%-dən çox hissəsi dalğa uzunluğunun  $0,5\lambda_{\max} \div 3\lambda_{\max}$  intervalına uyğun gəlir. İstilik şüalanması əsasında fəaliyyət göstərən közərmə lampaları kifayət qədər miniatur ölçüdə hazırlansalar da, onların kiçik f.i.ə. və böyük etalətiliyə malik olmaları, eyni zamanda lampaların fəaliyyəti üçün vakuum yaradılması zərurəti optoelektronikanın müasir tələblərinə cavab vermir. Müasir optoelektronikada soyuq işıq mənbəyi kimi başlıca olaraq bərk cisimlərdə, xüsusi ilə də yarımkeçiricilərdə, lüminessensiya hadisəsi əsasında işləyən cihazlardan istifadə olunur.

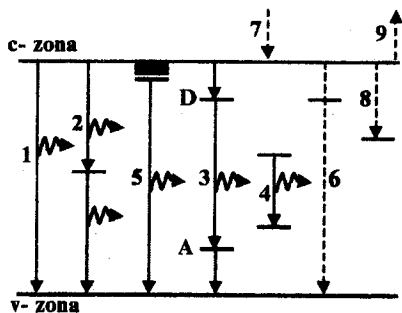
#### § 5.1 Şüalananan yarımkeçirici cihazlar

Elektrik enerjisini və başqa enerjiləri bilavasitə işıq enerjisinə çevirən yarımkeçirici cihazlara misal olaraq işıqlanan diodları, tozcuqlu və təbəqəli elektrolüminessent şüalandırıcılarını, yarımkeçirici injeksiya lazerlərini göstərmək olar. Yarımkeçirici maddələrdə lüminessensiya adətən otaq və daha aşağı temperaturlarda müşahidə olunduğundan, bu temperaturlarda istilik şüalanmasının intensivliyi çox kiçikdir və spektrin görünən oblastında müşahidə olunan şüalanma bütövlükdə lüminessensiyaya aid edilə bilər. Yarımkeçiricilərdə şüalanma-  
lı və şüalanmasız keçidlərin sadə sxemi şəkil 5.1-də təsvir



edilmişdir. Zonalararası şüalanma (1 keçidləri) düzkeçidli yarımkeçiricilərdə daha böyük ehtimallıdır və görünən işığın şüalanması üçün qadağan olunmuş zonanın eni  $1,6-3,0 eV$  aralığına uyğun gəlməlidir. Optoelektronika üçün ən uğurlu yarımkeçirici maddə sayılan  $GaAs$ -nın zonalararası şüalanması spektrin infraqırmızı ( $0,9 mkm$ ) oblastına uyğun gəlir və gözle görünür. Aşqar səviyyələr vasitəsi ilə şüalanma (şəkil 5.1-də 2, 3 keçidləri) həm düz, həm də çəp keçidli yarımkeçiricilərdə

mümkündür və belə lokal səviyyələr müxtəlif təbiətə malik olmaqla, şüalanma mərkəzləri adlanırlar. Şəkildeki 4 keçidləri elektronun aşqar mərkəzində həyəcanlaşmış haldan əsas hala qayıtmasını göstərir və mərkəzdaxili şüalanmaya uyğun gəlir. Nisbətən aşağı temperaturlarda eksiton şüalanması (5 keçidləri) baş verə bilər. Maddədə şüalanma mərkəzləri ilə yanaşı, söndürmə mərkəzləri adlanan xüsusi növ lokal səviyyələr də mövcud ola bilər. Bu mərkəzlərlə rekombinasiya (6 keçidləri) şüalanmasız olur. Zonadaxili keçidlər (7 keçidləri) adətən şüalanmasız baş verir. Müəyyən şəraitdə şüalanma ilə müşayiət olunmayan Oje proseslər (8 və 9 keçidləri) də nəzərə alınmalıdır. Şüalanmasız keçidlərin ehtimalı temperatur artdıqca artır. Ümumi keçidlərdə şüalanma keçidlərinin payının temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi



Şəkil 5.1. Yarımkeçiricidə şüalanmalı (1-5) və şüalanmasız (6-9) elektron keçidləri

1- zona-zona; 2- zona-aşqar; 3- donor-akseptor; 4- mərkəzdaxili; 5- eksiton şüalanmaları; 6- söndürmə mərkəzlərinə; 7- zonadaxili; 8 və 9- Oje proseslər.

$$P = \frac{L(T)}{L(0)} = \frac{I}{I + C \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right)} \quad (5.1)$$

ifadəsi ilə uzlaşır. Burada  $C$  – həyəcanlaşma intensivliyindən asılı sabit,  $L(0)$  və  $L(T)$  - uyğun olaraq  $T=0$  K və işçi temperaturda şüalanma parlaqlığı,  $E_T$  - söndürmə mərkəzinin fəallaşma enerjisi,  $k$  – isə Bolsman sabitidir. Aşqar səviyyələri ilə rekombinasiya halında  $E_T$  - valent elektronunun rekombinasiya mərkəzinə keçməsi üçün lazım olan enerjiyə uyğun gəlir. Belə keçidlər (2) şüalanma keçidlərinin intensivliyini azaldır, şüalanmasız rekombinasiya keçidlərinin ehtimalını isə artırır. Şüalanma və şüalanmasız keçidlərin nisbəti həyəcanlaşma enerjisinin işıq enerjisinə çevrilmə prosesinin əsas parametri olan və *daxili kvant effektivliyi* ( $\eta_k$ ) adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunur. Adsız  $\eta_k$  kəmiyyəti şüalanan rekombinasiya aktlarının ümumi rekombinasiya aktlarına nisbəti kimi təyin olunur. Elektrolüminessensiyada  $\eta_k$  -şüalanan fotonların sayının kristaldan keçən elektronların sayına nisbətində bərabərdir və bir sıra materiallarda  $\eta_k \cong 1$  qiymətinə çata bilər. Nəzərə alınsa ki, şüalanan fotonların bir qismi müxtəlif hadisələr nəticəsində mühiti tərk edə bilmir, onda şüalanma rekombinasiyası əsasında işləyən cihazın əsas parametri olaraq

$$\eta_{ke} = \eta_k \cdot K_0 \quad (5.2)$$

*xarici kvant effektivliyi* və ya *kvant çıxışı* parametrindən istifadə olunur. Burada  $K_0$  mühiti tərk edən işıq dəstəsində fotonların sayının udulma, əks olunma, səpilmə və s. hadisələr nəticəsində azalmasını xarakterizə edir. Rekombinasiya lüminessensiyası halında bütün rekombinasiya aktlarının yalnız  $\gamma$  hissəsinin kristalın işıqlanan hissəsində baş verdiyi və bu aktların da yalnız  $P$  hissəsinin foton şüalanması ilə nəticələndiyi nəzərə alınarsa,

$$\eta_{ke} = P \cdot \gamma \cdot K_0 \cdot N \quad (5.3)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $N$  - kristaldan bir elektron keçərkən yaranan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların sayını, yəni

mümkün rekombinasiyaların ümumi sayını təyin edir. Şüalanmanın *enerji çıxışı* (f.i.ə.) şüalanan işıq enerjisinin sərf olunan enerjiyə nisbəti kimi təyin olunur:

$$\eta_e = \frac{F}{W} = \frac{1}{W} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) d\lambda. \quad (5.4)$$

Bu ifadədə  $\varphi(\lambda)$  - şüalanma selinin sıxlığı,  $\lambda$  - dalğa uzunluğu,  $W$  - sərf olunan güc,  $F$  - şüalanma selidir. (5.4) ifadəsində inteqrallama şüalanmanın spektral diapozonunu əhatə edir. Elektrolüminessensiya şüalanması halında enerji çıxışı:

$$\eta_e = \eta_{ke} h\nu/eU. \quad (5.5)$$

Burada  $h\nu$  - şüalanan fotonun enerjisi,  $e$  - elementar yük,  $U$  - tətbiq olunan xarici gərginlikdir.

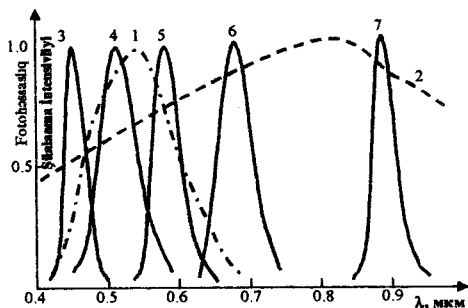
Əgər şüalanma göz vasitəsi ilə vizual qeyd edilirsə, insan gözünün spektral həssaslığı ( $\lambda_{max} = 0,555 \text{ mkm}$ ) nəzərə alınmalıdır və bu halda fotometriyanın texniki vahidlərindən istifadə olunur. Ümumiyyətlə, istənilən spektral cihazın *ışıqverimi*

$$\eta_L = \frac{F_L}{W} = \frac{680}{W} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} f(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda \quad (5.6)$$

şəklində təyin olunur. Bu ifadədə  $F_L$  - lümenlərlə işıq seli,  $f(\lambda)$  *görmə funksiyası* olub, spektrin görünən oblastının sərhədlərində ( $\lambda_1 = 0,38; \lambda_2 = 0,78 \text{ mkm}$ ) sıfıra bərabər olmaqla,  $\lambda = 0,555 \text{ mkm}$  (sarı rəngli) dalğa uzunluqlu işıq üçün maksimal qiymətə *-vahidə* bərabər olur.  $f(\lambda)$  asılılığı şəkil 5.2-də təsvir edilib. Əgər işıqlanma yarımkeçirici fotoqəbuledici vasitəsi ilə qeyd olunursa, cihazın spektral xarakteristikası şüalanmanın spektri ilə uzlaşmalıdır. Şəkil 5.2-də *Si*-dan hazırlanmış fotoqəbuledicinin spektral həssaslıq oblastı qırıq xətlə təsvir edilmişdir. Müxtəlif materiallarda müşahidə olunan şüalanmada fotonların buraxılması özbaşına (spontan), yəni bir-birindən asılı olmayan (qeyri-koherent) və məcburi (koherent) xarakterə

malik ola bilər. Şəkil 5.2-də ən çox istifadə olunan yarımkeçirici kristalların qeyri-koherent şüalanması üçün  $\varphi(\lambda)$  spektrləri təsvir olunmuşdur.

Optoelektronikada həm qeyri-koherent (ışqlanan diodlar, lüminoforlar, elektrolüminessensiya oyuqları), həm də koherent işıq mənbələri olan lazerlərdən istifadə edilir.



Şəkil 5.2. 1-  $f(\lambda)$  görmə funksiyası; 2- silisium fotoqəbuledicisinin fətohəssaslıq spektri; 3-7- bəzi yarımkeçiricilərin şüalanma spektrləri:

3- ZnS:Ag; 4- ZnS:Cu; 5- ZnS:Mn;  
6- GaP:ZnO; 7- GaAs

## § 5.2. İşıqlanan diodlar

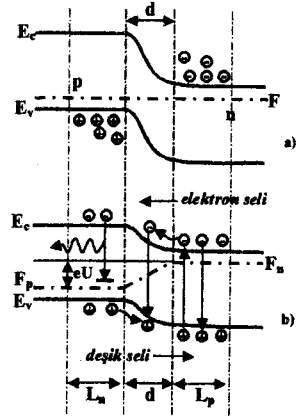
Elektrik enerjisini birbaşa qeyri-koherent işıq enerjisinə çevirən bir və ya bir neçə p-n keçidə malik yarımkeçirici cihazlar işıqlanan diodlar adlanır. İşıqlanan diodlar optoelektronikada ən geniş tətbiq tapmış işıq mənbələrindən biridir. Diodun şüalanması p-n keçiddən injeksiya olunmuş elektron və deşiklərin rekombinasiyası nəticəsində baş verir. Diod düzünə istiqamətdə qoşulduqda rekombinasiya həm həcmi yüklər oblastında, həm də ondan yükdaşıyıcıların diffuziya uzunluğu ( $L_p$  və  $L_n$ ) qədər məsafədə baş verə bilər. p-n keçid düzünə istiqamətdə qoşulduqda, p- və n- oblastlar arasında yükdaşıyıcıların hərəkəti üçün potensial çəpərin hündürlüyü kiçildiyindən, elektronlar p-n keçid vasitəsi ilə p-oblasta, deşiklər isə n – oblasta injeksiya olunurlar. (şəkil 5.3). Bu proses *qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası* adlanır. Düzünə gərginlik artdıqda p-n keçiddən axan cərəyan adi p-n keçidin VAX-na uyğun

$$J = J_S \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (5.7)$$

eksponensial qanunla artır: Burada  $J_S$  - əksinə qoşulmuş p-n keçidin *doyma cərəyanı*,  $U$  - tətbiq olunan gərginlikdir. Vahid zamanda baş verən rekombinasiya aktlarının ümumi sayı sistemdən axan cərəyanla təyin olunduğundan, (5.7) ifadəsinə uyğun cərəyanın yaratdığı şüalanma seli

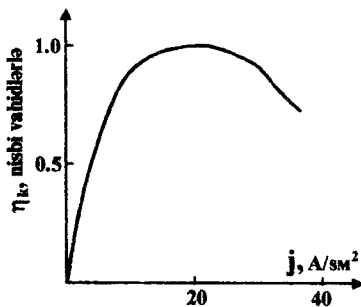
$$I = \eta_k \frac{J_S h\nu}{e} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \quad (5.8)$$

olar. Adətən p-n keçidin bir (məsələn, p) tərəfi şüalanır. Buna görə də həmin oblasta düşən elektron cərəyanının maksimal olması halı diodlar üçün xüsusi əhəmiyyət kəsb edən ( $\gamma$ ) *injeksiya əmsalının* yüksək qiymətinə uyğun gəlir. Elektrolüminessensiyada (5.3) ifadəsindəki  $N=1$  olsa da,  $\gamma$ -nin qiyməti axan cərəyandan asılı olur. Daxili kvant effektivliyi  $\eta_k = \gamma P$  olduğundan, (5.1) və (5.3) ifadələrinə görə  $\eta_k$  həm axan cərəyandan, həm də temperaturdan asılı olur. Kiçik gərginliklərdə axan cərəyan da kiçik olduğundan, şüalanan rekombinasiya aktları, başlıca olaraq, həcmi yüklər oblastında baş verir və lazım olan spektral tərkibə malik fotonların sayı kiçik olur. Bu oblastda  $\eta_k$  kəmiyyəti də kiçik qiymətə malik olsa da, gərginliyin artması ilə (5.7) ifadəsinə görə həm  $\gamma$ , həm də  $\eta_k$ -nin artması baş verir (şəkil 5.4). Gərginliyin müəyyən qiymətində  $\gamma$  maksimum qiymətə çatır ki, bu da gə-



Şəkil 5.3. İşıqlanan diodda p-n keçidin enerji diaqramı a) tarazlıq halında; b) düziünə istiqamətdə gərginlik tətbiq olunduqda.

rginliyin sonrakı artımı üçün  $\eta_k(j)$  asılılığında doymaya səbəb olur. Daha yüksək gərginliklərdə axan cərəyanın böyük qiyməti sistemin qızmasına səbəb olduğundan, və ya şüalanmasız Oje rekombinasiya aktları gücləndiyindən,  $\eta_k$ -nin azalması baş verir. Kiçik cərəyanlarda şüalanma intensivliyinin cərəyandan  $I(J)$  asılılığı *superxətti*, böyük cərəyanlarda isə *subxətti* olur.



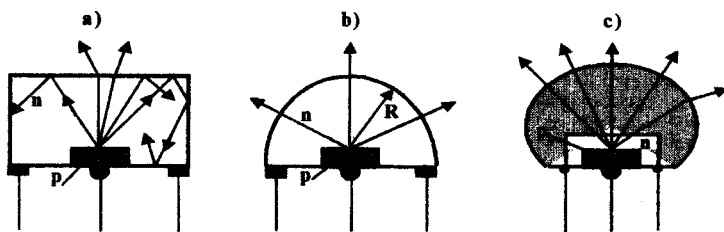
Şəkil 5.4. GaP işıqlanan diodunda nisbi kvant çıxışının cərəyan sıxlığından asılılığı

İşıqlanan diodun (5.2) ifadəsi ilə təyin olunan xarici kvant effektivliyi həmişə daxili kvant effektivliyindən kiçik olur. Bu, ilk növbədə şüalanmanın diodu tərk etməsi prosesində itkilərə məruz qalması ilə əlaqədardır. Əgər yarımkəçirici materialın sındırma əmsalı  $n_0$  olarsa, materialı tərk edərək kənara çıxan şüa üçün tam daxili qayıtmanın limit bucağı

$$\theta_0 = \arcsin \frac{1}{n_0} \quad (5.9)$$

şəklində təyin olunur. Mühit- hava sərhədinə  $\theta > \theta_0$  bucağı altında düşən şüaların heç biri mühiti tərk edə bilmir və mühit daxilində çoxlu miqdarda əksətmələrə məruz qalır (şəkil 5.5). Mühiti yalnız təpə bucağı  $\varphi = 2\theta_0$  olan konus daxilində yayılan şüalar tərk edə bilər. Yarımkəçiricilərdə sındırma əmsalı adətən  $n_0 = 3,3 \div 3,6$  aralığında qiymət aldığından, tam daxili qayıtmanın limit bucağı  $\theta \approx 10^\circ \div 17^\circ$  intervalına uyğun gəlir. Müstəvi p-n keçiddən bütün istiqamətlərə işıq şüalandığından  $K$ -nın qiyməti  $\sim 0,02$ , yəni 2% təşkil edir. Beləliklə, sadə müstəvi quruluşa malik işıqlanan dioddan ətraf mühitə şüalanmanın yalnız yüzdə bir hissələri çıxı bilər. Xarici kvant effek-

tivliyini artırmaq üçün nisbətən mürəkkəb konfigurasiyalı diodlardan istifadə edilir. Məsələn, xarici qatdakı yarımkeçirici



Şəkil 5.5. Müxtəlif tip işıqlanan diodların quruluşu  
a - planar müstəvi; b - yarımşferik; c - yarımşferik örtüklü müstəvi diodlar

monokristal yarımşferə şəklinə salınır (şəkil 5.5, b) yaxud müstəvi formaya malik olan struktur şəffaf yarımşferik qatla örtülür (şəkil 5.5, c). Yarımşferə quruluşlu diodlarda  $\frac{R}{r}$  nisbəti böyük qiymətə malik olarsa, yəni

$$R = \frac{n_r}{n_0} \cdot r \quad (5.10)$$

şərtini ödəyərsə, onda xarici səthə çatan fotonların mütləq əksəriyyəti limit bucağı  $\theta_0$ -dan kiçik düşmə bucağına malik olduğundan mühiti tərk edə bilər. Burada  $R$  xarici yarımşferanın radiusu,  $r$  - diodun şüa istiqamətində ölçüsü,  $n_r$  - işıqlanan materialın,  $n_0$  - işığın çıxdığı xarici mühitin (hava üçün  $n_0 = 1$ ) sındırma əmsallarıdır. Lakin yarımşferə quruluşlu diodlarda fotonun mühit daxilində qət etdiyi məsafə artdığından, udulma nəticəsində dioddan xaric olunan işığın intensivliyi azalır. Buna baxmayaraq, belə yarımkeçirici diodlarda xarici kvant effektivliyini bir tərtib (10 dəfə!) artırmaq mümkün olur. Daha sadə texnologiyaların tətbiqi ilə müxtəlif şəffaf plastik maddələrdən diodların səthinə yarımşferik təbəqə çəkilə bilər. Bu təbəqələr böyük sındırma əmsalına malik olmaqla yanaşı, şüa-

lanan fotonlar üçün şəffaf olmaqla həm limit bucağını, həm də xarici kvant çıxışını xeyli artırmağa imkan verir. Müxtəlif şəffaflaşdırıcı təbəqələrdən istifadə etməklə təbəqənin qalınlığının  $\frac{\lambda}{4}$  qiymətində *şəffaflaşdırıcı optika* nəticəsində xarici kvant effektivliyini daha 1,5 dəfə də artırmaq mümkün olur. Bu amillər quruluşun hazırlanması üçün texnoloji prosesi mürəkkəbləşdirsələr də,  $K$ -nın qiymətini 0,5-ə (50%-ə) çatdırmağa imkan verir.

Xüsusi hal kimi qırmızı rəngli işıq şüalandıran  $GaP:Zn:O$  injeksiya diodunun işini nəzərdən keçirək. Bu diodlarda əsas şüalanma xətti  $h\nu = 1,8eV$  aktivləşmə enerjisinə malik  $Zn - O$  kompleksi ilə əlaqədar olan səviyyə ilə rabitəli eksitonların şüalanmasına uyğun gəlir.  $Zn - O$  kompleksi elektronu tutduqdan sonra mənfi yüklənir və deşiyi cəzb edərək eksiton yaradır. Şüalanma diodun p- oblastına uyğun gəlir və injeksiya əmsalinin maksimal qiyməti  $\gamma = 0,8$ -ə çata bilər. Həcmi yüklər oblastının eni  $10^{-5}sm$ , elektronların diffuziya uzunluğu isə  $\sim 10^{-4}sm$  olduğundan, həcmi yüklər oblastında rekombinasiya aktları nəzərə alınmaya bilər. Deşik keçiricikli p-oblastın fotoluminessensiyasının ayrılıqda tədqiqi  $P=0,3$  olduğunu, yəni rekombinasiyaların  $\frac{2}{3}$  hissəsinin ( $\sim 65\%$ -nin) şüalanmasız baş verdiyini nümayiş etdirir. Hətta  $K$ -nın maksimal (0,5) qiyməti götürüldükdə belə, xarici kvant effektivliyinin maksimal qiyməti  $\approx 12\%$ -dən böyük olmur. Ən böyük xarici kvant effektivliyi  $GaAs$  əsasında hazırlanmış diodlarda müşahidə olunur. Işıqlanan diodların konstruksiyasını təkmilləşdirməklə otaq temperaturunda  $\sim 20\%$ , daha aşağı temperaturalarda isə  $40\%$ -ə qədər xarici kvant effektivliyinə malik  $GaAs$  diodları hazırlamaq mümkündür ki, bu da elektroluminessensiyanın daxili kvant effektivliyinin  $100\%$ -ə yaxın olmasından xəbər verir. Digər yarımkeçirici materiallar əsasında hazırlanmış diodlarda daxili kvant effektivliyi xeyli kiçik (bəzi hallarda bir neçə faiz)



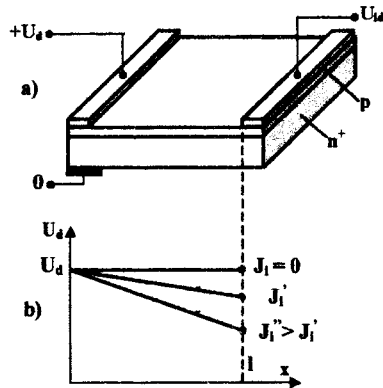
olur. Buna baxmayaraq, bir sıra məsələlərin həllində praktiki tətbiq üçün belə kiçik kvant effektivliyi də kifayət edir.

Optoelektronikada işıqlanan diodlar hazırlamaq üçün ən çox istifadə olunan materiallar kimi  $GaAs$ ,  $SiC$ ,  $GaP$ ,  $GaAs_xP_{1-x}$  və s. göstərilə bilər. İşıqlanan diodlar üçün perspektivli maddə kimi  $GaN$  ( $E_g = 3,4eV$ ) göstərilə bilər. Qadağan olunmuş zonanın böyük qiyməti bu materialda yükdaşıyıcıların müxtəlif mərkəzlərdən rekombinasiyası nəticəsində bütün görünən optik diapozonu əhatə edən şüalanmalar almaq imkanı yaradır.

İşıqlanan diod əksinə istiqamətdə qoşulduqda da işıq şüalandıra bilər. Bu halda istilik, güclü elektrik sahəsi və tunel effektləri nəticəsində generasiya olunan sərbəst elektron və deşiklər sonradan müxtəlif kanallarla rekombinasiya edərək fotonlar buraxa bilər. Lakin belə diodların parametrləri optoelektronikanın tələblərini ödəmir.

İşıqlanan diodlar eyni monokristalda alınmış bir neçə  $p-n$  keçid şəklində də ola bilərlər ki, belə cihazlar *matris işıq diodları* adlanır.  $p-n$  keçidləri ayrılıqda idarə etməklə matris işıq diodu vasitəsi ilə müxtəlif konfigurasiya, rəqəm, hərflər, işarələr və s. yaratmaq mümkündür.

İşıqlanan diodların başqa bir növü kimi işıqlanma yeri idarə olunan diodları göstərmək olar. Belə diodların fəaliyyət mexanizmi şəkil 5.6-da təsvir edilmişdir. İşıqlanan diodun  $n$ -tip keçiricilikli oblastı güclü aşqarlandığından çox cüzi elektrik müqavimətinə malik olmaqla ekvipotensial səth sayıla bilər.  $p$ -



Şəkil 5.6. İdarə olunan işıq diodunun quruluşu (a) və idarəedici cərəyanın müxtəlif qiymətlərində düz gerginliyin  $p$ -oblastda paylanması (b).

tip keçirici oblast isə nisbətən yüksəkomludur və xarici  $U_d$  gərginliyinin paylanması nəticəsində bu oblastda ekvipotensiallıq pozulur. İdarəedici elektroda gərginlik tətbiq etməklə p-oblastına düşən gərginliyin paylanmasını dəyişdirmək mümkündür. Buna görə də diod boyunca işıqlanmanın paylanması idarəedici gərginlik  $U_{id}$  ( $J_i$ -idarəedici cərəyan) vasitəsi ilə tənzimləne bilər. Bu diodlar analoqlu informasiyaları fotolöv-həyə qeyd etmək üçün xüsusi əhəmiyyət kəsb edir.

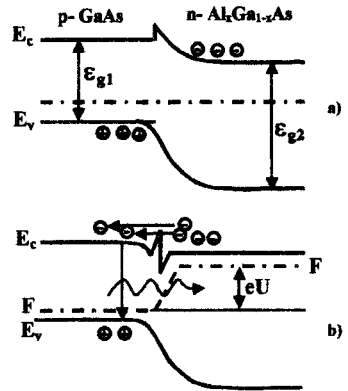
### § 5.3. Heterokeçidli işıqlanan diodlar

Görünən oblastda yüksək effektivliyə malik elektrolüminessensiya almaq üçün düzzonalı yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasının eni 1,7 eV-dan böyük olmalıdır.  $A^{II}B^{VI}$ ,  $A^{III}B^{VI}$  tipli yarımkeçiricilər bu tələbi ödəsə də, onların əsasında p-n keçid alınması bir sıra həllolunmaz çətinliklərlə rəstləşir. Belə ki, bu yarımkeçiricilərin əksəriyyəti monotip keçiriciliyə malik olurlar və onlarda həm n-, həm də p- tip keçiricilik almaq mümkün olmur. Bu çətinliyi aradan qaldırmaq üçün *heterokeçidlərdən* istifadə olunur.

Heterokeçid müxtəlif kimyəvi tərkibli yarımkeçirici materialların kontaktı vasitəsi ilə yaradılmış həcmi yüklər oblastına malik sistemlərə deyilir. Heterokeçid həm eyni (*n-n*, və ya *p-p*), həm də müxtəlif (*p-n*, və ya *n-p*) tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilər arasında yaradıla bilər. Birinci növ heterokeçidlər *izotip*, ikincilər isə *anizotip heterokeçidlər* adlanır. İşıqlanan diodlarda qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası əsas rol oynadığından, onlar *anizotip heterokeçid* əsasında yaradılmalıdır. Heterokeçidlərin alınmasında əsas çətinlik kontakta gətirilən materialların qəfəs sabitlərinin və istidən genişlənmə əmsallarının yüksək dəqiqliklə uyğunlaşması tələbi ilə əlaqədardır. Əks halda ayrılma sərhədində böyük miqdarda müxtəlif təbiətli defektlər yaranır və nəticədə keçidin xarakteristikaları xeyli pisləşir. Qəfəs parametrləri yaxşı (~99,86%) uyuşan materiallara misal olaraq *GaAs* və *AlAs* kristallarını göstərmək olar.

Bu materiallardan  $GaAs$  - düzkeçidli,  $AlAs$  - isə çöpkeçidli olsa da, onların əsasında kəsilməz tərkibli  $Al_xGa_{1-x}As$  bərk məhlullarının alınması və  $x=0,34$  qiymətinə qədər bərk məhlulların düzkeçidli yarımkəçirici olması,  $p-GaAs-n-Al_{0,7}Ga_{0,3}As$  heterokeçidi əsasında yaxşı parametrlərə malik, görünən şüalar emissiya edən işıqlanan diodlar yaradılmasına imkan verir.  $Ga_{0,3}Al_{0,7}As$ -in qadağan olunmuş zolağının eni  $1,8 eV$ -a uyğun gəldiyindən, qırmızı rəngli ( $\lambda = 0,70 mkm$ ) işıq şüalandırır. Şəkil 5.7-də belə heterokeçidin tarazlıq və düzünə xarici gərginlik tətbiq olunduğu hallardakı enerji-zona diaqramları təsvir edilmişdir. Diodu düzünə istiqamətdə qoşduqda elektronların  $p$  - oblasta injeksiyası baş verir. Deşiklərin  $n$ -oblasta injeksiyası isə, onların hərəkəti üçün potensial çəpərin hündürlüyü böyük olduğundan, mümkün olmur. Nəticədə, genzonalı yarımkəçiricidən darzonalı yarımkəçiriciyə elektronların bir tərəfli injeksiyasına nail olmağa imkan yaranır və bu da öz növbəsində sistemin daxili kvant effektivliyini artırmağa imkan verir.

Heterokeçidin digər bir üstünlüyü şüalanma aktında yaranan fotonların genzonalı komponentdən xaric olunması prosesində udulmanın aradan qaldırılmasıdır. Bu halda yaranan fotonların enerjisi genzonalı yarımkəçiricinin şəffaflıq oblastına uyğun gəldiyindən, şüalanmanın sistem daxilində təkrar udulması minimuma endirilir. Məsələn,  $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$  heterokeçidində otaq temperaturunda müşahidə olunan və enerjiləri  $\sim 1,38 eV$ -a uyğun gələn fotonlar  $GaAs$  tərəfindən güclü udulmaya məruz



Şəkil 5.7.  $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$  heterokeçidi əsasında işıqlanan diodun enerji diaqramı a) tarazlıq halında; b) düzünə istiqamətdə gərginlik tətbiq olunduqda

qaldığı halda,  $Al_xGa_{1-x}As$  tərəfdən demək olar ki, udulmadan xaric oluna bilər.

Heteroqəçidlərin daha bir vacib üstünlüyü onların əsasında koherent şüalanma üçün astana cərəyanını azaltmaqla otaq temperaturunda fəaliyyət göstərə bilən *injeksiya lazerlərinin* yaradılmasının mümkünlüyüdür.

Qeyd etmək lazımdır ki, görünən oblastda şüalanma almaq üçün qeyri-əsas yükdaşıyıcıların genzonalı yarımkeçiriciyə injeksiyasına nail olunmalıdır. Nəzəri olaraq buna darzonalı yarımkeçiricini güclü aşqarlamaq və heterocütleri elektron hərisliyinə görə seçməklə nail olmaq mümkündür. Belə heteroqəçidlər hələlik istehsal olunmasa da  $p-GaAs/n-ZnS$ ;  $p-GaAs/n-ZnSe$ ;  $n-CdSe/p-ZnTe$ ;  $n-CdS/p-SiC$  və başqa bir çox heterosistemlər görünən şüa emissiya edirlər. Şüalanma tərəfdən yükdaşıyıcıların ekstraksiyası və sərhəddə şüalanmasız rekombinasiya nəticəsində belə işıq diodlarının kvant effektivliyi xeyli kiçik qiymətə malik olur.

#### **§ 5.4. Işıqlanan diodların əsas parametrləri və xarakteristikaları**

Işıqlanan diodların əsas parametrləri və xarakteristikaları şüalanma parlaqlığı, parlaqlıq (intensivlik) xarakteristikası, işıq gərginliyi, spektral xarakteristika, volt-ampere xarakteristikası, ətalətilik, faydalı iş əmsalı, xidmət müddəti, etibarlılıqdır.

*Şüalanma parlaqlığı*- BS-də ölçü vahidi  $kd/m^2$  olan və mənbəyin vahid səthindən şüalanma işıq şiddətini təyin edən kəmiyyətdir. Lakin bu kəmiyyətin diodun əsas parametri sayılması o qədər də obyektiv deyildir. Belə ki, fotometrik kəmiyyətlər insan gözünün həssaslığı əsasında görmə funksiyası ilə təyin olunduğundan, eyni intensivlikli, lakin müxtəlif dalğa uzunluqlu işıq şüalandırıcıları müxtəlif parlaqlığa malik olurlar. Əgər dioddan indikator kimi informasiyanı vizuallaşdırmaq üçün istifadə olunarsa,  $0,55 \text{ mkm}$  dalğa uzunluqlu işıq

şüalandıran diod ən böyük parlaqlığa malik olar. İşıqlanan diodlar, başlıca olaraq, informasiyanı formalaşdırmaq üçün istifadə edilir və informasiya adətən ftohəssas materiallarda qeyd olunur. Bu halda parlaqlıq işıqlanan diodun əsas parametri sayıla bilməz, çünki qeydedicinin özünəməxsus spektral paylanma əyrisi mövcuddur və sonuncu adətən insan gözünün spektral həssaslığına uyğun gəlmir. Ona görə işıqlanan diodlarda əsas parametr olaraq şüalanan fotonların sayı kimi təyin olunan *şüalanma intensivliyindən* istifadə edilə bilər.

İşıqlanan diodlar düzünə istiqamətdə qoşulmuş p-n keçid kimi fəaliyyət göstərdiyindən, kiçik elektrik müqavimətinə malik olur. Bu baxımdan onlar *cərəyan cihazı* olmaqla, *cərəyan generatorundan* qidalanmalıdırlar. Buna görə də işıqlanan diodlar şüalanma parlaqlığının dioddan axan cərəyandan asılılığını nümayiş etdirən *parlaqlıq xarakteristikası* ilə xarakterizə olunur. Bu xarakteristikanın forması p-n keçidin quruluşundan, rekombinasiya prosesinin baş verdiyi yerdən, kontakta gətirilmiş cütlərin aşqarlanma dərəcəsindən və başqa amillərdən asılı olur. Kiçik cərəyanlarda və gərginliyin şüalanan kvantlarının enerjisindən kiçik  $\left( U < \frac{h\nu}{e} \right)$  qiymətlərində şüalanma baş verə

bilməz. Bu baxımdan parlaqlıq xarakteristikasının başlanğıc hissəsi qeyri-xətti olur. Böyük cərəyanlarda isə yükdaşıyıcıların rekombinasiyası baş verən yerdə yükdaşıyıcıların sayı tarazlıq halındakından kəskin fərqləndiyindən, bu xarakteristika subxətti olur. Sərbəst yükdaşıyıcıların sayı uyğun kvazifermi səviyyəsini təyin etdiyindən, Fermi səviyyəsinin qadağan olunmuş zona boyunca hərəkəti rekombinasiya mərkəzlərinin tutma mərkəzlərinə və əksinə çevrilməsi ilə müşayiət olunur. Belə çevrilmələr şüalanmasız rekombinasiya aktlarının sayının artmasına və ya şüalanan işığın spektral tərkibinin (dalğa uzunluğunun) dəyişməsinə səbəb ola bilər. İşıqlanan diodun optimal iş rejimi onun parlaqlıq xarakteristikasının xətti olduğu oblast kimi təyin edilir. Optimal rejim işıqlanan diodun *aşağı və yuxarı işçi gərginlikləri* vasitəsi ilə təyin olunur. Aşağı işçi gərginliyin elektronun yükünə hasili şüalanan  $h\nu$  kvantının ener-

jisindən (*elektronvoltla*) bir qədər böyük olmalıdır. Yuxarı işçi gərginliyi diodun yol verilən *səpilmə gücü* ilə müəyyənləşir. Onun qiyməti p-n keçiddə kontakt potensiallar fərqi, baza oblastının müqaviməti və başqa amillərlə təyin olunur.

*Ətalətlilik* işıqlanan diod gərginlik impulsları ilə həyəcanlaşdırıldıqda elektrolüminessensiyanın *alışma və sönmə* proseslərinin zaman sabitini xarakterizə edir. Ətalətlilik maksimal işıqlanmanın  $0,1 \div 0,9$  hissəsi aralığında dəyişməsinə lazım olan zaman müddəti kimi təyin olunur. İşıqlanan diodun ətalətliliyi p-n keçidin çəpər tutumunun mövcudluğu, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların *yiğilməsi (toplanması)* və *sorulması* hadisələri əsasında formalaşır. Diodun hazırlandığı materiallarda qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti kiçik olduğundan, uyğun diodların ətalətliliyi kifayət qədər kiçik olur ( $t \leq 10^7$  san). İşıqlanan diod informasiyanı vizuallaşdırmaq üçün istifadə olunarsa, insan gözünün ətalətliliyi  $5 \cdot 10^{-2}$  san olduğundan, diodun ətalətliliyi heç bir rol oynamır. İnformasiyanı formallaşdırmaq və təhlil etmək üçün isə ətalətlilik işıqlanan diodun vacib parametri sayılır.

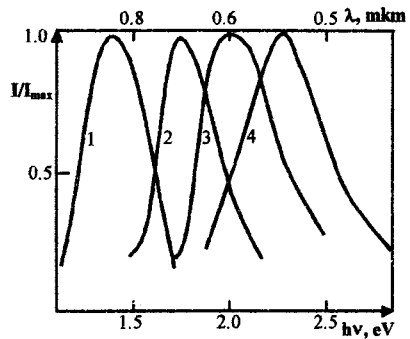
*Faydalı iş əmsalı*- işıqlanan diodun şüalandırdığı işıq enerjisinin həyəcanlaşmaya sərf olunan enerjiyə nisbəti olmaqla, (5.5) ifadəsinə əsasən təyin edilir və bəzən işıqlanan diodun *effektivliyi* də adlandırılır. Bu parametrin qiyməti diodun konstruksiyasından və daxili kvant effektivliyinin qiymətindən asılıdır. Adətən, işıqlanan diodların f.i.ə. közərmə lampasının f.i.ə.-dən xeyli kiçik olub, cəmi bir neçə faiz təşkil edir. İşıqlanan diodda əsas enerji itkiləri tam daxili qayıtma, sərhədlərdən əksəlmə, şüalanmanın yenidən udulması və s. nəticəsində yaranır.

İşıqlanan diodun *etibarlığı və xidmət müddəti* diodun işçi temperaturda xarici mühitlə qarşılıqlı təsiri və onun hazırlandığı materialın daxilində baş verən elektron prosesləri nəticəsində parametrlərinin zaman keçdikcə tədricən pisləşməsi ilə müəyyənləşir. Diodun şüalanması elektrolüminessensiya ilə əlaqədar olduğundan, şüalanma intensivliyi yarımkəçiricinin həcmində baş verən proseslərdən asılıdır. Bu baxımdan diodun

xidmət müddəti həcmdə elektrik sahəsinin təsiri altında ionların miqrasiyası ilə təyin olunur. Yarımkəçiricinin atomları arasında kimyəvi rəbitənin möhkəmliyi bu parametri kifayət qədər artırmağa imkan verir. Məsələn, *SiC* -in atomları arasında güclü qarşılıqlı təsir onun əsasında işıqlanan diodların xidmət müddətinə məhdudiyət qoymur. *GaP* əsasında hazırlanan işıq diodlarında şüalanma intensivliyi zaman keçdikcə azalsa da xidmət müddəti min saatlarla olur.

*Diodun spektral xarakteristikası* dioddan şüalanan işıq intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığına deyilir. Şüalanmanın spektral tərkibi həm şüalanan işığın rəngini təyin edir, həm də şüalanma mexanizmi haqqında dəyərli məlumatlar verir. Şəkil 5.8-də bəzi diodların spektral xarakteristikası təsvir olunmuşdur. Xarakteristikaların maksimumuna uyğun dalğa uzunluğu rekombinasiya prosesinin baş verdiyi səviyyələr arasında enerji məsafəsini müəyyənləşdirir. Yarımkəçiriciyə müxtəlif aşqar atomları daxil etməklə rekombinasiya kanalını dəyişmək mümkün olur. Şəkilə 2 və 4 ayrıları müxtəlif aşqarlı *SiC* diodlarına uyğun gəlir. Bərk məhlullardan istifadə etməklə, geniş optik diapozonda müxtəlif dalğa uzunluğuna malik işıqlanan diodlar hazırlanır. *GaAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub>* bərk məhlulu üçün *x*-in müxtəlif qiymətlərində bu diapozon 0,565 *mkm* (sarı işıq) və 0,920 *mkm* (yaxın *IQ*) arasında istənilən dalğa uzunluğuna uyğun gələ bilər.

*İşıqlanan diodun volt-ampər xarakteristikası*- dioddan axan cərəyanla tətbiq olunmuş xarici gərginlik arasındakı *J(U)* asılılığıdır. Düzünə qoşulmuş diodda qeyri-xətti xarakterə malik belə xarakteristikalar diodun hazırlandığı materialın qa-



Şəkil 5.8. GaAs (1), SiC (2,4), GaP (3), materialları əsasında işıqlanan diodların spektral xarakteristikası

dağan olunmuş zonasının enindən və p-n keçidin keyfiyyətindən asılıdır. İşıqlanan diod əksinə qoşulduqda p-n keçidin eninin kiçik olması VAX-da deşilmə gərginliyini kiçildir.

## § 5.5. Antistoks lüminoforlu işıqlanan diodlar

İnfraqırmızı şüa buraxan *GaAs* işıq diodlarının kvant çıxışı şüalanması görünən oblasta düşən diodlarından çox yüksək olduğundan, həmin şüaları vizuallaşdırmaq probleminin həlli böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu məqsəd üçün istifadə olunan materiallara antistoks lüminoforları deyilir. Antistoks lüminoforlarını həyəcanlaşdıran fotonların enerjisi şüalanan fotonların enerjisindən kiçik olur. Bu xüsusiyyət lüminessensiyanın *Stoks qaydasına* ziddir. Stoks qaydasına görə fotolüminessensiyada şüalanan fotonların dalğa uzunluğu həyəcanlaşdırıcı fotonların dalğa uzunluğundan böyük olmalıdır. Həyəcanlaşdırıcı fotonların enerjisi  $1,3 eV$  olduqda görünən işıq şüalanıran lüminoforlar mövcud olarsa, onlardan *GaAs:Si* diodlarının infraqırmızı işıq şüalarını görünən işığa çevirmək üçün istifadə etmək olar. Belə ki, bu diodların şüalanma spektrinin maksimumu lüminoforun həyəcanlaşma enerjisinə uyğun gəlir. Lüminoforu tozcuqlar şəklində bilavasitə *GaAs* diodunun səthinə çəkmək mümkündür. İnfraqırmızı işığın iki kvantının ardıcıl udulması lüminoforu həyəcanlaşdırdığından, şüalanma enerji səviyyələri arasında fərq görünən fotonun enerjisinə ( $\sim 2,5 eV$  enerjili və ya  $0,5 mkm$  dalğa uzunluqlu yaşıl işığa) uyğun gəlir. İkifotonlu və çoxfotonlu proseslər qeyri-xətti optik hadisələrə aiddir. Qeyri-xətti hadisə olan *ikifotonlu udulmanın* ehtimalı həyəcanlaşdırıcı təsirin intensivliyindən güclü asılı olduğundan, lüminoforun işıqlanması üçün dioddan axan cərəyan mümkün qədər böyük olmalıdır.

Antistoks lüminoforu olaraq, əsasən flor (*F*) tərkibli birləşmələrdən, lantan (*La*) oksosulfidlərindən, itterbium (*Yb*) və erbium (*Er*) təbəqələrindən istifadə olunur. Göstərilən tərkibli



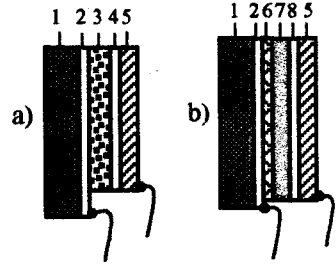
lüminoforlardan istifadə etməklə *GaAs* diodlarından  $5 \frac{A}{sm^2}$  sıxlıqlı cərəyan axdıqda  $400 \frac{kd}{sm^2}$  parlaqlığına malik yaşıl şüaların emissiyasını almaq mümkün olur. Qeyd etmək lazımdır ki, antistoks lüminoforlu diodların xarici kvant çıxışı uyğun *GaAs* diodlarındakına nisbətən xeyli aşağıdır. Göstərilən diod üçün xarici kvant effektivliyi 1% tərtibində olur. Digər enlizonalı yarımcəçiricilər əsasında hazırlanmış işıqlanan diodların da kvant effektivliyi elə bu tərtibdədir. Məsələn, yaşıl şüa üçün *GaP* diodlarının xarici kvant çıxışı ~1% təşkil edir. İnsan gözü həssaslığının maksimumuna uyğun gələn yaşıl oblastda yüksək parlaqlığa malik belə işıq siqnalı almaq üçün antistoks lüminoforlarından istifadə əlverişlidir. Antistoks lüminoforlu işıqlanan diodların cəldliyi adi işıq diodlarınkına nisbətən xeyli kiçik olur, çünki şüalanma prosesinin sürəti diodda yox, onun səthinə çəkilmiş lüminoforda baş verən proseslərlə nizamlanır.

## § 5.6. Elektrolüminoforlar

Bilavasitə elektrik sahəsinin təsiri ilə işıq emissiya edən maddələrə *elektrolüminoforlar* deyilir. Bu işıq mənbələri nisbətən böyük sahəli işıqlanan səthlər almaq üçün istifadə olunur. İşıqlanan diodlar demək olar ki, nöqtəvi işıq mənbəyi (şüalanın səthin sahəsi ~1 mm<sup>2</sup>) olduğu halda, qalınlığı ~50 mkm olan tozcuqlu elektrolüminoforlar və ya ~1 mkm qalınlığa malik təbəqəli elektrolüminoforlarla böyük sahəli işıqlanan obyektlər əldə etmək mümkündür. Elektrolüminofor kimi qadağan olunmuş zonası ~3,7 eV olan *ZnS*-dən istifadə edilməsi çox əlverişlidir. İlk materiala müxtəlif aşqarlar daxil etməklə görünən oblastın bütün rənglərinə uyğun şüalanmalar alına bilər. *ZnS*-də *p-n* keçid almaq mümkün olmadığından, yükdaşıyıcıların injeksiyası əsasında fəaliyyət göstərən işıq diodları

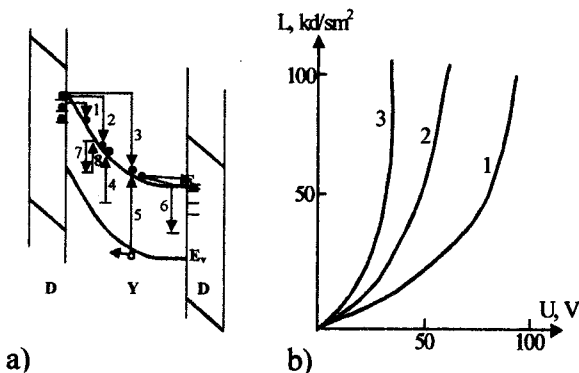
hazırlamaq mümkün olmur və işıqlanmanı təmin edən həyəcanlaşma güclü elektrik sahəsi vasitəsi ilə yaradılır. Materialda şüalanma üçün şərait yaradılmasında səth baryerlərindən tunnel həyəcanlaşması və zərbə ionlaşması mühüm rol oynayır. Şəkil 5.9-da həm tozcuqlu, həm də təbəqəli elektrolüminoforun quruluşu təsvir edilmişdir. Toz dənəciklərinin ölçüləri  $\sim 10$  mkm tərtibində olduğundan, qəfəs atomlarının zərbə ionlaşması nəticəsində əmələ gələn deşiklərin metal elektroda düşməsinin qarşısını

almaq üçün tozcuqlar şəffaf dielektrikdə yerləşdirilir və metal təbəqə tərəfdən qoruyucu (4) qatı qoyulur. Sink-sulfid tozcuqları dielektrik daxilində yerləşdiyindən belə kondensatorlu elektrolüminofor (*Destrio özəyi*) yalnız dəyişən elektrik sahəsində fəaliyyət göstərməyə qadirdir. Xarici elektrik sahəsinin təsiri altında aşqar səviyyəsindən tunnel keçidləri vasitəsi ilə elektronlar keçirici zonaya keçirlər. Bu proses şəkil 5.10 a -da təsvir edilmiş enerji diaqramı əsasında keyfiyyətcə izah oluna bilər. Burada (1, 2, 3) keçidləri vasitəsi ilə tozcuğun səth səviyyələrindən sərbəstləşən elektronlar elektrik sahəsində sürətlənərək (4) keçidləri ilə şüalanma mərkəzlərini, (5) keçidləri ilə isə mühiti zona-zona həyəcanlaşmasına məruz qoyur və ya (7) keçidləri ilə mərkəzdaxili keçid yaradırlar. Bu proseslərdə yaranan deşiklər tozcuğun sol, elektronlar isə sağ tərəfində toplanırlar. Tətbiq olunan elektrik sahəsinin istiqaməti dəyişdikdə deşiklər həcmə qayıdaraq lüminessensiya mərkəzləri tərəfindən tutulur, elektronlar isə onlarla şüalanma rekombinasiyası edərək (6) keçidləri vasitəsi ilə fotonlar yaradırlar. Paralel olaraq bir yarımperiodda tozcuğun sağ tərəfində analoji həyəcanlaşma baş verir. Beləlik



Şəkil 5.9. Tozcuqlu (a) və təbəqəli (b) elektrolüminoforlar.

1- şüşə altlıq, 2- şəffaf keçirici təbəqə, 3- tozcuqlu lüminofor, 4- oksidativ qat, 5- metal elektrod, 6,8- dielektrik təbəqə, 7- ZnS:Cu təbəqəsi



**Şəkil 5.10.** Tozcuqlu lüminofor dənəciyində həyəcanlaşma sxemi (a); müxtəlif tezliklərdə parlaqlıq xarakteristikaları (b)  $f$ ,  $kHs$  1-0,4, 2-1,3-10.

lə, zona sxemi xarici elektrik sahəsinin  $f_0$  tezliyi ilə eyni tezlikdə «yırğalanmaya» məruz qalır. «Yırğalanma» zamanı dənəciyin həm sağ, həm də sol tərəfində həyəcanlaşmalar baş verdiyindən xarici elektrik sahəsinin tezliyi  $f_0$  olduqda işıq şüalanma tezliyi  $2f_0$  qiymətinə malik olar. Belə işıqlanan özləri ilk dəfə 1936-cı ildə Destrio yaratmışdır. Əgər  $ZnS$  nazik təbəqəsi rekombinasiya mərkəzi rolu oynamayan aşqar səviyyələrinə malik olarsa, mərkəzdaxili həyəcanlaşma (7), şüalanma isə (8) keçidləri vasitəsi ilə baş verir. Belə şüalanma keçidləri xarici elektrik sahəsindən asılı olmur.

Elektrolüminessent *təbəqə şüalandırıcılarında* tozcuqlu elektrolüminoforlardan fərqli olaraq iki elektrod arasında dielektrik qatı olmadan  $ZnS$ -in nazik bircinsli polikristal təbəqəsi yerləşdirilə bilər. Təbəqəli elektrolüminessent şüalandırıcılarda dielektrik qatı olmadığından onlar həm də sabit elektrik sahəsində fəaliyyət göstərə bilərlər. Elektrolüminoforun həyəcanlaşması yuxarıdakı mexanizmlərlə yanaşı, kontaktdan yükdaşıyıcıların səth potensial çəpərləri vasitəsi ilə injeksiyası

hesabına da baş verə bilər. İnjeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların rekombinasiyası işıq şüalanması ilə nəticələnə bilər.

Elektrolüminessent şüalandırıcılarının əsas parametrlərinə baxaq. Müəyyən tezlikdə tətbiq olunan gərginlik və ya axan cərəyan şiddətində şüalanan işıq selini göstərən kəmiyyət *effektiv parlaqlıq* adlanır. Effektiv parlaqlığın xarici elektrik sahəsindən asılılığı isə cihazın *parlaqlıq xarakteristikası* adlanır. Parlaqlıq həm xarici elektrik sahəsinin tezliyindən, həm də tətbiq olunmuş gərginliyin qiymətindən asılıdır:

$$L = L_1(f) \cdot U^n, \quad n > 1 \quad (5.9)$$

Tezliyin kiçik qiymətlərində  $L_1$  parlaqlığı tezliyin artması ilə demək olar ki, xətti qanunla artır. Nisbətən böyük tezliklərdə  $L(f)$  asılılığı doymaya yaxınlaşır. Parlaqlığın gərginlikdən asılılığı qeyri-xətti xarakterli üstlü funksiya şəklində ifadə oluna bilər. Şəkil 5.10.b-də tozcuqlu elektrolüminoforun effektiv parlaqlığının müxtəlif fiksə olunmuş tezliklərdə gərginlikdən asılılığı təsvir edilmişdir. Parlaqlığın tezlikdən asılılığı şüalanma rekombinasiyaları ehtimalının tezlikdən asılı olaraq dəyişməsi ilə əlaqədardır. Həyəcanlaşdırıcı impulsun davam etmə müddətində bir ionlaşma aktı baş verdiyindən, tezliyin artması ilə ionlaşma və rekombinasiya aktlarının çoxalması nəticəsində şüalanan fotonların sayı artır. Böyük tezliklərdə ionlaşma və rekombinasiya aktlarına sərf olunan zaman yeni ionlaşma aktı ilə üst-üstə düşdüyündən, parlaqlığın doyması müşahidə olunur. Parlaqlıq xarakteristikasının qeyri-xəttiliyi cərəyanın cüzi dəyişməsində parlaqlığın güclü gəyişməsi ilə nəticələndiyindən, elektrolüminessensiya vasitəsi ilə alınmış təsvirlərdə yüksək aydınlıq və kafi ayırdetmə təmin edilir. Belə cihazlar *parlaqlığın dəyişmə misli* adlanan kəmiyyətlə xarakterizə olunurlar. Bu parametr elektrolüminessent şüalandırıcılarında işçi gərginliyi 2 dəfə dəyişdikdə parlaqlığın dəyişmə mislini müəyyən edir. Bir sıra tozcuqlu şüalandırıcılarda bu parametr 25-ə, təbəqəli elektrolüminoforlarda isə ~1000-ə çata bilər. Elektrolüminessent tozcuq və təbəqə şüalandırıcılarının buraxdığı işığın intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığını təsvir

edən xarakteristika özəyin *şüalanma spektri* adlanır. Şüalanma spektrinin maksimumu, eləcə də digər şüalanma xətləri şüalanmanın mexanizmini, şüalanma keçidləri baş verən səviyyələr arasında enerji fərqi təyin edir.

*Səmərəlilik və xidmət müddəti* adlanan parametrlər isə tozcuqlu şüalandırıcı özeklərində təbəqəli elektrolüminoforlara nisbətən daha böyükdür. İşçi rejimdə polikristal şəklində olan lüminessent təbəqələrin cüzi deformasiyası (isinməsi) onun parametrlərinin xeyli pisləşməsinə səbəb olur.

### § 5.7. Lazerlər

XX əsrin 50-ci illərində rus fizikləri N. Basov, M. Proxorov və Amerika alimləri Ç. Tayns, C. Qordon işçi maddə kimi ammoniyakdan ( $NH_3$ ) istifadə edərək ifrat yüksək tezliklər oblastında ( $\lambda = 1,26 \text{ sm}$ ) elektromaqnit dalğalarının molekulyar generatorlarını yaratmaqla, yeni elm sahəsi olan *kvant elektronikasının* əsasını qoymuşlar. Bu generatorların iş prinsipi elektromaqnit dalğalarının mühitdən keçərkən məcburi şüalanma nəticəsində güclənməsinə əsaslanır. Belə cihazlar *mazer* adlandırılmışdır ki, bu söz ingilis dilində «mikrodalğalar oblastında stimullaşmış şüalanma» sözlərinin baş hərflərindən təşkil olunmuşdur. Optik diapozonda fəaliyyət göstərən analoji cihaz 1960-cı ildə T.Meyman tərəfindən yaqut kristallarında yaradılmış və *lazer* (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) – məcburi şüalanma hesabına işığın gücləndirilməsi adlandırılmışdır. Bu lazerin şüalandırdığı işığın dalğa uzunluğu  $\lambda = 0,696 \text{ mkm}$ -dir. Lazer və mazerin iş prinsipləri eyni hadisəyə əsaslansa da, generasiya olunan elektromaqnit dalğalarının tezliyinə görə kəskin fərqlənirlər. Optoelektronikada əsasən optik diapozon maraqlı kəsb etdiyi üçün, lazerlərə diqqət yetirək. 1961-ci ildə amerikalı alimlər (A.Cavan və bir qrup əməkdaşı) *He – Ne* qazı əsasında kəsilməz rejimdə işləyən  $\lambda = 0,6328 \text{ mkm}$  dalğa uzunluqlu şüa buraxan qaz lazerləri

yaratmışlar. 1962-1963-cü illərdə isə *GaAs* kristalları əsasında infraqırmızı oblastda işləyən ilk  $p-n$  keçidli injeksiya lazerləri yaradılmışdır. Sonralar bir sıra yarımkeçirici maddələr əsasında optik üsulla və elektron dəstəsi ilə həyəcanlaşdırılan optik kvant generatorları yaradılmışdır. Kvant elektronikasının inkişafı 1967-ci ildə üzvü mayələr əsasında tezliyi dəyişdirilə bilən lazerlərin yaradılması ilə yeni mərhələyə qədəm qoymuşdur. Müxtəlif növ lazerlər öz quruluşlarına, ölçülərinə, şüalanma gücünə, spektral xarakteristikalarına görə bir-birindən fərqlənsələr də, onların hamısı *optik fəal mühit, həyəcanlaşma (doldurulma) sistemi* və *optik rezonator* kimi üç əsas hissədən ibarət olur.

Bütün lazerlərdə şüalanmanın fiziki mexanizmi eyni hadisəyə - *induksiyalanmış (məcburi) şüalanmaya* əsaslanır.

Udma əmsalı bir və ya bir neçə tezlikdə «mənfi» qiymətə malik ola bilən mühit *optik fəal mühit* adlanır. Optik fəal mühitə qoyulan başlıca tələb müxtəlif həyəcanlaşdırıcı təsirlər vasitəsi ilə onun invers məskunlaşma halına gətirilə bilməsidir. Bu prosesin həyata keçirilə bilməsi üçün ən sadə sxem mühitin atomlarının əsas halları ilə yanaşı, xüsusi metastabil hallara da malik ola bilməsidir. Bu xüsusiyyətə malik mərkəzlər «*lazer*» səviyyələri adlanır. Metastabil hal elə hala deyilir ki, həyəcanlaşan atomun həmin halda yaşama müddəti digər hallara nisbətən çox böyük olsun. Həyəcanlaşmış hala gətirilən atom adətən  $10^8$  saniyədən sonra əsas hala qayıdaraq şüalanma aktı həyata keçirirsə, metastabil hallar üçün bu zaman müddətinin qiyməti minlərlə dəfə böyük, yəni  $(10^3+10^4)$  saniyə tərtibində olmalıdır. Məsələn, yaqut lazerində metastabil səviyyələr  $Cr^{+3}$  ionunun yaratdığı lokal səviyyələrdir və bu hallarda sistemin yaşama müddəti  $10^3$  san tərtibindədir. Qırmızı rəngli yaqut kristalı  $Cr^{+3}$  ionları ilə aktivləşdirilmiş alüminium oksidi kristalına deyilir. Kristal qəfəsdə alüminiumu əvəz edən  $Cr$  atomları  $+3$  yükə malik olmaqla, bir neçə enerji səviyyəsi yaradırlar ki, onlardan da bəziləri metastabil xarakterə malik olur. *Ne-He* qaz lazerində lazer səviyyəsi *Ne* atomlarına məxsusdur. *He* atomları isə *Ne* atomları ilə daim toqquşaraq bu

atomları həyəcanlaşdırmaqla invers məskunlaşmasını mümkün edir.

Adi mühiti optik aktiv hala gətirmək, yeni onda invers məskunlaşma yaratmaq üçün istifadə edilən üsullar *doldurulma üsulları* adlanır.

İlk mazerdə doldurma ammoniyakın ( $NH_3$ ) həyəcanlaşmış və həyəcanlaşmamış hissəciklərinin fəzada ayrılmasına əsaslanır. Kvadrupol kondensator vasitəsi ilə yaradılan kəskin qeyri-bircins elektrik sahəsi həyəcanlaşmış molekulara təsir edərək onları fəzanın müəyyən hissəsinə fokuslayır və kondensatorun çıxışında həyəcanlaşmış molekularla zəngin optik mühit yaranır. Bu halda molekullar maqnit momentinə malik olarlarsa, onların ayrılması maqnit sahəsi vasitəsi ilə həyata keçirilə bilər.

Bərk cisim və maye lazerlərində ən geniş yayılmış doldurma üsulu optik üsuldür. Bu halda mühiti optik fəal hala gətirmək üçün şüalanması işçi maddə tərəfindən güclü udulan lampa və ya lazerlərdən istifadə olunur. Nisbətən kiçik gücə malik lazerlərdə optik doldurmanı yaxşı fokuslanmış günəş şüaları ilə də həyata keçirmək mümkündür. Qaz lazerlərində mühitin həyəcanlaşması əsasən qaz boşalması vasitəsi ilə reallaşır. Elektrodlarla təchiz edilmiş kvarts və ya şüşə borunu seyreləşdirilmiş qazla doldurub elektrodlar arasında güclü elektrik sahəsi yaratdıqda, müəyyən bir ilkin qığılcımla qaz boşalmasında yaranan elektronlar elektrik sahəsində sürətlənərək toqquşma nəticəsində neytral atom və ya molekulaları həyəcanlaşdıraraq daha yüksək enerji səviyyəsinə keçirir. Bu zaman bir sıra hallar üçün invers məskunlaşma mümkün olur.

Yarımkəçiricilərdə ilk dəfə invers məskunlaşma  $p - n$  keçiddən qeyri-əsas yuxdaşıyıcıların injeksiyası vasitəsi ilə alınmışdır. Sonralar isə yarımkəçiricilərə optik şüalanma, sürətli elektronlarla bombalama, güclü elektrik impulsları və başqa vasitələrlə təsir etməklə də optik fəal mühit yaradılmışdır.

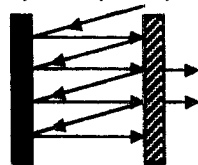
Bir sıra hallarda, məsələn, molekulyar lazerlərdə, fəal mühit kimyəvi reaksiya vasitəsi ilə də yaradıla bilər. Məsələn,

hidrogen və flor qazlarının qarışığında zəncirvari reaksiya nəticəsində həyəcanlanmış hala malik  $HF$  molekulları əmələ gəlir ki, bu da  $\sim 3$   $mkm$  dalğa uzunluqlu lazer şüalanması almağa imkan verir. Belə reaksiya zamanı ayrılan enerji başqa molekulla (məsələn,  $CO_2$ ) verilə bilər və nəticədə  $CO_2$  lazerinin  $10,6$   $mkm$  dalğa uzunluqlu şüalanması yaranar.

Müəyyən amplitud və formalı xarici təsir nəticəsində maksimum amplituda malik rəqslər etməyə (rezonansa gəlməyə) qadir olan rəqs sistemi rezonator adlanır. Rezonator məxsusi olaraq o rəqsləri ayırır ki, onların tezliyi rezonatorun məxsusi xarakteristikasına uyğun gəlsin.

Optik rezonator yayılan işıq dalğalarının eyni istiqamət, eyni faza və eyni tezliyə malik olanlarını ayıran sistemə deyilir. Ən sadə optik rezonator bir-birinə paralel qoyulmuş iki lövhədən təşkil olunmuş Fabri-Pero interferometridir (şəkil 5.11). Bu rezonator, lövhələrindən biri qaytarma əmsalı təqribən vahidə bərabər olan tərənəmz, digəri isə lazer şüalanmasının xaric olunması üçün yarımsəffaf olmaqla mikrometrik vint vasitəsi ilə işığı fokuslaya bilən iki güzgüden ibarətdir. Lövhələrdə əksetməni artırmaq üçün onların üzərinə işığı udmayan dielektrik qatları çəkilir.

qeyri şəffaf yarım şəffaf



Şəkil 5.11. Fabri-Pero interferometri

Berk cisim və yarımkəçiricilərdə sındırma əmsalının böyük qiyməti hava-mühit sərhəddində qaytarmanı artırır. Mühit-hava sərhəddində tam daxili qayıtmanın limit bucağının kifayət qədər kiçik olması səbəbindən qaytarıcı qatlar bilavasitə düzbucaqlı şəkildə hazırlanan fəal mühitin paralel hala gətirilmiş uclarına çəkilir. Bununla da həmin lazerlərdə ayrıca rezonator güzgülərinə tələbat aradan qalındırılır.

Rezonatorun keyfiyyətini qiymətləndirmək üçün «keyfiyyətlik» əmsalı adlanan xüsusi parametrdən istifadə olunur. Keyfiyyətlik əmsalı rezonator daxilində yayılmaqda olan işıq enerjisinin bir period ərzindəki nisbi zəifləməsini göstərir və



$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E} \quad (5.10)$$

şəklində təyin olunur. Bu ifadədə  $E$  – rezonator da yayılan işığın enerjisi,  $\Delta E$  - isə həmin işıq dəstəsi rezonator da bir tam dövr etdikdə baş verən enerji itkisidir. Əgər rezonator da məcburedici təsir iştirak etməzsə, enerji amplitudun kvadratı ilə ( $E = E_0 e^{-2\gamma t}$ ) təyin olunur və bir perioddakı enerji itkisi:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = E' \Big|_{\Delta t=T} \Rightarrow \Delta E = 2\gamma E \cdot T = 2\gamma E \frac{2\pi}{\omega_0}, \quad (5.11)$$

keyfiyyətlik əmsalı isə

$$Q = \frac{\omega_0}{2\gamma} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (5.12) -$$

olar. Bu ifadələrdə  $\omega_0$ - rezonatorun xarakteristik tezliyi,  $\Delta\omega = 2\gamma$  isə şüalanma xəttinin spektral enini müəyyənləşdirir. Beləliklə, rezonatorun keyfiyyətliliyi rezonator dan xaric olunan işığın tezliyinin onun spektral xəttinin eninə nisbəti kimi təyin olunur.

## § 5.8. Lazerlərin növləri

Optik fəal mühiti qaz halında olan optik kvant generatoruna *qaz lazerləri* deyilir. Xarici enerji mənbəyi hesabına yuxarı və aşağı lazer səviyyələri arasında invers məskunlaşması yaradılan müəyyən qaz kütləsi optik rezonator daxilində yerləşdirilir və ya optik rezonator da bu qazın axını təşkil edilir. Rezonator da yuxarı lazer səviyyəsinə həyəcanlaşdırılan qaz atomları məcburi şüalanma keçidləri vasitəsi ilə aşağı lazer səviyyəsinə qayıdaraq induksiyanmış şüalanma verir. Əgər yuxarı lazer səviyyələrində yaşama müddəti kiçikdirsə, spontan şüalanmanın güclənməsi müşahidə olunsa da, məcburi şüalan-

ma nəticəsində induksiyanlanmış işıq alınmır. Bu hadisə *superluminessensiya* adlanır.

Qaz lazerləri optik fəal mühiti müxtəlif olmaqla, həm impuls, həm kəsilməz şüalandırma rejimlərində fəaliyyət göstərə bilirlər. Onların şüalandırdığı fotonlar *ultrabənövşəyi* oblastdan *submillimetr* dalğalar oblastına qədər geniş tezlik diapozonunu əhatə edə bilər. Qaz lazerlərinin əsas xüsusiyyətlərini qeyd edək:

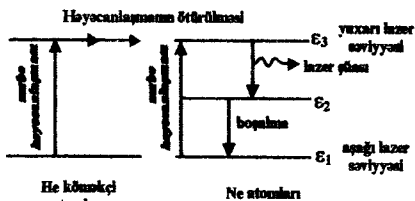
-qaz lazerlərində optik fəal mühit yüksək birincisliyə malik olduğundan, işıq şüalarının səpilmə və təhrif olunma ehtimalı azalır. Bu səbəbdən qaz lazerlərində şüanın istiqamətliliyi difraksiya hadisəsi ilə məhdudlaşır və görünən oblastda dağılma bucağı kiçik qiymətə ( $\approx 10^{-5} \text{rad}$ ) malik olur;

-qaz mühitinin kiçik sıxlığa malik olması şüalanan xətlərin spektral eninin kiçikliyi, tezliyin isə yüksək dərəcədə stabil olmasını təmin edir. Bununla belə, mühitin sıxlığının kiçik olması öz növbəsində həyəcanlaşmış atomların böyük konsentrasiyasını təmin etməyə imkan vermir. Buna görə də bərk cisim və maye lazerlərlə müqayisədə qaz lazerlərinin şüalanmasının enerji sıxlığı çox kiçik olur. Yalnız qazın təzyiqini artırmaqla qaz lazerinin çıxış gücünü artırmaq mümkün olur;

-qaz mühitinin xüsusiyyəti invers məskunlaşma yaratmaq üçün qaz boşalması, kimyəvi həyəcanlaşdırma, fotodissosiasiya, elektron dəstəsi ilə həyəcanlaşma və s. kimi müxtəlif üsulların tətbiqi zərurətini yaradır. Qaz molekulları çox dar udma xətlərinə malik olduğundan bu halda ənənəvi optik həyəcanlaşma üsulu az effektivdir;

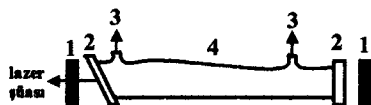
- qaz lazerlərinin əksəriyyəti neytral qaz atomları əsasında fəaliyyət göstərir;

- Tarixən ilk olaraq generasiyanın alındığı *Ne - He* lazerinin fəaliyyət mexanizminə ba-



Şəkil 5.12. Ne-He lazerində işçi Ne- və köməkçi He atomlarında optik keçidlər

xaq (şəkil 5.12). Bu lazerdə işçi maddə neytral  $Ne$  atomlarıdır. Elektrik boşalması zamanı elektron zərbələri nəticəsində  $Ne$  atomlarının əsas hal olan  $\varepsilon_1$ -dən həyəcanlaşmış  $\varepsilon_3$  halına keçməsi baş verir. Təmiz  $Ne$  atomunda  $\varepsilon_3$  səviyyəsində yaşama müddəti kiçikdir və həyəcanlaşmış atomlar ani olaraq  $\varepsilon_2$  və  $\varepsilon_1$  enerji səviyyələrinə qayıdırlar. Bu da lazer şüalanması üçün ən başlıca şərt olan invers məskunlaşmasının reallaşmasına imkan vermir. He atomlarının iştirakı bu çatışmazlığı aradan qaldırır. Şəkil 5.12-dən görüldüyü kimi, enerji diaqramında He atomunun həyəcanlaşmış səviyyəsi  $Ne$  atomlarının  $\varepsilon_3$  səviyyəsi ilə üst-üstə düşür. Elektronlarla həyəcanlaşdırılmış He atomlarının əsas  $\varepsilon_1$  halındakı  $Ne$  atomları ilə toqquşmasında həyəcanlaşmanın ötürülməsi nəticəsində  $Ne$  atomları  $\varepsilon_3$  səviyyəsinə keçir,  $He$  atomları isə öz əsas halına qayıdır. Yəni  $Ne$  atomlarının həyəcanlaşması elektron zərbələri ilə yanaşı, rezonans şəklində  $He$  atomları vasitəsi ilə də yaradılır.  $He$  atomlarının kafi qədər böyük sayında  $\varepsilon_3$  səviyyəsinin üstün məskunlaşması və  $Ne$  atomlarının optik fəal hala gətirilməsi reallaşır. İvers məskunlaşma halının alınmasına  $\varepsilon_2$  səviyyəsidəki atomların qaz borusunun divarları ilə toqquşaraq  $\varepsilon_2$ - $\varepsilon_1$  keçidləri vasitəsi ilə boşalması da kömək edə bilər. Lakin borunun diametrinin kiçilməsi  $He$  atomlarının sayının və buna görə də lazerin generasiya gücünün azalmasına səbəb olur. Qeyd edilən iki amili nəzərə almaqla, optimal rejim seçmək mümkündür. Məsələn,  $Ne:He$  atomları nisbəti  $1:10$  olduqda,  $1\text{ mm}$  civə sütunu təzyiqində borunun diametri  $\sim 7\text{ mm}$  olmalıdır.  $Ne-He$  lazerinin quruluşunun prinsipial sxemi şəkil 5.13-də göstərilib.  $Ne$ -un  $\varepsilon_2$  və  $\varepsilon_3$



Şəkil 5.13.  $Ne-He$  lazerinin quruluşu

- 1- optik rezanatorun güzgüləri
- 2- qaz borusunun pəncərələri
- 3- elektrik sahəsi üçün elektrodlar
- 4- qaz boşalma borusu

səviyyələri sinqlet olmayıb, bir sıra alt səviyyələrə malik olduğundan, lazer görünən oblastda 30-dan artıq şüalanma xəttinə malik ola bilər. Bu şüalanma xətlərindən hər hansı birinə köklənmə optik rezonatorlarda qaytarıcı dielektrik qatlarının seçilməsi ilə həyata keçirilir.

Qaz lazerləri enerji sərfi baxımından əlverişsizdir. Kəsilməz şüalanmaya malik *Ne-He* lazerlərinin gücü bir neçə yüz  $mW$  olur, f.i.ə. isə 0,1%-dən yuxarı qalxmır. Buna baxmayaraq, şüalanmasının yüksək dərəcədə monoxromatik və istiqamətlənmiş, quruluşunun isə kifayət qədər sadə olması qırmızı ( $\lambda=6328A$ ) şüa buraxan *Ne-He* lazerlərinin geniş miqyasda istifadəsinə imkan yaradır. Bir sıra fokuslanma, geodeziya və nivelirləmə işlərində, çoxlu sayda müxtəlif cihazların sazlanmasında, keyfiyyəti yoxlama işlərində, müxtəlif parametrlərin dəqiq ölçülməsində, holoqrafiyada, optik giroskoplarda və s. məhz kiçik gücə malik *He-Ne* lazerlərindən istifadə olunur. Optik mühiti qaz olan impuls lazerlərində impuls boşalmasından sonrakı işıqlanmadan həyəcanlaşdırıcı amil kimi istifadə edilə bilər. İmpulsda cərəyan sıxlığı minlərlə  $A/sm^2$ -ə çata bildiyindən, buraxılan işıq impulsunun maksimumunda şüalanma gücü çox böyük qiymətə malik ola bilər.

*İon lazerləri.* İonlaşmış qazlarda optik generasiya ilk dəfə 1964-cü ildə amerikan fiziki Brices tərəfindən alınmışdır. Bu lazerlərin *çixış gücü* neytral atomlar əsasında fəaliyyət göstərən qaz lazerlərinə nisbətən xeyli böyük olur. Atomar ionların (məsələn  $Ar^{+2}$ ;  $Kr^{+2}$ ;  $Ne^{+2}$ ;  $Ar^{+3}$  və s.) elektrik boşalması vasitəsi ilə həyəcanlaşdırılması nəticəsində enerji səviyyələrində invers məskunlaşma almaq mümkündür. İonların nisbətən yüksək konsentrasiyası bu həyəcanlaşdırılmanın reallaşması üçün daha yüksək boşalma cərəyanı (on minlərlə  $A/sm^2$ ) tələb edir. Buna nail olmaq üçün qaz boşalması yüksək istilikkeçirməyə malik kiçik diametrlili ( $d \leq 5mm$ ) kapilyarlarda həyata keçirilir və bu kapilyarlar müxtəlif vasitələrlə müntəzəm soyudulur. İon lazerlərində f.i.ə. çox kiçik ( $\eta \leq 0,1\%$ ) olur. İon lazerləri içərisində ən üclü şüalanma xətti  $Ar^{+2}$  ( $\lambda_1 = 4880 A^0$ ;

$\lambda_2 = 5145 A^0$ ),  $Kr^{+2}$  ( $\lambda_1 = 5682 A^0$ ;  $\lambda_2 = 6471 A^0$ ) optik fəal mühitlərində alınmışdır. Bu halda kəsilməz şüalanmanın gücü yüzlərlə *Vatt* ola bilər.

Optik fəal mühiti *metal atomları və ionları buxarından ibarət olan lazerlərdə* aşağı lazer səviyyəsinin boşalması spontan keçidlərlə deyil, atom və molekulların toqquşması nəticəsində baş verməsi ilə əlaqədardır. Bu lazerlərin f.i.ə. nisbətən yüksək (~1%) olur. Bir sıra metal atomları (*Cu, Cd* və s.) bu məqsəd üçün əlverişli enerji diaqramına malikdir. Bu maddələrdə şüalanmanın kvant çıxışı 0,7-yə çata bilər. Məsələn, *Cu* buxarında  $Cu^+$  səviyyələri vasitəsi ilə  $\lambda = 5105 A^0$  və  $\lambda = 5782 A^0$  şüalanma xətlərinə malik, orta gücü 45 *Vt*, f.i.ə. isə 1% olan lazerlər hazırlanmışdır. Bu lazerlərdə güclənmə əmsalinin fəvqəladə dərəcədə böyük olması, onların rezonatorsuz lazer proyeksiya mikroskoplarında işıq kvant gücləndiricisi kimi istifadə edilməsinə imkan verir. Kəsilməz göy rəngli şüalanma verən *Cd-Ne* lazerləri də maraqlıdır. Bu lazerlərdə  $Cd^{+2}$  səviyyələrində invers məskunlaşma halı həyəcanlaşan *He* atomlarından ötürülmə vasitəsi ilə reallaşır. Kəsilməz şüalanmaya malik *Cd-Ne* lazerinin şüalanma xətti  $\lambda = 4416 A^0$  və 3250  $A^0$ , gücü 10÷50 *mVt*, f.i.ə. isə 0,1% olur.

Ən yüksək gücə və f.i.ə. malik olan qaz lazerləri *molekulyar lazerlərdir*.

Məlumdur ki, atom spektrlərində əsas haldan birinci həyəcanlaşma halına keçid enerjisi adətən ionlaşma enerjisinin yarısına bərabər olur. Digər həyəcanlaşmış hallar isə bir-birinə yaxınlaşaraq kəsilməz enerji spektri yaradırlar. Buna görə də həyəcanlaşma zamanı kəskin ayrılma (*selektivlik*) mümkün olmadığından, eyni zamanda bir neçə səviyyə həyəcanlaşır. Bu isə, öz növbəsində f.i.ə.-ni kiçildir. Həyəcanlaşma selektiv xarakterə malik olarsa, f.i.ə. artırıla bilər. Atomlardan fərqli olaraq molekullar elektron halları ilə yanaşı, *rəqs və fırlanma* hərəkətlərinə uyğun diskret enerji səviyyələrinə də malikdirlər. Rəqs və fırlanma səviyyələri arasında enerji fərqi elektron keçidlərinə nisbətən xeyli kiçikdir. Rəqs səviyyələri arasında

enerji fərqi  $(0,01 \pm 0,1) eV$  olduğundan, elektron keçidləri baş vermədən, yalnız molekulun rəqs səviyyələrində yüksək effektivliklə rezonans həyəcanlaşma yaratmaq mümkündür. Bu səviyyələr arasında əks keçidlər zamanı kvant çıxışı vahidə bərabər olan şüalanma aktları mümkün olduğundan, belə lazerlərin f.i.ə. 25%-ə çata bilir. Molekulyar lazerlər içərisində ən geniş istifadə olunanları fəal mühiti  $CO_2$  ( $\lambda = 10,6 mkm$  və  $\lambda = 9,4 mkm$ ) olan lazerlərdir. Bu lazerin iş prinsipinə baxaq.

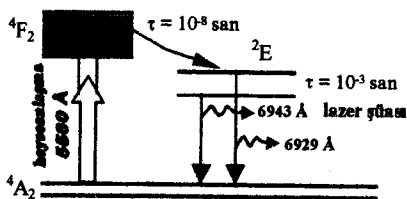
Alovsuz boşalma vasitəsi ilə  $CO_2$  və  $N_2$  molekullarında rəqs səviyyələrinin həyəcanlaşması elektron zərbələri və həyəcanlaşmanın rezonans ötürülməsi yolu ilə baş verir.  $N_2$  molekuluları  $CO_2$  molekuluları ilə toqquşaraq yuxarı lazer səviyyəsini doldururlar. Qaz qarışığına  $He$  və  $H_2O$  buxarı qatılması ilə aşağı lazer səviyyesinin effektiv boşalmasına və yüksək invers məskunlaşmasına malik optik fəal mühit yaratmağa nail olmaq mümkündür. Qazların təzyiqinin, boşalma borusunun diametrinin qiymətləri və ayrılan istiliyin sistemdən kənar edilməsi şərtləri belə lazerlərin gücünü məhdudlaşdırır və nəticədə şüalanma gücü  $\sim 1 kVt$  tərtibində olur. Daha güclü  $CO_2$  lazerlərini qazın müntəzəm axını və eninə boşalma şəraitində yaratmaq mümkündür. Bu halda f.i.ə.  $\sim 15-20\%$  olmaqla, şüalanma gücü onlarla  $kVt$ -a çatır. Böyük həcmə malik yüksək təzyiqdə olan qazı impulsdar vasitəsi ilə həyəcanlaşdıraraq impulsda enerjisi  $10^4 C$  olan impuls  $CO_2$  lazerləri yaradılmışdır. Bu lazerlərdən bir sıra texnoloji proseslərdə, qaynaq işlərində, izotopların ayrılmasında və s. istifadə olunur.

Fəal mühiti dielektrik kristalları, eləcə də tərkibində nadir torpaq və ya keçid elementlərinin ionları iştirak edən şüşələr olan optik kvant generatorları *bərk cisim lazerləri* adlanır. Yarımkeçiricilərin də bərk cisim olmasına baxmayaraq, onların əsasında işləyən lazerlərin iş prinsipi əsaslı şəkildə fərqlənir və yarımkeçirici lazerlər ayrıca bir qrup təşkil edirlər.

Bərk cisim lazerlərinin əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, bu lazerlərdə optik fəal mühitin invers məskunlaşması materialın tərkibinə yeridilmiş kənar atom ionları vasitəsi ilə hə-yata keçirilir. Bu ionlar adətən keçid və ya nadir torpaq elementləri

(Cr, Ni, Nd, Sm, Eu və s.) qrupundan olub, materialda işçi lazer səviyyələri yaradırlar. Bərk cisim lazerlərinin əsas üstünlüyü kənar atomların yüksək konsentrasiyası sayəsində böyük məxsusi gücə malik induksiyanlanmış şüalanma impulsları generasiya etməsidir. Optik diapozonda işləyən ilk bərk cisim lazeri 1960-cı ildə T.Meyman tərəfindən  $0,05 \text{ at\% Cr}^{+3}$  ionları ilə aşqarlanmış  $Al_2O_3$  kristallarında (yaqut) alınmışdır. Yaqutda  $Cr^{+3}$  atomları  $Al_2O_3$ -ün kristal qəfəsində Al atomlarını əvəz edirlər. Üçvalentli Cr ionu  ${}^4F_2$  enerji zolağına,  ${}^4A_2$  -əsas və dublet  ${}^2E$  həyəcanlanmış diskret səviyyələrinə malik olur (şəkil 5.14). Spektrin göy və yaşıl oblastına uyğun işıq fotonunun udulması nəticəsində Cr ionları  ${}^4A_2$  əsas halından  ${}^4F_2$  enerji zolağına həyəcanlaşır.  ${}^4F_2 \rightarrow {}^2E$  keçidləri üçün yaşama müddəti  $10^{-8} \text{ san}$  tərtibində olduğundan, həyəcanlanmış atomlar böyük ehtimalla  ${}^4F_2 \rightarrow {}^2E$  şüalanmayan keçidləri edərək ayrılan enerjini kristal qəfəse verirlər.  ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$  keçidləri üçün yaşama müddəti çox böyük ( $\sim 10^{-3} \text{ san}$  tərtibində) olduğundan,  ${}^2E$  səviyyələrinə yayılan ionlar əsas hala keçə bilmirlər. Beləliklə, yaqut kristalında  ${}^2E$  metastabil səviyyə rolunu oynayır.

Yaqut lazerində həyəcanlaşdırıcı təsir olaraq ksenon lampasının sürəkliyi  $\sim 10^{-3} \text{ san}$  olan işıq impulslarından istifadə edilir. Bu halda kristalın hər  $1 \text{ sm}^3$ -da bir neçə Coul işıq enerjisinin udulması nəticəsində mövcud Cr ionlarının  $1/2$  hissəsi  $10^{-3} \text{ san}$  ərzində  ${}^2E$



Şəkil 5.14. Yaqut kristalında  $Cr^{+3}$  səviyyələri vasitəsi ilə induksiyanlanmış şüalanmanın sxemi

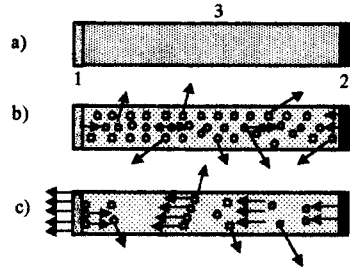
halına keçir ki, bu da baxılan halda invers məskunlaşmanın reallaşması üçün kifayət edir. Əgər invers məskunlaşma öz as-tana qiymətinə çatarsa, onda məcburi keçidlər vasitəsi ilə işığın güclənməsi rezonator mühitində baş verən optik itkilərə və spontan keçidlərə nəzərən üstünlük təşkil edir və lazer şua-

lanması baş verir. Bu rejimdə yaqut kristalından yalnız da  $\lambda = 6943 \text{ \AA}$  və  $\lambda = 6929 \text{ \AA}$  dalğa uzunluqlu iki lazer şüası generasiya olunur, çünki məcburi şüalanma aktlarının baş vermə müddəti spontan keçidlərinə nisbətən çox kiçikdir. Şüalanın koherent işıq fotonlarını kollektivləşdirmək və kristaldan xaric etmək üçün fəal mühitə malik rezonatorlardan – uzunluğu  $5 \text{ sm}$ , diametri isə  $\sim 1 \text{ sm}$  olan yaqut kristalı çubuğundan istifadə olunur. Çubuğun ucları optik cilalanma yolu ilə yüksək dəqiqliklə bir-birinə paralel hala salınır. Çubuğun hər iki ucuna gümüş təbəqəsi çəkilərək bir ucda qeyri-şəffaf, digər ucda isə şüaların müəyyən qədər xaric oluna bilməsi üçün yarımşəffaf güzgü yaradılır. Rezonatorlu optik fəal mühitdə koherent işığın formalaşma ardıcılığı şəkil 5.15-də təsvir olunmuşdur. Buradakı nöqtələr əsas, dairələr isə həyəcanlanmış haldakı  $Cr$  ionlarını göstərir. Optik fəal mühitin başlanğıc (əsas) halındakı (şəkil 5.15, a) ionlarının əksəriyyəti həyəcanlaşdırıcı vasitənin təsiri nəticəsində həyəcanlanmış hala keçir. Bu atomların bir hissəsinin spontan keçidlərlə əsas hala qayıtması nəticəsində şüalanın fotonlar rezonator mühitindən müxtəlif istiqamətlərdə xaric olunur (şəkil 5.15, b). Məcburi keçid fotonları isə optik fəal mühit boyunca hərəkət edərək özləri yeni məcburi keçidlərlə şüalanma aktları yaradır. Optik fəal mühitin oxu boyunca yayılan bu fotonlar onun uclarındakı güzgülərdən dəfələrlə əks olunaraq daha da güclənir. Mühitin oxu boyunca yayılan fotonların intensivliyi böyük olduqda, qırmızı rəngli lazer şüası nazik dəstə şəklində (şəkil 5.15, c) yarımşəffaf güzgüdən xaric olunur. Yaqut lazerləri də kiçik (*cəmi bir neçə %*) f.i.ə. malik olurlar. Bu lazerlərdə həyəcanlaşdırıcı ksenon lampalarında elektrik enerjisinin işıq enerjisinə çevrilməsi prosesində itkilərin baş verməsi, lampaların şüalanmasının yalnız az bir hissəsinin ( $10\div 20\%$ ) fəal mühit tərəfindən udulması, fəal mühitdə şüalanmayan keçidlərin mövcud olması, spontan şüalanma keçidləri nəticəsində fəal mühitin qeyri-bircins qızması, eləcə də bəzi başqa səbəblərdən böyük enerji itkiləri baş verir.

Yaqut kristalları ilə yanaşı, çoxlu sayda digər aşqarlanmış dielektrik kristallarda da induksiyanmış şüalanma müşahidə



olunur. Bunlardan ən diqqətəlayiqləri və geniş istifadə olunanları sırasında- tərkibində  $Nd^{+3}$  ionları olan və  $\lambda = 10600 \text{ \AA}$  dalğa uzunluqlu lazer şüalanması verən şüşələri – itrium-alüminium oksidi (qranat)  $Y_3Al_5O_2(Nd^{+3})$ ; nikel neobiti  $NiNbO_3(Nd^{+3})$ ; flortərkibli kristalları  $LiHoF_4 (Nd^{+3})$ ,  $CaF_2(Dy^{+3})$  göstərmək olar. Bu lazerlər  $\lambda = 1 \div 3 \text{ mikm}$  aralığında şüalanma xəttinə malik olurlar. Lazerlərin parametrlərini yaxşılaşdırmaq üçün «işçi» ionlara sensibilizasiyaedici ionlar əlavə olunur. Əlavə olunan ionların rolu həyəcanlaşdırıcı amildən enerji udaraq onu işçi ionlara ötürməkdən ibarətdir. Kiçik ölçülü bərk cisim lazerləri, əsasən fəal ionları bilavasitə kristal qəfəsinə daxil olan materiallar (məsələn, neodim pentafosfat,  $Nd$ -in digər birləşmələri) əsasında yaradılır. Fəal atomların aşqarlanmaya nəzərən çox olması və aşqarlanmada qəfəsin deformasiyasının aradan qaldırılması ilə şüalanmayan keçidlərin sayının azalması lazerlərin f.i.ə.-nı artırmağa imkan verir.



Şəkil 5.15. Yaqut lazerinin rezanatorunda induksiyanlanmış şüalanmanın formalaşma mərhələləri.

1- yarımpəşəffaf güzgü; 2- qeyri şəffaf güzgü; 3- optik fəal mühit

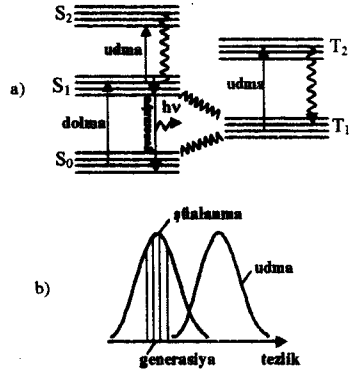
Optik fəal mühiti maye olan lazerlər *maye lazerlər* adlanır. Mayələr əsasında lazerlər iki qrupa bölünürlər- *nadir torpaq elementləri (NTE) məhlulları* və *boyaq maddələri* əsasında lazerlər.

Mayeli lazerlərin bərk cisim lazerlərindən əsas üstünlüyü, onlarda optik fəal mühitin bircinsliyi və mayenin dövrü hərəkəti vasitəsi ilə öz-özünü soyutma imkanındır. Bu baxımdan mayələr əsasında yüksək intensivliyə və gücə malik olmaqla, f.i.ə. bir neçə (2+5) faizə çatan *kəsilməz* və *impuls* rejimlərdə işləyə bilən lazerlər yaratmaq mümkündür. İlk mayeli lazer 1964-cü ildə tərkibində *NTE* olan kompleks birləşmələrin məhlullarından istifadə edilməklə yaradılmışdır. Bu lazerlərdə optik fəal mühit rolunu *NTE* ionları oynayır. Onlarda həm

mərkəzi (əsas), həm də ətraf *NTE* mövcud olur. Həyəcanlaşdırıcı işıq geniş udma spektrinə malik ətraf *NTE* tərəfindən udu-laraq dərhal mərkəzi (*Nd* və ya *Eu*) *NTE* ionuna verilir, çünki mərkəzi və ətraf *NTE*-nin elektron buludları bir-birini örtür. *Eu* və *Nd* –da olan metastabil səviyyələr generasiya rejimi almağa imkan verir. Kompleks *NTE* birləşmələri əsasında lazerlər az tətbiq olunur, çünki onların şüalanma qabiliyyəti kiçik, parçalanmaya olan meyliyi isə böyükdür.

Maye lazerlər üçün optik fəal mühit olaraq əsasən üzvi və qeyri-üzvü boyaqlardan istifadə olunur. Bunlardan ən geniş yayılmışları oksozal, oksadizal, benzolun törəmələri, kumarin, ksanten, oksazin və polimetin üzvi boyaqlarıdır. Boyaq maddələrinin molekulları mürəkkəb quruluşa malik olduğundan, kəsilmez rəqs hallarının mövcudluğu elektron səviyyələrinin izo-lə olunmuş atomlara nisbətən xeyli enlənməsinə səbəb olar.

İşığın güclənmə və generasiyası I həyəcanlaşma halının ( $S_1$ ) aşağı rəqs səviyyələri ilə əsas halın az məskunlaşmış yuxarı ( $S_0$ ) səviyyələri arasında keçidlər vasitəsi ilə baş verir (şəkil 5.16, a). Burada  $S_1 \rightarrow S_0$  şüalanma keçidləri ilə yanaşı, molekulların bəziləri həyəcanlaşmadan sonra şüalanmasız keçidlər vasitəsi ilə  $T_1$  metastabil səviyyəsinə keçir.  $T_1$  səviyyəsində molekulların yığılması generasiya olunan işığın udulması nəticəsində  $T_2$  səviyyəsinə keçməklə başa çatır. Bu udulmanın



Şəkil 5.16. Maye lazerdə optik keçidin təsnifatı

aradan qaldırılması üçün həyəcanlaşma sürəkliyi  $\tau < \tau_T$  ( $\tau_T$  -kəmiyyəti  $T_1$  - səviyyəsinin məskunlaşma müddəti olub,  $\tau_T \approx 10^6 \div 10^{-7}$  san tərtibindədir) şərtini ödəyən qısa impulslarla həyata keçirilir. Maye fəal mühitlərin optik həyəcanlaşdırıl-

masında başlıca olaraq lazerlərdən (qaz, bərk cisim) və ya qaz boşalması lampalarından istifadə edilir. Belə həyəcanlaşmalarda boyaq maddələri sürəkliyi bir neçə *nanosaniyə*, f.i.ə. *bir neçə faiz* və gücü *üzürlə  $MVt$*  olan lazer şüası buraxa bilir. Bu halda şüalanma spektri udma spektrinə nəzərən uzundalğalar oblastına doğru sürüşür (şəkil 5.16, b). Müxtəlif boyaq maddələrindən istifadə etməklə  $\lambda = 0,322 \div 1,260 \text{ mkm}$  intervalında lazer şüalanması almaq olar. Belə lazerlər *dalğa uzunluğu dəyişilə bilən lazerlər* adlanır. Kiçik həcmlərdə yüksək güclənmə alına bilməsi səbəbindən, boyaq maddələri lazerləri lazer qurğularının mikrominiatürləşdirilməsində mühüm rol oynayır. Bu baxımdan, fəal mühitin özündə yaradılan stasionar və dinamik periodik struktur rezonator rolunu oynayan əks rəbitəli boyaq maddə lazerləri xüsusi əhəmiyyət kəsb edir

### § 5.9. Yarımkəçirici lazerlər

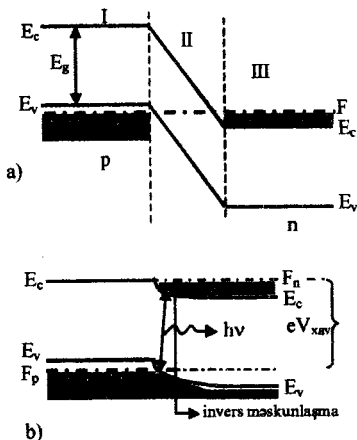
Digər lazerlərdən fərqli olaraq, *yarımkəçirici lazerlərdə* şüalanma diskret enerji səviyyələri deyil, icazəli enerji zolaqları arasında kvant keçidləri nəticəsində yaranır. Yarımkəçirici lazerlər çox böyük optik güclənmə ( $10^4 \text{ sm}^{-1}$ ) göstəricisinə malik olduqlarından, fəal elementin (yarımkəçirici materialın) ölçüləri çox kiçik ( $50 \text{ mkm-1mm}$ ) qiymətə malik olur. Yarımkəçirici lazerlər eyni zamanda çox kiçik ətalətə ( $10^9 \text{ san}$ ), böyük f.i.ə. ( $\sim 70\%$ -ə qədər) malik olmaqla, şüalanmanın geniş dalğa uzunluğu ( $0,3-30 \text{ mkm}$ ) oblastında dəyişdirilə bilməsi, həyəcanlaşma mexanizmlərinin rəngarəngliyi ilə də əlamətdardır. Yarımkəçirici lazerlərdə fəal hissəciklər sərbəst yükdaşıyıcılar, yeni keçirici zonada sərbəst elektronlar, valent zonasında isə sərbəst deşiklərdir. Sərbəst yükdaşıyıcılar işçi oblasta injeksiya, diffuziya və dreyf yolu ilə daxil edilə bilirlər. Yarımkəçirici lazerlərdə ən səmərəli və birbaşa həyəcanlaşma mexanizmi p-n keçiddən *yükdaşıyıcıların injeksiyasıdır*. Bu həyəcanlaşma növü əsasında fəaliyyət göstərən lazerlər elektrik enerjisini birbaşa işıq enerjisinə çevirdiyindən, onlar yüksək effek-

tivliyə malik olur. İnjeksiya lazerləri mövcud optik kvant generatorları içərisində ən böyük f.i.ə.-na malikdir.

Yarımkəçirici materiallar əsasında hazırlanan digər lazerlər elektrik deşilməsi (*strimer lazer*), sürətli elektronlarla bombalanma (*elektron dəstəsi ilə həyəcanlama*), işıqlandırılma (*optik həyəcanlaşma*) mexanizmləri əsasında fəaliyyət göstərə bilərlər. İlk dəfə yarımkəçirici lazerin yaradılması ideyası rus fiziki N.G.Basov tərəfindən *cırılmış p-n keçid vasitəsi ilə koherent şüalanmanın alınmasının mümkünlüyü* şəklində irəli sürülmüşdür. Koherent şüalanma təcrübi olaraq ilk dəfə *GaAs* əsasında cırılmış p-n keçidlərdə R.Holl (ABŞ) tərəfindən müşahidə olunmuşdur. *GaAs* əsasında yarımkəçirici injeksiya lazerinin yaradılmasında rus fizikləri D.N.Nasledov və S.M.Rıvkinin həmin kristalın şüalanma spektrində şüalanma xəttinin daralması və stimullaşma elementlərinin meydana gəlməsi hadisənin təcrübi əsaslandırılması mühüm rol oynamışdır. 1964-cü ildə N.G.Basov O.V.Boqdankeviçlə birlikdə ilk dəfə *CdS* kristallarının sürətli elektronlarla bombalanması vasitəsi ilə koherent şüalanma müşahidə edərək, ilk *elektron toplu lazeri* yaratmışlar. Bir qədər sonra (1965 ildə) N.G.Basov öz əməkdaşları ilə birlikdə *GaAs* kristalında optik həyəcanlaşma yolu ilə koherent şüalanma müşahidə etmişdir. Yarımkəçirici lazerlərin inkişaf xronologiyasında 1968-ci ildə rus fiziki J.İ.Alfeyorov və əməkdaşları tərəfindən ilk dəfə *GaAs-AlAs* ikiqat heteroqəçidləri əsasında lazer şüalanmasının müşahidə olunması mühüm yer tutur. Belə ki, heteroqəçidlərin tətbiqi yüksək parametrlərə malik, otaq temperaturunda, kəsilməz rejimdə fəaliyyət göstərən lazerlərin yaradılmasına imkan verdi. Soyudulma tələb etməyən bu lazerlər demək olar ki, digər lazerləri praktiki tətbiq sahələrindən sıxışdırıb çıxardı. Bu lazerlərin yaradılmasına görə J.İ. Alfeyorov 2000-ci ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşdür.

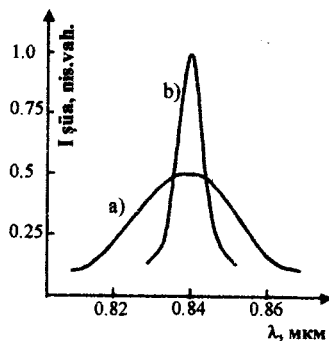
İndi lazer hazırlamaq üçün artıq 100-dən çox yarımkeçirici maddə sınaqdan çıxarılmışdır. Yarımkeçirici lazerlərin praktiki tətbiqi üçün onların hazırlanmasında istifadə olunan materiallar bəzi tələblərə cavab verməlidirlər- monokristal quruluşa, yüksək dərəcədə təmizliyə, böyük daxili kvant çıxışına, optik cəhətdən bircinsliyə malik olmalıdır. Bu çətinliklərə görə sənayedə hələlik yalnız *GaAs* və onun əsasında bərk məhlulların optik fəal mühit olduğu yarımkeçirici lazerlər istehsal olunur.

Yarımkeçirici injeksiya lazerlərinin iş prinsipinə baxaq. Bunun üçün cırlaşmış *p*- və *n*- tip yarımkeçiricilərin kontaktını götürək. Belə *p-n* keçidin tarazlıq halında enerji zona diaqramı şəkil 5.17, a-də təsvir edilmişdir. Burada I – *p*- tip, II *n*- tip cırlaşmış yarımkeçiriciləri, III - isə həcmi yüklər oblastını təsvir edir. Baxılan halda *p* və *n* oblastlar zəif cırlaşmış olmalıdır ki, düzünə istiqamətdə qoşulmada volt-amper xarakteristikasında mənfi müqavimətli hissə (*tunel diodunda olduğu kimi*) yaranmasın. Tarazlıq halında Fermi səviyyəsi *p*- və *n*- tipli yarımkeçiricilərdə uyğun olaraq valent və keçirici zonaların daxilində yerləşir. Belə *p-n* keçidə düzünə istiqamətdə nisbətən böyük xarici gərginlik ( $V_{xar.}$ ) tətbiq etməklə, invers məskunlaşma mövcud olan oblast yaratmaq mümkündür. Düzünə gərginliklərdə enerji-zona diaqramı şəkil 5.17, b-də göstərilmişdir. Şəkildəki ştrixlənmiş hissələrdə enerji səviyyələri elektronlarla doludur. Xarici gərginlik həcmi yüklər oblastına düşərək, *p-n* keçiddən qeyri-əsas yüklərin hərəkəti üçün potensial çəpərin hündürlüyünü kiçildir və yarımkeçiricinin Fermi səviyyəsi ara-



Şəkil 5.17. *p-n* homokeçidli injeksiya lazerinin enerji diaqramı  
a) başlanğıc tarazlıq halında  
b) lazer rejimində

larında enerji fərqi  $F_n - F_p = eV_{xar}$  olan elektron və deşiklər üçün kvazifermi səviyyələrinə parçalanır. Nəticədə,  $n$ -oblastdan elektronlar kollektiv şəkildə  $p$ - $n$  keçidə daxil olurlar və  $p$ -oblastın valent zonasının maksimumunda elektronların keçməsi üçün kifayət qədər boş yerlər (deşiklər) mövcud olduğundan, birbaşa elektron-deşik rekombinasiyası güclü foton şüalanması ilə nəticələnir. Bu rekombinasiya aktları  $p$ - $n$  keçid oblastında baş verir. Şüalanan fotonların enerjisi yarımkeçirici materialın qadağan olunmuş zonasının eni tertibində olur. Bununla yanaşı, elektronlar  $p$ -oblasta, deşiklər isə  $n$ -oblasta keçərək rekombinasiya edə bilər. Əgər yarımkeçiricidə aşqar səviyyələri və ya zonaları mövcuddursa, onların vasitəsi ilə də şüalanma rekombinasiyası mümkündür. Bu proseslərdən hansının üstünlük təşkil etməsi aşqarların konsentrasiyası, yükdaşıyıcıların yürüklüyü və yaşama müddəti ilə əlaqədardır.  $p$ - $n$  keçiddən axan cərəyanın kiçik qiymətlərində bütün istiqamətlərə yayılan *spontan şüalanma* aktları baş verir. Tətbiq olunmuş gərginliyin böyüməsi ilə axan cərəyanın qiymətinin artması rekombinasiya sürətini artırdığından, şüalanan fotonların sıxlığı artır. Bu şüalanan fotonlar yeni şüalanma rekombinasiya aktlarını induksiya edir. Fotonlar selində şüalanmanın

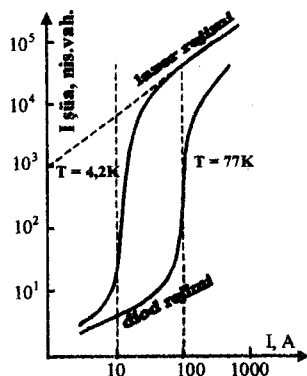


Şəkil 5.18. GaAs diodunun şüalanma spektri.

a) diod rejimində; b) ifrat şüalanma rejimində;  $T = 77$  K

spektral paylanması maksimumuna uyğun tezliyə malik fotonlar sayca üstünlük təşkil etdiklərindən, belə fotonlar spektrin kənarına uyğun gələn oblasta nisbətən daha çox rekombinasiya aktı induksiya edir. Şüalanma maksimumunda (şəkil 5.18, a) fotonların sayının daha da artması şüalanma spektrinin daralmasına səbəb olur (şəkil 5.18, b). Əgər şüalanma maksimumunun intensivliyi həcəyanlaşdırıcı amildən xətti qanundan

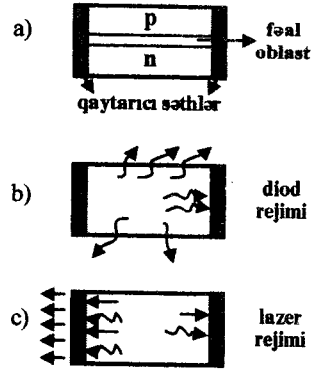
daha güclü (*super* və ya *ifrat xətti*) asılı olarsa, bu *ifrat şüalanma* adlanır. İfrat şüalanma halında da fotonlar spontan şüalanmada olduğu kimi qeyri koherent olmaqla, istənilən faza ilə müxtəlif istiqamətlərə yayılır. Lazer şüası almaq üçün, əvvəla, şüalanma koherentliyə malik olmalı, ikincisi, optik güclənmə ən azı itkilərə bərabər səviyyəyə çatmalıdır. Koherentliyə p-n keçiddə rezonator yaratmaqla nail olmaq mümkündür. Rezonator yalnız bir tezliyə malik fotonların selektiv güclənməsinə səbəb olur. İtkilərə nəzərən güclənməni böyütməyə isə p-n keçiddən axan cərəyanı artırmaqla nail olmaq mümkündür. *GaAs* diodunda şüalanma intensivliyinin axan cərəyandan asılılığı şəkil 5.19-da təsvir edilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, nisbətən kiçik cərəyanlarda şüalanmanın intensivliyinin sistemdən axan cərəyandan xətti asılı olması şüalanmanın əsasən spontan keçidlər vasitəsi ilə formalaşmasını nümayiş etdirir. Cərəyanın (*injeksiya olunan yükdaşıyıcıların*) sonrakı artması isə daxili kvant çıxışının sabit qiymətində şüalanmanın intensivliyinin xətti qanunla böyüməsinə səbəb olur. Belə rejim işıqlanan diod rejimi adlanır. Cərəyan müəyyən qiymətə çatdıqda, işıq dalğası rezonatorda zəifləmədən təkrarlanır və məcburi şüalanmanın intensivliyi kəskin artır, p-n keçid



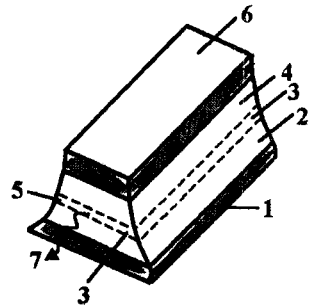
Şəkil 5.19. *GaAs* diodunda şüalanma intensivliyinin axan cərəyandan asılılığı

oblastından koherent şüalanma xaric olur. Bu qiymətə uyğun cərəyan *astana cərəyanı* adlanır. Lazer tam gücü ilə işlədikdə şüalanma intensivliyinin cərəyandan asılılığı yenidən xətti olur və bu rejim *diodun lazer rejimi* adlanır. Temperaturun artması ilə *astana cərəyanı* böyüyür. İnjeksiya lazerinin quruluşu və fəal mühitə malik optik rezonatorda koherent foton selinin formalaşması şəkil 5.20-də təsvir olunmuşdur. Fəal oblastda rekombinasiya şüalanması qaytarıcı səthlər vasitəsi ilə kristal

boyunca rezonatorun güzgüleri arasında dəfələrlə keçərək induksiyanmış şüalanma nəticəsində güclü dəstə şəklinə düşür və mühiti tərk edir. Eninə şüalanmanın qarşısını almaq üçün fəal mühitin lazer şüasının istiqamətinə paralel olan digər iki üzü oturmaqla  $90^\circ$ -dən fərqli müəyyən bucaq altında kəsilir. Yayılması p-n keçid müstəvisi üzrə olmayan fotonlar induksiyanmış şüalanma yaratmadan mühiti tərk edir. İnjeksiya lazerinin konfigurasiyası şəkil 5.21-də təsvir edilmişdir. Burada 1 – molibden altlığı həm də alt elektrod rolunu oynayır. Onun üzərində 2 və 4 ilə işarə olunan p- və n -tip *GaAs* göyərdirilir. Lazerin fəal hissəsi 3 ilə işarə olunmuşdur. Yan üzlər (5) dəqiq cilalanaraq birbirinə paralel şəkllə gətirilir. Yarıkeçirici materialının sındırma əmsalının böyük olması bu üzlərdən fotonların əksər hissəsinin əks olunmasını təmin edir. Ona görə yan üzlərə metal təbəqələrin çəkilməsinə ehtiyac qalmır. Yuxarı elektrod (6) istənilən keçirici materialdan hazırlana bilər. Lazerdən xaric olunan koherent şüa şəkildə 7 rəqəmi ilə işarə olunmuşdur. Bu tip lazerlər yalnız alçaq (maye azot və daha aşağı) temperaturalarda fəaliyyət göstərməklə, nisbətən böyük astana cərəyanına malik olurlar. Bu çatışmazlıqlar yükdaşıyıcıların injeksiyası üçün heteroqəçidlərdən istifadə olunmaqla aradan qaldı-



Şəkil 5.20. İnjeksiya lazerinin fəaliyyət mərhələləri



Şəkil 5.21. İnjeksiya lazerinin quruluşu;

1- altlığı və alt elektrod; 2,4- n- və p-oblast; 3- optik fəal oblast; 5- yan üzlər; 6- üst elektrod; 7- lazer şüası

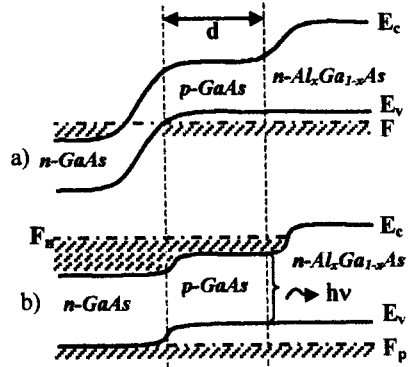


rılır.

Heterokeçidlər vasitəsi ilə fəal oblasta yükdaşıyıcıların *injeksiyası* və *yığılması* ideyası ilk dəfə 1963-cü ildə bir-birindən asılı olmadan Kramer, Alfyorov və Kazarinov tərəfindən veril-sə də, onun praktiki reallaşması yalnız 1969-cu ildə mümkün olmuşdur. Burada əsas çətinlik heterokeçid oblastında şüalan-masız rekombinasiya mərkəzlərinin yaranması ilə əlaqədardır. Sonralar heterokeçidlərin alınma texnologiyasının təkmilləşdi-rilməsi və bu məqsəd üçün yeni üsulların işlənilməsi hetero-keçidlərdə kvant effektivliyi 100%-ə çatan injeksiya almağa və bununla da çoxlu sayda müxtəlif heterolazerlərin hazırlanması-na imkan vermişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, heterokeçidlərin təkmil olması üçün ilk növbədə kontakta gətirilən materialların kristalloqrafik parametrləri uyğun olmalıdır. Bu şərtləri *GaAs-ALAs* cütü ödəyir. Belə ki, *Ga* və *Al* eyni (1,26 Å) kovalentlik radiusuna malik olduqlarından, onlardan birinin digəri ilə əvəz olunması kristal qəfəsi deformasiya etdirmir. Digər tərəfdən, yuxarıda göstərilən cüt eyni *sflerit* kristallik quruluşa və çox yaxın *qəfəs sabitinə* malikdirlər. Qəfəs sabitinin temperatur əmsalının kontakta gətirilən cütlər üçün müxtəlif olması, tək-mil heterostrukturun yalnız müəyyən fiksə olunmuş tempera-turda (*adətən yüksək temperaturlarda*) fəaliyyət göstərməsini tələb edir. Bir çox tədqiqat işlərində *GaAs-ALAs* heterokeçidi maye haldan epitaksiya üsulu ilə alınmış və n-tip keçiriciliyə malik altlıq üzərində müxtəlif aşqarlar (*adətən Zn*) daxil et-məklə cırlaşmış *p-ALAs* və ya berk məhlul şəklində  $Al_xGa_{1-x}As$  ( $x=0,2-0,4$ ) kristalları göyerdilmişdir. Heterokeçidlər əsasında lazerlər: *bir heterokeçidli, iki heterokeçidli, böyük optik rezonatorlu* olmaqla üç tipə bölünür.

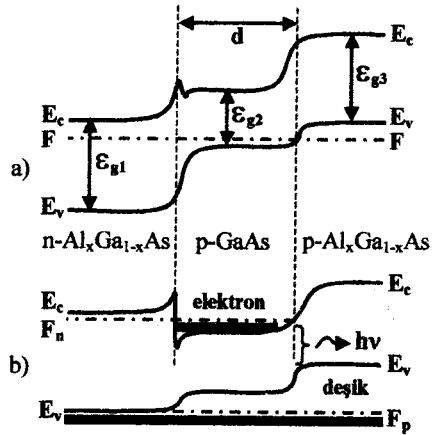
*Bir heterokeçidli lazerlər* əsasən  $GaAs-GaP_xAs_{1-x}$  və ya  $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$  heterokeçidləri əsasında hazırlanır. İlk ola-raq 1969-cu ildə Xayasi *n-GaAs-p-GaAs* diodunun p-tip keçiricilikli tərəfinə deşik keçiricikli  $p-Al_xGa_{1-x}As$  layımı çökdür-rək injeksiya lazeri hazırlamışdır. Bu lazerin tarazlıq halında və düzünə istiqamətdə gərginlik tətbiq olunduqda enerji diaqramı şəkil 5.22-də təsvir edilmişdir.  $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$  heterokeçidi-

nin enerji diaqramında valent zonasında sıçrayış baş vermir, keçirici zonada isə enerji sıçrayışı kontakta gətirlən yarıkeçiricilərin qadağan olunmuş zonalarının fərqi ( $\Delta E_c = E_g^{AlGa_{1-x}As} - E_g^{GaAs}$ ) kimi təyin olunur. Düzünə istiqamətdə gərginlik *n-p GaAs* keçidində potensial çəpərin hündürlüyünü azaldır və elektronlar *p-GaAs* tərəfə injeksiya olunur. *p-p GaAs-Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As* keçidində keçirici zonadakı enerji sıçrayışlı elektronları geri ataraq onlara fəal oblastı tərk etməyə imkan vermir. Bu halda invers məskunlaşma *p-GaAs*-də yaranır və bu komponentin eni (*d*) astana cərəyanının qiymətini müəyyənləşdirir. Həcmi yüklər oblastının eni  $d=2 \text{ mkm}$  olduqda, *astana cərəyanı minimal qiymətə malik olur* və *d*-nin kiçilməsi ilə sürətlə artır.  $d \leq 1 \text{ mkm}$  olduqda induksiyanlanmış şüalanma (generasiya), demək olar ki, mümkün olmur. Bir heteroqatlı lazerlərdə optik şüalanmanın homoqatlılara nisbətən daha güclü lokallaşması təmin edildiyindən, belə lazerlər *p-n* homoqatlı lazerlərinə nəzərən daha yaxşı xarakteristikalara malik olub, hətta otaq temperaturunda da işləyə bilər. Bir heteroqatlı lazerlərin çatışmazlıqları da mövcuddur. Belə ki, bu lazerlərdə olan homoqatlıda sındırma əmsalının az dəyişməsi passiv oblastda şüalanmanın itməsinə səbəb olur. Digər tərəfdən, böyük gərginliklərdə homoqatlıdan dəşiklərin injeksiyası fəal oblastda rekombinasiya yaradaraq yükdaşıyıcıların miqdarını azaldır. Bu çatışmazlıqları aradan qaldırmaq üçün strukturda hər iki qatlı heteroqatlı şəkildə hazırlanır və belə lazerlər *iki heteroqatlı lazerlər* adlanırlar. Kiçik qadağan olunmuş zonaya və böyük dielektrik nüfuzluğuna malik material olan optik fəal hissə hər iki tərəf-



Şəkil 5.22. GaAs- Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As bir qatlı heterolazerin enerji diaqramı a) tarazlıq halında b) lazer rejimində

dən daha böyük qadağan olunmuş zonaya malik materialla kontakta gətirilir. Belə strukturlara misal olaraq, enerji-zona diaqramı şəkil 5.23-də təsvir edilmiş  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  -  $p\text{-GaAs}$  -  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  lazerləri göstərilə bilər. Bu halda fəal hissənin hər iki tərəfindən yükdaşıyıcıların hərəkətinin məhdudlaşması gözlənilməlidir. İlk dəfə belə lazer J.İ. Alfyorov tərəfindən yaradılmışdır. Bu halda fəal mühit rolunu qalınlığı  $d$  olan dar qadağan olunmuş zolaqlı baza oblastı oynayır. Düzünə istiqamətdə qoşulmuş 1 heteroqecidindən bazaya injeksiya olunmuş yükdaşıyıcılar potensial çuxurun dibində məskunlaşır. Baza



Şəkil 5.23. İki heteroqecidli lazerin enerji diaqramı : a) tarazlıq halında; b) invers məskunlaşma halında.

və emitter oblastlarının dielektrik nüfuzluğunun (sındırma əmsallarının) fərqli olması heteroqeciddən işıq kvantlarının tam daxili qayıtmasına səbəb olur. Beləliklə, fəal mühit olan baza oblastı *hər iki tərəfdən qaytarıcıya malik işıqötürücü* rolunu oynayır ki, bu da baza oblastının enini kiçiltməklə astana cərəyanını azaltmaqla, yüksək effektivliyə və böyük *f.i.ə.*-na malik lazerlər hazırlanmasına imkan verir.

İnjesiya lazerlərinin əsas parametrləri və xarakteristikaları *astana cərəyanının sıxlığı, lazerin spektral xarakteristikası, şüalanmanın istiqamətliliyi, faydalı iş əmsalı, lazerin parlaqlıq xarakteristikasıdır.*

Astana cərəyanının sıxlığı şüalanmanın induksiyalanmış xarakterə malik olmasına uyğun gələn minimal cərəyan sıxlığına deyilir. İnjesiya lazerlərində bu parametrlər işçi mühitin temperaturundan kəskin asılı olur. *GaAs* əsasında hazırlanmış lazerlər üçün astana cərəyanının sıxlığı  $4,2 \text{ K-də } \sim 10^2 \text{ A/sm}^2$ ,  $77 \text{ K-}$

də isə  $\sim 10^4 A/sm^2$  tərtibində olur. Hətta otaq temperaturunda da işləyə bilən heterolazərlərdə bu parametrin qiyməti xeyli kiçildilə bilir.

Lazərin spektral xarakteristikası onun şüalanandırdığı koherent işığın intensivliyinin dalğa uzunluğundan asılılığını göstərir. Bu xarakteristika dar spektr xəttindən ibarət olur.  $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$  lazərlərində  $x$ -in müxtəlif qiymətlərində spektral xarakteristikasının maksimumu  $638-860 nm$  intervalında fikse olunmuş dalğa uzunluğuna uyğun gəlir. Şüalanan koherent fotonların enerjisinin yarımkəçirici lazərin hazırlandığı materialın qadağan olunmuş zonasının enindən fərqli olmasının bir sıra səbəbləri mövcuddur. Şüalanan fotonların enerjisi hətta eyni bir materialdan hazırlanmış lazərlərdə də eyni qiymətə malik olmayıb, onların aşqarlanma dərəcəsi, hazırlanma texnologiyasından və fəal mühitli rezonatorun keyfiyyət əmsalından asılı olur. Astana cərəyanı rezonatorun keyfiyyət əmsalından asılı olduğundan, sonuncunun artması, adətən şüalanma xəttinin qısa dalğalara doğru sürüşməsi ilə nəticələnir.

Şüalanmanın istiqamətliliyi lazərin şüasının intensivliyinin fəzada paylanması xarakterizə etməklə, adətən şüalanmanın dağılma bucağı ilə təyin olunur. Yarımkəçirici lazərlər kifayət qədər kiçik dağılma bucağına malik olsalar da, bu parametrin qiymətinə görə qaz və bərk cisim lazərlərindən xeyli geri qalırlar. Bunun səbəbi yarımkəçiricilərdə məcburi şüalanmanın baş verdiyi fəal elementin qaz və bərk cisim lazərlərinə nisbətən çox kiçik həndəsi ölçülərə malik olmasıdır.  $p-n$  keçidin səthindən şüalanmanın istiqamətliliyi spektral xətlərin eni üçün  $Q_{auss}$  yaxınlaşmasında

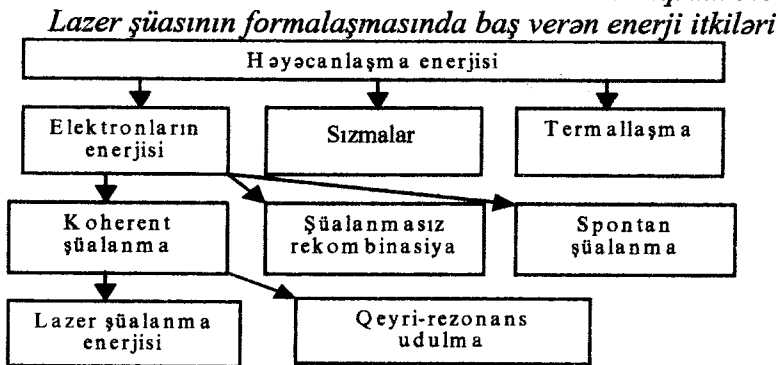
$$\Delta\phi = 2\arctg\sqrt{(2/k\varpi_{0y})^2 + (\varpi_{0y}/R_{0y})^2} \quad (5.13)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $\varpi_{0y}$ -rezonator güzgülərində şüalanma xəttinin eni,  $R_{0y}$ -güzlərdə dalğa cəbhəsinin əyrilik radiusu,  $k$ -xarici mühitdə dalğa ədədidir. İşıqlanan müstəvi diodlarda şüalanmanın uducu yan oblastlardan qismən difraksiyaya uğraması, xaric olunan işığın dalğa cəbhəsinin əyilmə-

sine səbəb olur. Bu səbəbdən yarımkeçirici injeksiya lazerlərində şüalanmanın dağılma bucağı nəzərəcarpacaq dərəcədə artır.

Lazerin faydalı iş əmsalı -həyəcanlaşdırma enerjisinin hansı hissəsinin koherent işıq fotonları şəklində şüalanmasını xarakterizə edir. Lazer şüasının formalaşmasında baş verən mümkün enerji itkiləri 5.1 diaqramında təsvir edilmişdir. F.i.ə.-nın əsas hissəsini lazer şüası dəstəsindəki fotonların sayının mühitdə generasiya olunan fotonlara olan nisbəti təyin edir. Mühitdə udulma və səpilmələr minimuma endirilərsə, bu parametrvahidə yaxın ola bilər.

*Diaqram 5.1*



Adi işıq saçan cihazlarda xarici kvant effektivliyi adlanan bu parametrvahidə əsasən udulma və səpilmənin intensivliyindən, rezonatorun ölçülərindən və güzgülərin qaytarma əmsalından asılıdır. Enerji baxımından digər itki şüalanmayan və spontan şüalanma verən keçidlər vasitəsi ilə həyəcanlaşmış elektron-deşik cütünün məhv olmasıdır. Fəal mühitin təmizlik dərəcəsini artırmaqla şüalanmayan keçidləri minimuma endirmək olsa da, spontan keçidlər hökmən baş verir və onların minimal intensivliyi ən yaxşı halda astana cərəyanına uyğun cərəyan sıxlığında baş verən spontan şüalanmanın inteqral intensivliyinə bərabər olur. Bu deyilənlərlə yanaşı, real lazer qurğularında fəal mühitin qeyri-bircinsliyindən baş verən şüalanma aktları məhəlli xarakter daşıyıb, koherent şüalanmaya qoşula

bilmir və nəticədə həyəcanlaşma enerjisinin bir qismi spontan şüalanmalara sərf olunur. Yarımqeçirici lazerlər arasında daha böyük f.i.ə. *GaAs* əsasında yaradılan iki heteroqəçidli lazerlərdə əldə olunur (70%). Faydalı iş əmsalının belə böyük qiyməti yalnız hər bir injeksiya olunmuş elektronun deşiklə rekombinasiyasının foton şüalanması ilə nəticələndiyi halda mümkündür. Faydalı iş əmsalının qiymətinə görə injeksiya lazerləri bütün digər lazerlərlə müqayisədə rekord göstəriciyə malikdir.

Lazerin parlaqlıq xarakteristikası - sistemin lazer iş rejimində şüalanma intensivliyinin sistemdən axan cərəyandan asılılığını göstərir. Əksər injeksiya lazerlərində parlaqlıq xarakteristikası xəttidir. Bu onu göstərir ki, yarımqeçirici injeksiya lazerlərinin çıxış gücü astana cərəyanından böyük qiymətlərdə cərəyandan asılı olaraq xətti qanunla artmalıdır. Bu halda lazerin çıxış gücü

$$P = \eta_d \cdot UI_t(Y - 1) \quad (5.14)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $I_t$  - astana cərəyanı,  $Y = \frac{I}{I_t}$

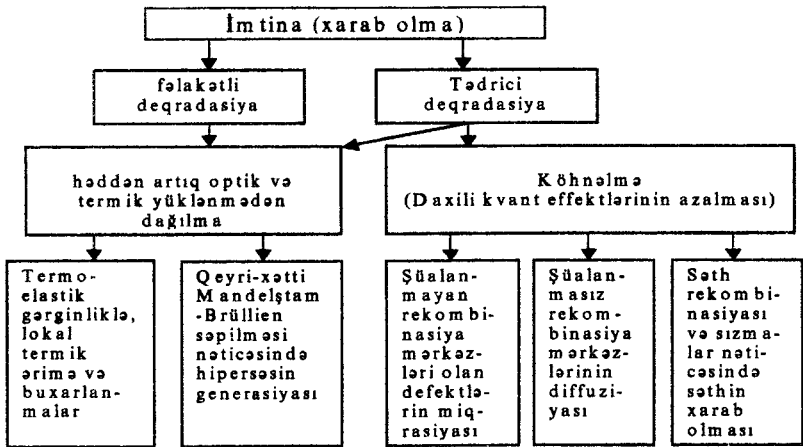
astana generasiyasını aşmaq əmsalı,  $U$  - işçi gərginlik,  $\eta_d$  - isə lazerin differensial effektivliyidir. Lakin (5.14) ifadəsi stasionar generasiya halında cərəyanın astana cərəyanından cüzi artıq olduğu hal üçün ödənilir. Qeyri-stasionar rejimdə (5.14) ifadəsi yalnız orta gücü müəyyən edir, ani güc isə dəfələrlə böyük ola bilər. Yarımqeçirici lazerlərin gücünü məhdudlaşdıran bir sıra amillər vardır. Bunlardan ən başlıcaları mühitin qeyri-bircinsliyinin təsiri, işçi fəal maddənin şüalanma zamanı qızması, kristalın özünü optik dağıtma hadisəsi və qeyri-xətti hadisələrin təsiridir.

Əksər yarımqeçirici cihazlardan fərqli olaraq yarımqeçirici lazerlərin işləmə rejimi yüksək həyəcanlaşma dərəcəsi ( $10^6 + 10^8 \text{ Vt/sm}^2$ ) və fotonlar selinin güclü seli ( $\sim 10^7 \text{ Vt/sm}^2$ ) ilə müşayiət olunduğundan, bu halda işçi mühitin qızması və bir sıra digər fiziki proseslərin baş verməsi lazerlərin *degradasiyasına* (korlanmasına) səbəb olur. İdeal halda yarımqeçirici

lazerin fəaliyyət mexanizminə bir sıra xarici amillər təsir etməzsə, onun  $10^5$  saat ərzində stabil işləməsini gözləmək olar. Lazerlərdə istifadə olunan materialların kimyəvi dözümlülüyü kristalın səthlərinin uzun müddətli keyfiyyətinə zəmanət verir. İşləmə temperaturu nisbətən aşağı ( $T < 300K$ ) olduqda aşqar atomlarının diffuziyası nəticəsində optik fəal oblastda həndəsi dəyişiklikləri nəzərə almamaq mümkündür. Bununla belə injeksiya lazerlərinin deqradasiya problemi otaq temperaturunda kəsilməz rejimdə işləyən lazerlərin yaradılmasında ciddi çətinliklərə gətirir. Deqradasiyalar «fəlakətli» və «tədrici» olmaqla iki növə ayrılır. Bu deqradasiyalara səbəb olan fiziki hadisələr sxematik olaraq 5.2 diaqramında təsvir olunmuşdur. Bu amillərə ətraf mühitin nəmişliyini, yüksək enerjili hissəciklərin təsirini də əlavə etmək lazımdır.

Diaqram 5.2

Lazerlərin deqradasiyasının təsnifatı



Lazerlərin müxtəlif qurğularda dayanıqlı işləməsini təmin etmək üçün eyni seriyadan olan cihazların çıxış gücünün və *f.i.ə.* 2 dəfə azalmasına uyğun gələn zaman müddətini xüsusi qeyd etmək lazımdır. Bu kəmiyyət lazerin *etibarlılıq əmsali* adlanır və

$$R(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{1,24\tau_0^2}\right) \quad (5.15)$$

şeklinde təyin olunur. Burada  $\tau_0$ -orta istismar müddəti,  $R(t)$  - isə  $t$  zamanına uyğun dayanıqlı işləyən cihazların sayıdır. Fəlakətli deqradasiyaların qarşısı müxtəlif üsullarla alınmışsa da, təcridi deqradasiya injeksiya lazerləri üçün ciddi problemlər-dəndir.

Yarımkəçirici lazerlərin başlıca istifadə sahələri cədvəl 5.3-də göstərilmişdir.

*Cədvəl 5.3*  
*Yarımkəçirici lazerlərin istifadə sahələri*

№	Totbiq sahəsi	İstifadə istiqaməti	Cihazın növü
1	İnformasiya-nın ötürülməsi	Operativ optik rabitə. Stasionar çoxkanallı optik rabitə. Məlumatların məsafəyə ötürülməsi, Elektron sxemlərinin məsafədən idarə edilməsi	Optik portativ telefon, Çoxkanallı telefon, Rabitə xətləri, Yüksək gərginlikli xətlər üçün ölçü cihazları, Optronlar.
2	Hesablama texnikası	İnformasiyanın optik üsulla işlənilməsi Optik yaddaş elementləri İnformasiyanın nümayişi.	Məntiqi lazer elementləri optronlar, matris şüalandırıcıları. Ünvan boruları, İnformasiyanın holoqrafik qeydi və oxunması. İndikatorlar, matris şüalandırıcıları. Skayner lazerləri, lazer proyeksiya aparatı.
3	Avtomatlaşdırma və optik lokasiya	Optik lokasiya Uzaqlıq ölçmə Xüsusi avtomatlaşdırma vasitələri	İşıq lokatorları, Süretili hərəkət edən nəqliyyatda obyektlerin aşkar edilməsi Geodeziya məsafəölçənləri Nəqliyyatda hündürlük və məsafə göstəriciləri Telekameranı avtomatik quran, optik «göstərici», optik saygac.
4	İşıqlanma və televiziya	Stereoskopik işıqlanma Lazerlərin həyəcanlaşdırılması Proyeksiyalı rəngli televiziya	Lazer alışqanları, Stereoskopik müşahidə cihazları, Lazer elementləri, Lazer televiziya boruları.
5	Ölçü texnikası və spektroskopiyası	Spektroskopik təhlil Ətraf mühitə nəzarət Fotocihazların sınağı	Lazer spektroskopları Tezliyi dəyişən lazerlər Ziyanlı qarışıqları təyin edən qeydedici Etalon şüa mənbələri Lazerlərin immitatoru



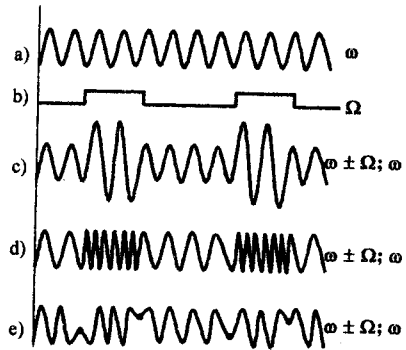
## VI FƏSİL

### İNFÖRMASİYANIN OPTİK İŞLƏNİLMƏSİ

İnförmasiyanın formalaşması və optik işlənməsi modulyator, deflektor, transparant və başqa vasitələrlə həyata keçirilir. Bu vasitələrin iş prinsipi radiotexnikadan məlum olan *modulyasiya* hadisəsinə əsaslanır.

#### § 6.1. Dalğaların modulyasiyası

Fiziki prosesi xarakterizə edən hər hansı bir parametrin zamandan asılı olaraq müəyyən qanunauy-ğunluqla dəyişməsi *modulyasiya* adlanır. Modulyasiyaya misal olaraq harmonik rəqsin və ya dalğanın parametrlərindən istənilən birinin – amplitudunun, tezliyinin və ya fazasının zamandan asılı olaraq dövrü dəyişməsinə göstərmək olar. Modulyasiya növünün adı hansı parametrin zamandan asılı dəyişməsinə uyğun təyin edilir. Şəkil 6.1-də aparıcı və ya əsas signal (a), modullaşdırıcı signal (b) və müxtəlif modulyasiya növləri (c, d, e) təsvir edilmişdir.



Şəkil 6.1. Sinisoidal signalın müxtəlif növ modulyasiyaları

a- aparıcı tezlikli sinisoidal signal; b- modullaşdırıcı signal; c- amplitud modulyasiyalı signal; d- tezlik modulyasiyalı signal; e- faza modulyasiyalı signal

Ən sadə hal olan *amplitud modulyasiyasında* (c)  $A_0$  amplitudlu sinusoidal signalın dəyişməsi

$$X = A_0 (1 + m \sin \Omega t) \cdot \sin(\omega t + \varphi) \quad (6.1)$$

şəklində ifadə oluna bilər. Burada  $\omega$  və  $A_0$  -uyğun olaraq *apa-*

ricı siqnalın tezliyi və amplitudu,  $\Omega$  - modulyasiya tezliyi,

$$m = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max} + A_{\min}} \leq 1 \quad (6.2)$$

isə modulyasiya dərinliyi (və ya dərəcəsi) adlanır. Burada  $A_{\max}$  və  $A_{\min}$  -modullaşmış dalğada amplitudun ən böyük və ən kiçik qiymətləridir. Modulyasiya tezliyi  $\Omega$  -yekun siqnalın amplitudunun dəyişmə tezliyini nümayiş etdirir və  $\Omega < \omega$  şərtinə tabe olur.

Amplitudu modullaşmış sinusoidal siqnal artıq sinusoidal olmayıb,  $\omega$ ,  $\omega + \Omega$  və  $\omega - \Omega$  kimi üç müxtəlif tezliyə malik sinusoidal siqnalların cəmi şəklində təsvir oluna bilər. Burada  $\omega$  aparıcı tezlik,  $\omega + \Omega$  və  $\omega - \Omega$  isə *satellit* və ya *yan tezliklər* adlanır. Əgər aparıcı siqnal daha mürəkkəb formalı sinusoidal rəqslərdən təşkil olunarsa, onda iki yan tezlik əvəzinə iki *yan tezliklər zolağı* yaranır və bu zolaqların daxilindəki tezliklər öz növbəsində aparıcı siqnalların tərkibində uyğun tezliklərdən asılı olur. Müxtəlif radiostansiyalardan verilən siqnalların bir-birinə qarışmaması üçün, onların aparıcı tezlikləri bir-birindən yan tezlik zolaqlarının cəmi qədər fərqlənməlidir.

*Tezlik modulyasiyası* halında (şəkil 6.1,d) sinusoidal siqnalın rəqs tezliyi zamandan asılı olaraq

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \cdot \cos \Omega t \quad (6.3)$$

qanunu ilə dəyişir. Burada  $\Delta\omega$  - *kənarçıxma (deviasiya)* tezliyi adlanır. Tezlik modulyasiyasında siqnalın modulyasiya

keyfiyyəti  $\beta = \frac{\Delta\omega}{\Omega}$  şəklində təyin olunan *tezlik indeksi* ilə

müəyyənləşdirilir. Əgər  $\Delta\omega \ll \Omega$  şərti ödənirsə, tezlik indeksi vahiddən çox kiçik olur və yalnız bu halda tezlik modulyasiyalı siqnal

$$X = A_0 (\sin \omega t + \beta \sin \Omega t \cos \omega t) \quad (6.4)$$

şeklinde ifadə olunur və amplitud modulyasiyalı siqnal kimi, o da bir *aparıcı* və iki *yan tezliyə* malik olur ( $\omega - \Omega$ ,  $\omega$  və  $\omega + \Omega$ ).  $\beta$ -nın böyük qiymətində  $\omega \pm \Omega$  tezliyi ilə yanaşı,  $\omega \pm 2\Omega$ ,  $\omega \pm 3\Omega$  və s. kimi *əlavə yan tezliklər* də meydana çıxır və nəticədə ümumi tezlik zolağının eni amplitud modulyasiyasına nəzərən xeyli genişlərenək təxminən  $2\Delta\omega + 2\Omega$  qiymətini alır. Amplitud modulyasiyasına nəzərən tezlik modulyasiyasının əsas üstünlüyü onun kənar əngəllərə qarşı dayanıqlı olmasıdır.  $\beta > 1$  olduqda bu xüsusiyyət həlledici rol oynayır, çünki bu halda tezlik modulyasiyalı siqnalın tezlik zolağının eni  $2\Omega$ -dan xeyli böyük olur. Belə siqnallar yalnız ultraqısa dalğalar diopozonunda işləyən radiostansiyalar üçün mümkündür, çünki bu halda müxtəlif radiostansiyaların tezlik diopozonu, uzun və orta dalğalara nisbətən 15-20 dəfə böyük olur. Tezlik modulyasiyalı siqnallar həm də televerilişlərdə səs siqnallarının ötürülməsi üçün istifadə olunur. Tezlik modulyasiyası verici generatorun tezliyinin dəyişməsi hesabına alınabilir.

*Faza modulyasiyası* halında siqnalın fazası müəyyən  $\Omega$  tezliyi ilə dəyişməyə məruz qalır (şəkil 6.1,e). Faza modulyasiyalı rəqsin tənliyi

$$X = A_0 \cdot \sin(\omega t + \Delta\varphi \sin \Omega t) \quad (6.5)$$

kimi yazıla bilər. Burada  $\Delta\varphi$  – fazanın dəyişmə göstəricisi olmaqla, tezlik modulyasiyası halındakı  $\beta$ -kəmiyyəti ilə eynilik təşkil edir. Ona görə də faza modulyasiyasından yalnız o hallarda söhbət gedə bilər ki, modulyasiya tezliyi dəyişdikdə  $\Delta\varphi$  sabit qalsın. Əgər  $\Delta\omega = \beta\Omega$  sabit qalarsa, bu artıq tezlik modulyasiyası olacaqdır.

Texnikada göstərilən modulyasiya növləri ilə yanaşı, *impuls modulyasiyasından* da geniş istifadə olunur. Bu halda modullaşdırılmış siqnal impulsar ardıcılığından ibarət olur. Hər impulsun daxilində aparıcı tezlik mövcud olur. İmpuls modulyasiyasının əsas parametrləri onun təkrarlanma tezliyi, sürəkliyi və impulsun formasıdır. İmpulsların sürəkliyi mo-

dulyasiya olunan siqnalın təbiətindən (ışığı, radiosiqnal, akustik) və konkret tətbiq sahəsindən asılı olaraq  $10^1 \div 10^{12}$  san tərtibində ola bilər. İmpuls modulyasiyasından əsasən *radiolokasiyada*, *optik lokasiyada*, *hidrolokasiyada* və s. istifadə olunur.

## § 6.2. Optik modulyasiya

Müasir texnika və elektronika böyük həcmli informasiyaların tutuşdurulması, təhlili və ümumiləşdirilməsi üzərində qurulur. Bu sahədə uğurlar istifadə olunan üsul və vasitələrin xüsusiyyətlərinin müntəzəm olaraq təkmilləşdirilməsi ilə həyata keçirilə bilər. Müasir elektronikanın ən böyük nailiyyəti integral sxemlər əsasında EHM qurulmasıdır. Daha mürəkkəb məsələlərin həlli və icra olunan əməliyyatların sayının artırılması üçün müxtəlif optik üsulların cəlb edilməsi zərurəti qaçılmazdır. Optik hadisələrdə aparıcı tezliyin böyük olması informasiya tutumunun artmasını, dalğa uzunluğunun kiçik olması isə fəza modulyasiyası vasitəsi ilə külli miqdarda ( $10^6$  kanal üzrə) informasiyanı eyni zamanda işləməyi və qorumağı təmin edir. İnformasiyanın optik üsulla işlənməsi bir sıra prinsipce yeni cihazların –birkanallı və ikikoordinatlı cəld optik modulyatorların, optik şüa meylət-diricilərinin, böyük informasiya tutumuna malik çevik yaddaş elementlərinin, çoxelementli fotoqəbuledicilərin üzərində qurulur.

Optik üsullar informasiyanın həm rəqəmlə, həm də analoqla qeyd etməyə və işləməyə imkan verir. Birinci halda informasiya çevrici vasitələrlə qeyd edildiyindən, uyğun quruluşlar *astana* xassəsinə malik olmalı, ikinci halda isə optik xarakteristikalar xətti olmalıdır. İkinci üsul daha böyük informasiya tutumuna malik olur və belə xarakteristikalı qurğu və cihazlarının informasiyalarını sonda xüsusi impuls – kod modulyatorları və deflektorları vasitəsi ilə rəqəmlərə çevirmək mümkündür. Rəqəmli üsul böyük dəqiqliyi, xarici əngəllərə

dayanıqlığı, siqnalın qeyd edilməsi və çevrilməsinin rahatlığı ilə seçilir.

*Optik modulyasiya* işıq siqnalının hər hansı parametr və ya xarakteristikasının (*amplitudunun, tezliyinin, fazasının və ya polarizasiyasının*) zamandan asılı olaraq müəyyən qanunauyğunluqla dəyişməsinə deyilir. Sadalanan parametrlərdən hansının zamandan asılı olaraq dəyişməsinə uyğun olaraq proses amplitud modulyasiyası, faza modulyasiyası və s. adlanır. Şüaqəbuledicilərinin (*fotodiod, fotomüqavimat, fototristor və s.*) əksəriyyəti işığın intensivliyinin dəyişməsinə həssas olduğundan, praktikada başqa növ modulyasiyalar da son mərhələdə amplitud modulyasiyasına gətirilir. Yalnız polarizasiya modulyatorlarının - polyarimetrik detektorların- tətbiqi və işığın polarizasiyasına həssas elementlərin hazırlanması ötürülən və qəbul edilən informasiya həcminin xeyli artmasını təmin edə bilər.

Optik modulyasiya həm təbii, həm də süni ola bilər. Xarici amillərdən asılı olmayaraq atom və molekulların buraxdığı işığın amplitudu fluktuasiya etdiyindən və bir birinə yaxın bir neçə tezliklə müşaiyət olduğundan, belə şüalanma amplitud-tezlik modulyasiyasına malik olur. Buna nümunə olaraq işığın kombinasiyalı səpilməsində (*Raman effekti*) əsas ( $\omega$ ), stoks ( $\omega-\Omega$ ) və antistoks ( $\omega+\Omega$ ) xətlərinə uyğun tezliklərin müşahidə olunmasını, işıq mühitin elastik dalğalarından səpildikdə tezliyin dəyişməsi (*Brüllyen-Mandelştam səpilməsi*) hadisələrini göstərmək olar.

İşığın xarici amillərin təsiri ilə *süni* modulyasiyası *daxili və xarici* olmaqla iki növə ayrılır. Generasiya prosesində işıq mənbəyin daxilində modulyasiya olunursa, *daxili modulyasiya* adlanır. Məsələn, dəyişən cərəyanla həyəcanlaşdırdıqda işıqlanan diodun şüalanması *daxili modulyasiya* olunmuş işıqdır.

Əgər şüalanmanın parametrlərinin modulyasiyası işıq mənbədən xaric olduğdan sonra müəyyən cihaz və ya qurğular vasitəsi ilə həyata keçirilirsə, bu *xarici modulyasiya* adlanır. Xarici modulyasiyanı həyata keçirən vasitələr *optik modulyatorlar* adlanır. Modulyatorların əsas xarakteristikalarının

xətti olması, eləcə də tezlik buraxma diopozonunun, şəffaflyq oblastının və optik itkilərin geniş intervalda idarə oluna bilməsi uyğun cihazların tətbiq dairəsinin hüdudlarını təyin edir.

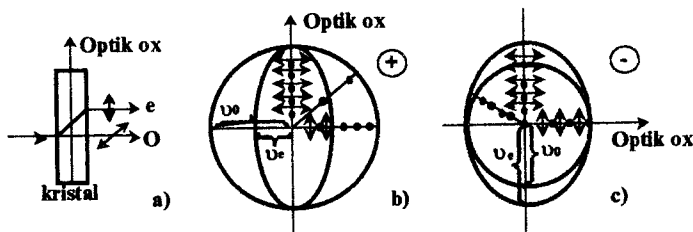
Optik modulyasiya həm mexaniki (ışığın qarşısını müəyyən tezliklə fırlanan diafraqma ilə dövrü olaraq kəsməklə), həm də optik (elektro-, maqnit-, akusto-optik effektlər vasitəsi ilə) üsullarla həyata keçirilə bilər. Mexaniki modulyatorların bir sıra parametrləri, eləcə də çevikliyi ( $\sim 10^3$  san) kifayət qədər yüksək olmadığından, onlar yüksək sıxlığa malik informasiyaları işləməyə qadir deyilərlər. Optoelektronikada başlıca olaraq optik effektlər əsasında işləyən modulyatorlardan istifadə olunur.

İşıq şəffaf mühitlərdə yayıldıqda onun parametrlərini dəyişdirə bilən fiziki hadisələrdən istifadə etməklə yüksək həssaslığa və çevikliyə ( $\sim 10^{13}$  san) malik modulyatorlar hazırlamaq mümkündür. Bu məqsəd üçün ışığın udulmasının xarici amillərdən (temperatur, təzyiq, elektrik və maqnit sahələri və s.) asılılığı, eləcə də müəyyən növ kristallara xas olan və ya xarici amillərin təsiri ilə yaradılan *ışığın qoşa şüasınınması* hadisəsindən istifadə oluna bilər.

### § 6.3. Işıq qoşa şüasınınması

İşıq anizotrop, yəni kubik quruluşa malik olmayan mühitlərdən keçərkən ışığın *qoşa şüasınınması* adlanan hadisə müşahidə olunur. Belə ki, şüa kristal daxilində müxtəlif istiqamətlər üzrə müxtəlif sürətlə yayılan iki şüaya ayrılır (şəkil 6.2). Mühitdən xaric olunduqdan sonra bu şüaları bir-birindən ayırmaq və hər birini ayrılıqda tədqiq etmək mümkündür. Qoşa şüasınınma hadisəsi müşahidə olunan kristallar *biroxlı və ikioxlı* olmaqla, iki sinfə ayrılır. Biroxlı kristallarda seçilmiş istiqamət mövcud olur ki, ona da *optik ox* deyirlər. Optik oxa perpendikulyar müstəvidə mühitin fiziki xassələri izotrop olur. İşıq biroxlı kristallardan keçdikdə qoşa şüasınınma nəticəsində yaranan şüalardan biri (o) həndəsi optikanın bütün qanunlarına tabe

olur. Bu şüa üçün sındırma əmsalı  $n_0 = const$  və kristal daxilində bütün istiqamətlər üzrə onun yayılma sürəti eynidir, klassik qayıtma və sınma qanunları ödənilir və buna görə də *adi şüa* adlanır. Adi şüanın elektrik vektorunun rəqsləri optik oxa perpendikulyar müstəvi üzrə baş verir, adi şüa optik ox müstəvisində polyarlaşmışdır.



Şəkil 6.2. İkili sınma (a), müsbət (b) və mənfi (c) kristallarda adi və qeyri-adi şüaların dalğa səthi

İkinci şüa öz fiziki xassələrinə görə adi şüadan fərqlənir. Bu şüanın müxtəlif kristalloqrafik istiqamətlərdə yayılma sürəti sabit olmayıb, müntəzəm dəyişir. Belə şüa üçün sındırma əmsalının qiyməti istiqamətdən asılı olaraq dəyişir və yalnız optik ox üzrə  $n_0$  ilə üst-üstə düşür. Bu şüa həndəsi optika qanunlarına tabe olmur, səthə perpendikulyar istiqamətdə düşdükdə belə, sınma bucağı *sıfırdan* fərqlənir, sınan şüa düşən şüa ilə bir müstəvidə olmaya da bilər. Ona görə də bu şüa *qeyri-adi şüa* ( $e$ ) adlanır və onun sındırma əmsalı  $n_e$  ilə işarə olunur. Qeyri-adi şüa da müstəvi polyarlaşmış işıqdır, lakin onun polyarlaşma müstəvisi optik oxa perpendikulyardır.

$n_e$  – ədədi qiymətcə  $n_0$  -dan həm böyük, həm də kiçik ola bilər.  $\Delta n = n_e - n_0$  fərqlinin işarəsindən asılı olaraq optik anizotrop mühitlər *müsbət və mənfi kristallara* bölünürlər. Hər iki şüa kristaldan çıxdıqdan sonra yalnız polyarlaşma müstəviləri ilə fərqlənirlər, yəni adi və qeyri-adilik yalnız kristal daxilində mənə kəsb edir.

İşığın qoşa şüasınınma hadisəsi mühitin dielektrik nüfuzluğunun anizotropluğu ilə izah olunur. Biroxlu kristallarda dielektrik nüfuzluğu  $\varepsilon_{\parallel}$  və  $\varepsilon_{\perp}$  kimi kənar qiymətlərə malik olmaqla üçölçülü tenzor, işığın mühitdə yayılma sürəti isə

$$g = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$$

optik oxa perpendikulyar olduğundan,  $g_c = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}}$  ifadəsi ilə

təyin olunan sabit qiymətə malikdir. Qeyri-adi şüa baş müstəvidə polyarlaşdığından onun elektrik vektorunun rəqsləri həm optik oxa paralel, həm də perpendikulyar ola bilir ki, bu da

$$\text{qeyri adi şüanın yayılma sürətinin } g_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}} \text{ -dən } g_e = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}}}$$

yə qədər intervalda istənilən qiymətə malik olmağa imkan verir.

Kristal daxilində işıq yayıldıqda adi şüaların dalğa səthləri *sferaya*, qeyri-adi şüalarınkı isə *ellipsoidə* uyğun gəlir (şəkil 6.2). Şəkil 6.2-də nöqtələr adi şüanın elektrik rəqslərinin istiqamətinin həmişə optik oxa perpendikulyar olmasını nümayiş etdirir. Qeyri-adi şüanın elektrik vektorunun rəqsləri isə şəkil-də oxlarla göstərilib və o, ellipsoidin daxilində yerləşərək həm optik oxa paralel, həm də perpendikulyar ola bilir. Optik ox istiqamətində  $g_e = g_0$  olduğundan qoşa şüasınınma baş vermir və ellipsoid sfera ilə birləşir. Ellipsoid sferanın daxilində yerləşirsə (şəkil 6.2,b) mühit müsbət ( $g_e \leq g_0, n_e \geq n_0$ ), xaricində yerləşirsə (şəkil 6.2,c) mənfi kristal adlanır. Biroxlu kristallara misal olaraq həm turmalin, islandiya şpatı, kvars kimi təbii, həm də heksoqonal və xalkopirit quruluşlu yarımkeçirici maddələri göstərmək olar.

Mühitin kristal qəfəsi optik oxa perpendikulyar istiqamətdəki müstəvi üzrə anizotrop olarsa, o *üçoxlu* kristal adlanır və belə kristalda qoşa şüasınınmada yaranan hər iki şüa qeyri adilik xassəsinə malik olur. Adi və qeyri-adi şüalara ayırmaq

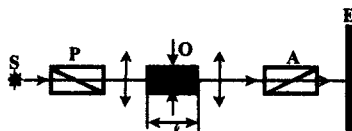


xassəsi yalnız biroxlu kristallara xasdır. İki oxlu kristallara misal olaraq slüda, gips və bütün kubik quruluşa malik olmayan yarımkeçiriciləri göstərmək olar.

#### § 6.4. Süni qoşa şüasinma

Optik mühitlərin əksəriyyətində izotropluq anizotrop quruluşlu molekul və ya molekul qruplarının xaotik paylanması hesabına yaranır. Belə mühitlərdə hər hansı xarici təsirlə xaotik paylanma aradan qaldırılarsa, molekul və molekul qruplarının üstün istiqamət üzrə düzülməsi nəticəsində mühit anizotropluq qazanar. İzotrop molekulların xarici təsir vasitəsi ilə anizotropluq qazanması halı da mümkündür. Belə xarici təsirlərə misal olaraq müxtəlif üsullarla yaradılan mexaniki deformasiyanı, elektrik və maqnit sahələrini göstərmək olar.

Mexaniki gərginlik hesabına yaradılan anizotropluğa *fotoelastiklik* deyilir. İlk dəfə Zeebek 1913-cü ildə izotrop kristalın müəyyən istiqamətdə mexaniki deformasiyaya məruz qaldıqda, optik oxu mexaniki gərginliyin istiqaməti ilə üst-üstə düşən biroxlu kristala çevril-diyini sübut etmişdir. Süni anizotropluğu müşahidə etmək üçün tətbiq olunan təcrübə qurğunun prinsipial sxemi şəkil 6.3-də göstərilmişdir. Burada S



Şəkil 6.3. Süni ikiqat sınımanı müşahidə etmək üçün qurğu

– mənbəyindən çıxan işıq P-polyarizatoru vasitəsi ilə xətti polarlaşmış işığa çevrilir. Əgər burada A – analizatorunun oxu P ilə çarpaz qoyularsa, onda E – ekranında qaranlıq alınar. İzotrop O obyektindən keçən işıqda qoşa şüasinma hadisəsi baş vermədiyindən, işığın polarlaşmasında dəyişiklik baş vermir. Lakin O obyektini hər hansı vasitə ilə P və A-nın oxları ilə  $45^\circ$  bucaq altında deformasiya olunarsa, qoşa şüasinmanın yaranması nəticəsində işıq qismən A analizatorundan keçər. Adi və qeyri adi şüalar qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilərdə polarlaşdığından, qoşa şüasinma

nəticəsində yaranan şüalardan biri analizatordan keçər və E ekranında işıqlanma alınır. Təc-rübələr göstərir ki, deforma-siyada yaranan qoşa şüasınma göstəricisi  $\Delta n = n_0 - n_e$  obyekt-də yaradılan  $\sigma$  mexaniki gərginliyinin qiyməti ilə düz mütəna-sibdir:

$$\Delta n = n_0 - n_e = k \cdot \sigma, \quad (6.6)$$

burada  $k$ - maddəni xarakterizə edən əmsaldır. O obyektinin işığın yayılma istiqamətindəki qalınlığı  $l$  olarsa, ondan keçən adi və qeyri-adi şüalar arasında yaranan yollar fərqi

$$\delta = l(n_0 - n_e) = k\sigma \cdot l, \quad (6.7)$$

fazalar fərqi isə

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot kl\sigma \quad (6.8)$$

kimi təyin olunur.

Fazalar fərqi dalğa uzunluğundan asılı olduğundan, ağ işıqla aparılan təc-rübələrdə E ekranında əlvan rənglər alınır. Bu rənglərə görə mexaniki gərginliyin O obyektinə üzrə paylanması haqda fikir yürütmək mümkündür. Qeyd etmək lazımdır ki, mexaniki gərginliyi müxtəlif üsullarla yaratmaq olar. Fotoelastiklik, bilavasitə deformatsiya ilə yanaşı *ultrasəs dalğaları, qeyri-müntəzəm qızdırılma, plastik cisimlərin və mayələrin axması* nəticəsində də yaradıla bilər.

### § 6.5. Akustooptik effektlər və akustooptik modulyatorlar

Akustik dalğa vasitəsi ilə mexaniki gərginliyin yaranması hesabına sındırma əmsalının dəyişməsinə *akustooptik effekt* deyilir. Bu halda mühitin deformatsiyası və sındırma əmsalının dəyişməsi periodik olub, akustik dalğanın uzunluğuna bərabər məsafədə təkrarlanır. Fiziki olaraq akustooptik effekt fotoelastiklikdən deformatsiya növünə görə fərqlənir. Ona görə də

bütün maddələr az və ya çox dərəcədə akustooptik xassəyə malikdirlər. Əgər mühit eyni zamanda *pyzeoelktrik* xassəsinə də malik olarsa, onda *elektrooptik effektlər* də özünü göstərər və *elektroakustooptik effekt* müşahidə olunar.

Akustik dalğanın təsiri ilə sındırma əmsalının dəyişməsinə hesablamaq üçün əvvəlcə akustik dalğanın yaratdığı mexaniki gərginliyi təyin etmək, sonra isə fotoelastiklik tenzoru vasitəsi ilə sındırma əmsalının dəyişməsinə izləmək olar. Adi kristalların mexaniki xassələri mexaniki gərginliklə deforma-siyanı əlaqələndirən ikeranqlı tenzorla təsvir olunur. Akustik dalğaların mühitdə yayılmasının təbiəti mühitin mexaniki xassələrinədən asılıdır. Ümumi şəkildə akustik dalğa, həyəcanlaşma istiqaməti ilə üst-üstə düşməyən sıxılma və sürüşmə dalğalarının kombinasiyası kimi yayılır. Əgər materiallarda simmetriya nöqtələri mövcuddursa, fotoelastiklik tenzorunun komponentlərinin sayı azalır və sürüşmə yaxud sıxılma dalğasına uyğun dalğa cəbhəsi akustik dalğanın yayılma istiqamətini təyin edir. Akustik dalğanın intensivliyi ilə sındırma əmsalının dəyişməsi arasında əlaqə bu hal üçün Pioni tərəfindən hesablanmış və müəyyənləşdirilmişdir ki,

$$\Delta n = \sqrt{\frac{n^6 p^2 10^7 P_a}{2 \rho \vartheta_a^3 A}}. \quad (6.9)$$

Burada  $p$  – fotoelastiklik tenzorunun uyğun komponenti,  $\vartheta_a$  – akustik dalğanın mühitdə sürəti,  $\rho$  və  $n$  – uyğun olaraq mühitin sıxlığı və sındırma əmsalı,  $A$  – akustik dalğanın en kəsiyinin sahəsi,  $P_a$  – isə gücüdür. Əgər (6.9) ifadəsinə

$$M_2 = n^6 p^2 / \rho \vartheta_a^3. \quad (6.10)$$

şəklində təyin olunan və *akustooptik materialın keyfiyyət meyarı* adlanmaqla əksər materiallar üçün qiyməti *əridilmiş kvars*a nəzərən ( $M_2 = 1,51 \cdot 10^{18} \text{ san}^3 \text{ sm}^{-1}$ ) təyin olunan parametr daxil edilərsə, sındırma əmsalının dəyişməsi üçün

$$\Delta n = \sqrt{M_2 \cdot 10^7 \cdot \frac{P_a}{2A}} \quad (6.11)$$

ifadəsi alınır. Modulyator kimi istifadə olunan bəzi akustooptik materiallar üçün əsas parametrlərin qiymətləri *cədvəl 6.1*-də ( $\lambda=6328\text{\AA}$ ) verilmişdir:

*Cədvəl 6.1*

*Akustooptik materialların əsas parametrləri*

Material	Dalğa tipi	Sındırma əmsali, n	Sesin zəifləməsi dB/sm, $v=5 \cdot 10^8$ Hz	Sesin sürəti $v_A (10^5 \text{ sm/s})$	$M_2$ , eridilmiş kvarsa görə	$\Delta n(P/A) = 100 \text{ V/Vsm}^2$ (dəyərində)
TeO <sub>2</sub>	sürüşmə	2,27	4,9	0,617	525	$1,3 \cdot 10^{-4}$
PbMoO <sub>4</sub>	eninə	2,39	3,3	3,66	23,7	$6,2 \cdot 10^{-4}$
LiNbO <sub>3</sub>	eninə	2,2	0,05	6,57	4,6	$5,8 \cdot 10^{-4}$
Əridilmiş kvars	eninə	1,46	3,0	5,96	1,0	$2,7 \cdot 10^{-4}$

Cədvəldən görüldüyü kimi, hətta  $M_2$  keyfiyyət əmsalının maksimum olduğu TeO<sub>2</sub> materialında akustooptik dalğaların intensivliyinin  $100 \text{ Vt/sm}^2$  –ə çatan böyük qiymətlərində  $\Delta n$ -in dəyişməsi  $10^{-4}$  tərtibindədir. Sesin udulma nəticəsində zəifləməsinin  $500 \text{ MHz}$  tezlikdəki böyük qiyməti materialların akustooptik qurğularda istifadəsinə məhdudiyət qoyur. Bu hadisə akustooptik qarşılıqlı təsir sferasının kiçilməsinə və istilik effektlərinin rolunun artmasına səbəb olur.

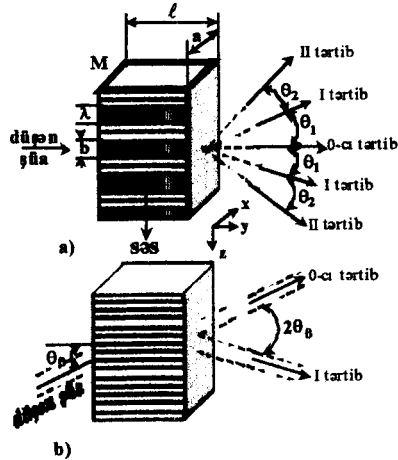
*Akustooptik modulyatorların iş prinsipi* işığın akustik dalğadan difraksiyasına əsaslanır. Akustooptik difraksiya işığın akustik dalğalar təsir edən mühitdən keçdiyi zaman meydana çıxır. Akustik dalğanın sahəsi kristal qəfəsi sındırma əmsalı periodik dəyişən hala gətirir və işıq üçün bu periodik qeyri-bircinslik difraksiya qəfəsi rolunu oynayır. Bu halda *Braqq və Raman-Nat* difraksiya rejimləri reallaşa bilər. Bu rejimlər sxematik olaraq şəkil 6.4-də təsvir olunmuşdur. Burada  $M$  – piezoelektrik çevrici,  $A$ -akustik dalğanın uzunluğu,  $b$  – düşən işıq dəstəsinin eni,  $l$  – mühitin işığın yayılma istiqamətindəki qalın-

lığı,  $a$  – mühitin eni,  $\theta$  isə mühitdən çıxan şüanın ilkin istiqamətə nəzərən meyl bucağıdır.

Breqq rejimində maksimal modulyasiya dərinliyi alındığından, akustooptik modulyatorların demək olar ki, əksəriyyəti bu prinsip əsasında fəaliyyət göstərir. Lakin Breqq rejimində işıq akustik dalğa cəbhəsi ilə müəyyən bir  $\theta_B$  - bucağı əmələ gətirməli, akustik və işıq dalğalarının qarşılıqlı təsir uzunluğu müəyyən kritik qiymətdən böyük olmalıdır. Raman-Nat rejimi üçün isə bu şərtlərin ödənməsi heç də vacib deyil. Hər iki rejimə işıq Z oxuna paralel akustik dalğa sahəsindən keçərkən difraksiya nəticəsində

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta n l}{\lambda_0} \sin \frac{2\pi y}{\Lambda} \quad (6.12)$$

qədər faza dəyişməsinə məruz qalır. Burada  $\Lambda$  - səs dalğasının,  $\lambda_0$  – düşən işıq dalğasının uzunluğu,  $\Delta n$  - akustik dalğanın təsiri ilə sındırma əmsalının dəyişməsi,  $l$  - işığın yayılma istiqamətində mühitin qalınlığıdır. Hər iki rejimə *qaçan sındırma əmsalı dalğasının* yaratdığı difraksiya mənzərəsi stasionar fəza qəfəsinin difraksiyasından onunla fərqlənir ki, bu halda difraksiyanın  $m$ -ci maksimumunda tezlik Dopler hadisəsinə görə  $\Delta f = \pm f_0 m$  qədər sürüşür. Burada  $f_0$  – səs rəqsələrinin tezliyi,  $m$  – difraksiya maksimumunun tertibidir. Məhz bu tezlik dəy-



Şəkil 6.4. Akustik dalğalardan Riman-Nat (a) və Breqq (b) difraksiyaları

işməsi akustooptik tezlik modulyatorları yaratmağa imkan verir. Səsin məxsusi tezliyini dəyişməklə istənilən tezliyə görə modullaşmış işıq dəstəsi almaq olar.

Şəkil 6.4-dən göründüyü kimi, Raman-Nat rejimində mərkəzdən başlayaraq tezlikləri  $f = \nu_0 + f_0 m$  qanunu ilə təyin olunan difraksiya maksimumları alınır və bu difraksiya maksimumlarının meyl bucağı

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda_0}{\Lambda} \quad (m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots) \quad (6.13)$$

şəklində təyin olunur. Meyl bucağının qiyməti həm səs dalğasının  $\Lambda$ , həm də işıq dalğasının  $\lambda_0$  uzunluğundan asılı olur. Bu hadisə optik meyletdiricilər və deflektorların yaradılması üçün əsas təşkil edir.

Hesablamalar göstərir ki, uyğun tərtibli maksimumlarda I intensivliyi akustik dalğa olmadıqda işığın  $I_0$  intensivliyinə nəzərən

$$\frac{I}{I_0} = \begin{cases} [J_m(\Delta\varphi)]^2 & | \quad m > 0 \\ [J_0(\Delta\varphi)]^2 & | \quad m = 0 \end{cases} \quad (6.14)$$

kimi təyin oluna bilər. Burada  $J_m$  - adi Bessel funksiyalarıdır. Meyletmə nəticəsində sıfırıncı tərtibdə işığın

$$\eta_{RH} = \frac{I - I_0}{I_0} = 1 - [J_0(\Delta\varphi)]^2 \quad (6.15)$$

hissəsi meyl edir ki, bu da sistemin modulyasiya dərinliyini təyin edir.

Breqq rejiminin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, düşən işıq dəstəsi 2 dəfə, yəni həm akustik sahəyə daxil olduqda, həm də akustik sahəni tərk etdikdə difraksiyaya uğrayır. Düşmə bucağının müəyyən  $\theta_\beta$  qiymətində (bu bucağa *Breqq bucağı* deyilir) difraksiya etmiş şüaların fazaları 1-ci tərtibdən başqa bütün tərtibli maksimumların söndürülməsini təmin edir (şəkil

6.4, b). Breqq bucağının qiyməti, «qəfəs sabiti»  $\Lambda$  - olan qəfəsdən difraksiya şərtinə uyğun olaraq

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda_0}{2\Lambda} \quad (6.16)$$

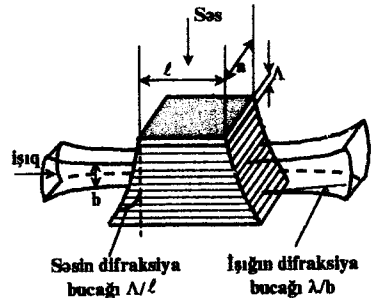
kimi təyin olunur. Şəkildən göründüyü kimi, düşən və difraksiya edən şüalar arasında bucaq  $2\theta_B$ -ya bərabərdir. Bu hal üçün modulyasiya dərinliyi

$$\eta_B = \frac{I - I_0}{I_0} = \sin^2 \left( \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \quad (6.17)$$

şəklində təyin olunur.

Beləliklə, Raman-Nat rejiminin reallaşması üçün mühitin qalınlığı  $l \ll \frac{\Lambda^2}{\lambda}$ , Breqq rejimi isə  $l \gg \frac{\Lambda^2}{\lambda}$  şərtlərini ödəməlidir. Ona görə də bu rejimləri uyğun olaraq «nazik» və «qalın» qəfəs rejimləri adlandırırlar. Qeyd etmək lazımdır ki, şəkildə

göstərilən  $a$  və  $b$  ölçüləri ixtiyari götürülə bilməz. Mühitdə işıq və səs dalğalarının qarşılıqlı görüş-məsində onların hər ikisi difraksiyaya uğrayır. Bu difraksiya səs dalğasının işıq dəstəsinin ən ensiz yerinin qarşısından keçmə müddəti ilə məhdudlaşır. Şəkil 6.5-ə görə bu zaman müddəti  $b/v_a$ , buraxma zolağının eni isə  $\Delta f = v_a/b$  şəklində təyin olunur. Beləliklə işıq dəstəsinin ölçüsü optik modulyatorun əsas parametrlərindən biri olan buraxma zolağının enini təyin edir.  $a$  – ölçüsü işığın mühitdə  $l$  – məsafəni qət etdikdə meyl etməsi ilə məhdudlaşır. Lakin Breqq bucağının özü də səs dalğasının uzunluğundan (səsin tezliyinin



Şəkil 6.5. Akustooptik modulyatorada işıq və səs dalğalarının difraksiyaları

dən) asılıdır. Ona görə də düşmə bucağının fiksə olunmuş qiymətində, səsin tezliyini dəyişməklə meyl bucağını idarə etmək mümkündür. İşığın və səsin difraksiyası nəzərə alındıqda, uyğun difraksiya bucaqlarının münasibətindən

$$\frac{\Lambda}{\ell} = \frac{\lambda_0}{nb} \quad (6.18)$$

şerti alınır.  $\Lambda = v_a / f_a$  və  $\Delta f = v_a / b$  şərtləri daxilində  $\Delta f$  üçün

$$\Delta f = \frac{10^7 \pi^2 n v_a^2 M_2 P_a}{2 a \lambda_0^3 f_0 (\Delta \varphi)^2} \quad (6.19)$$

ifadəsi alınır. Bu ifadə əsasında bəzən modulyatorun *keyfiyyətlilik meyarı* kimi  $M_1 = n v_a^2 M_2$  kəmiyyətindən istifadə edilir. Uyğun cədvəllərdə  $M_1$ -in qiyməti də göstərilir, çünki  $M_1$  modulyatorun xüsusi gücünü təyin etməyə imkan verir:

$$P_a / \Delta f = 45 f_a \lambda_0^3 / M_1 \quad (mVt/MHs) . \quad (6.20)$$

Sənayedə istehsal olunan akustooptik modulyatorlarda buraxma zolağının eni 50 MHzs –dir. Bu sistemlərdə əldə olunan maksimal modulyasiya dərinliyi 100%-ə yaxın olur, itkiləri isə 1dB təşkil edir.

## § 6.6. Elektrooptik effektlər və elektrooptik modulyatorlar

Mühitin sındırma əmsalı ona tətbiq olunan statik elektrik sahəsinin təsiri ilə dəyişə bilər. Bu hadisə *elektrooptik effekt* adlanır. Sındırma əmsalının dəyişməsi sahə intensivliyindən xətti asılı olduqda ( $\Delta n \sim E$ ) hadisə *xətti elektrooptik effekt* və ya *Pockels effekti*, kvadratik asılılıq  $\Delta n \sim E^2$  asılılığı ödəndikdə isə *kvadratik elektrooptik effekt* adlanır. Sabit xarici elektrik sahəsi təsir etdiyi halda dispersiya tənliyini həll etməklə sındırma əmsalının  $E$ -dən asılılıq qanunauyğunluğunu müəyyənləş-



dirmək olar. Bu halda elektronun hərəkətinə işıq vektorunun elektrik sahəsi ilə yanaşı, statik xarici sahənin təsirini də nəzərə almaq lazımdır.  $F_{st} = eE_{st}$  olduğundan, statik sahənin təsiri bütövlükdə harmonik rəqs edən sistemin öz yerini dəyişməsi ilə müşayiət olunur. Onda elektronun yeni koordinatı

$$\vec{q} = \vec{r} + \frac{e}{m\omega_0^2} \cdot \vec{E}_{st} \quad (6.21)$$

olar. Burada  $\vec{r}$  və  $\omega_0$  uyğun olaraq statik sahə  $E_{st} = 0$  olduqda elektronun koordinatı və məxsusi rəqs tezliyidir. Işığın elektrik sahəsinin zəif qiymətlərində rəqsi hərəkət tənliyində anharmonik hədləri nəzərdən atmaqla dispersiya tənliyinin həllindən

$$\Delta n = \frac{4\pi N_1 \cdot e^3 \beta}{m^2 \omega_0^2 (\omega^2 - \omega_0^2)} E_{st} \quad (6.22)$$

alınar. Burada  $N_1$  - vahid həcmdəki atomların sayı,  $\beta$  - elektronun hərəkəti zamanı kvazielastiki qüvvədən kənar çıxmanı xarakterizə edən sabit,  $\omega$  - düşən işığın tezliyi,  $\omega_0$  - udma zolağına uyğun məxsusi tezlikdir. Xətti polyarlaşmış və dalğa səthi ellipsoidin baş oxuna perpendikulyar yayılan işıq üçün sındırma əmsalının elektrooptik effekt nəticəsində dəyişməsi

$$\Delta n = -\frac{n'^3 r'}{2} E \quad (6.23)$$

şəklində ifadə oluna bilər. Burada  $n'$  - ellipsoidin oxları üzrə sındırma əmsallarının xətti kombinasiyası,  $r'$  - elektrooptik əmsalların xətti cəmi,  $E$  - tətbiq olunan sahənin uyğun komponentini xarakterizə edir. (6.23) ifadəsi bütün elektrooptik özlərlərin işinə tətbiq oluna bilər.

Xətti elektrooptik effekt elektron altsistemlərində keçidlərlə əlaqəli olduğundan,  $\Delta n$ -nin dəyişmə tezliyi də elektron altsistemlərinin relaksasiya müddəti ilə təyin olunur, yeni

$10^{13}+10^{14}$  Hz tərtibində qiymətlər alır. Bu qiymətlər işığın tezliyi tərtibində olduğundan, Pokkels effekti əsasında işləyən cihazların iş prosesində məxsusi tezlik xarakteristikaları nəzərə alınmaya bilər. Geniş tətbiq tapmış bəzi elektrooptik materiallar üçün  $E=10^4$  V/sm intensivlikli sahədə müvafiq elektrooptik əmsalların qiymətləri cədvəl 6.2 -də verilmişdir.

Bəzi mühitlərin elektrooptik əmsalları. Cədvəl 6.2

Dielektrik nüfuzluğu, $\epsilon$	Maddə	$\lambda$ (mkm)	$n'$	$r'$ ( $10^{-12}$ m/V)	$\Delta n \cdot 10^{-4}$	$U_{\lambda,2}$ (V)
28	LiNbO <sub>3</sub>	0,6328	2,2	30	1,6	1970
12,3	GaAs	0,9	3,6	1,2	2,8	16100
8,2	ZnO	0,6328	2	2,6	0,11	29700

Elektrooptik effekti kəmiyyətcə xarakterizə etmək üçün sındırma əmsalı  $\Delta n$  qədər dəyişdikdə dalğanın  $l$  –qalınlıqlı mühitdə yayılması zamanı baş verən faza dəyişməsi

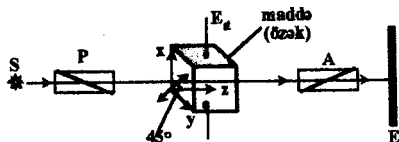
$$\Delta\varphi = 2\pi l \frac{\Delta n}{\lambda_0} \quad (6.24)$$

kimi təyin olunan faza dəyişməsindən istifadə edilir. Fazanın  $\pi$  qədər dəyişməsinə ( $\Delta\varphi = \pi$ ) uyğun gərginliyin qiyməti

$$U_{\lambda} = \frac{\lambda_0}{2} \frac{r'}{n^3} \quad (6.25)$$

yarımdalğa gərginliyi adlanır və elektrooptik modulyatorun əsas parametrlərindən biri sayılır.

Beləliklə, güclü olmayan elektrik sahəsində  $\Delta n$ -in  $E_{st}$ -dən xətti asılı olması müəyyən edilir. Elektrik sahəsinin təsiri ilə  $n$ -in dəyişməsi işığı modulyasiya etməyə imkan verir və belə sistem Pokkels özəyi adlanır (Şəkil 6.6). Çarpaz



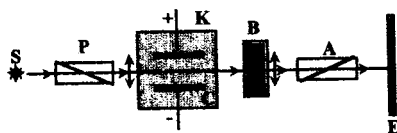
Şəkil 6.6. Pokkels özəyinin sxematik təsviri

qoyulmuş  $P$  - polarizatoru və  $A$  analizatorundan ibarət sistemdən  $E_{st}=0$  olduqda işıq keçmir və ekran qaralır. Elektrik sahəsi  $x$  - oxu boyunca yönəldikdə  $P$  - polarizatorundan keçən şüa  $z$  oxu boyunca elə yönəldilsə ki, onun elektrik vektoru  $E_x$  sahəsi ilə  $45^\circ$  bucaq əmələ gətirsin, düşən işıq vektorunun  $x$  və  $y$  oxları üzrə proyeksiyaları bir-birinə bərabər olar və hər iki ox üzrə sındırma əmsalının dəyişməsi baş verər. Kristalın  $z$  oxu boyunca qalınlığı  $l$  - olduqda həmin kristaldan çıxarkən işıq vektorunun  $x$  və  $y$  toplananları arasında  $\Delta\varphi=2\pi d\Delta n/\lambda$  qədər fazalar fərqi yaranar.  $\Delta\varphi=0$  olduqda ekranda qaralıq,  $\Delta\varphi\neq 0$  olduqda isə işıqlanma alınar.  $\Delta n=\lambda/2l$  (və ya  $\Delta\varphi=\pi$ ) şərti ödəndikdə ekranda işıqlanma maksimum olar, yəni bu halda kristaldan çıxan işığın polarizasiya müstəvisi  $90^\circ$  fırlanar.  $\Delta n$  - öz növbəsində (6.22) ifadəsinə görə  $E_{st}$ -dən asılı olduğu üçün ekranda yaranan işığın intensivliyi xarici sahədən asılı olaraq dəyişər - yəni modulyasiya olunar.  $E_{st}$  və işığın yayılma istiqaməti eyni olduğu hal *uzununa Pokkels effekti* adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, Pokkels effekti yalnız *simmetriya mərkəzinə malik olmayan bərk cisimlərdə* müşahidə oluna bilər. Belə ki, simmetriya mərkəzinə malik materiallarda optik xarakteristikalar inversiya əməliyyatı zamanı dəyişməz qalır. Xarici sahənin istiqaməti dəyişdikdə bu xarakteristikaların dəyişməz qalması isə yalnız  $\Delta n=0$  şərtində mümkündür. Bu səbəbdən simmetriya mərkəzinə malik olan kristallarda Pokkels effekti baş verə bilməz. Qeyd edək ki, simmetriya mərkəzi olmayan kristallarda həm də *pyzeoelctrik effekt* mövcud olur və *elektrostriksiya* (elektrik sahəsinin təsiri ilə kristalın deformasiyası) nəticəsində mühit polyarlaşır. Ona görə də, Pokkels effekti əsasında modulyatorlar yalnız pyezokristallarda reallaşdırıla bilər.

Optoerelektronika üçün böyük əhəmiyyət kəsb edən elektrooptik effektlərdən biri də *Kerr effektidir*. 1875-ci ildə Kerr göstərmişdir ki, bir sıra maye dielektriklər elektrik sahəsinin təsiri altında anizotrop luq əldə edirlər. Mayələrdə elektrostriksiya nəticəsində deformasiya baş vermədiyi üçün fotoelastiklik yaranmır və alınan nəticə təmiz şəkildə elektrooptik hadisəyə

aid edilməlidir. Kerr effek-  
tini müşahidə etmək üçün  
prinsipial sxemi şəkil 6.7-  
də göstərilən qurğudan isti-  
fadə olunur. Köynəkləri  
arasına tədqiqlənən maye  
doldurulmuş C- kondensa-



Şəkil 6.7. Kerr özəyinin prinsipial sxemi

toru yükləndikdə köynəklərarası fəzada  $\vec{E}$  – elektrik sahəsi ya-  
ranır. Polyarizator və analizator çarpaz oxlarla ehtə yerləş-dirilir  
ki, düşən işıqlın elek-trik vektoru  $\vec{E}$  xarici elek-trik sahəsi ilə  
45° bucaql əmələ gətirsin. Kondensatorda  $\vec{E}$  sahəsi yaradıldıq-

qda *Kerr özəyindən* (K) xaric olan elliptik polyarlaşmış işıql B  
kompensatoru vasitəsi ilə xətti polyarizə olunmuş işıqla çevrilir  
və A analizatoru tərəfindən onun polyarizasiya müstəvisi təyin  
edilir. Təcrübələr göstərir ki, monoxromatik işıqla işıqlandırıl-  
an sistem üçün elektrik sahəsinin təsiri altında mayelərdə qoşa  
şüasınma hadisəsi baş verir və bu zaman

$$\Delta n = n_e - n_0 = kE^2 \quad (6.26)$$

olur. Kondensatorun köynəklərinin uzunluğu  $l$  olduqda kon-  
densatordən çıxan anda adi və qeyri-adi şüalar arasında yollar  
fərqi

$$\delta = l(n_e - n_0) = kl \cdot E^2, \quad (6.27)$$

fazalar fərqi isə

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta = 2\pi B l E^2 \quad (6.28)$$

şəklində təyin olunur. Buradakı  $B = k/\lambda$  kəmiyyəti *Kerr sabiti*  
adlanır. Kvadratik elektrooptik effektdə adi və qeyri adi şüalar  
arasında fazalar fərqi  $\vec{E}$ –nin istiqamətindən asılı olmayıb, yal-  
nız onun modulu ilə təyin olunur.

Kerr effekti müxtəlif buxar və qazlarda da müşahidə olunur, lakin bu halda Kerr əmsalının qiyməti nisbətən kiçik olur. Cədvəl 6.3-də bəzi maye və qazlar üçün Kerr əmsalının qiyməti göstərilib.

Bəzi mühitlər üçün Kerr əmsalları.

Cədvəl 6.3

Maye	$B$ , Kerr əmsalı (SQSE)	Qaz	$B$ , Kerr əmsalı
Nitrobenzol	$2 \cdot 10^{-5}$	Nitrobenzol buxarı	$2,7 \cdot 10^{-10}$
Su	$5 \cdot 10^{-7}$	Azot	$4 \cdot 10^{-11}$
Benzol	$5 \cdot 10^{-8}$		

Kerr hadisəsinin nəzəriyyəsi 1910 cu ildə *Lanjevan* tərəfindən verilmişdir. Molekulyar-kinetik nəzəriyyə baxımından Kerr effekti qaz və maye molekullarının optik anizotropiyası ilə əlaqələndirilir. Bu anizotrop molekullar işıq dalğasının sahəsində onun elektrik vektorunun istiqamətinə nəzərən kiçik və ya böyük polyarlaşmaya malik ola bilər. Lakin molekullar xaotik paylandıqları üçün adi şəraitdə mühit izotrop olur. Xarici elektrik sahəsi mövcud olduqda anizotrop molekulların sahə istiqamətində düzülməsi nəticəsində mühitin anizotropluğu meydana gəlir. Xarici elektrik sahəsinin istiqaməti simmetriya oxu vəzifəsini yerinə yetirdiyindən, dielektrik nüfuzluğunun qiyməti sahə istiqamətində və ona perpendikulyar istiqamətdə bir-birindən fərqlənir. Sahəyə perpendikulyar istiqamətlər bərabərhüquqlu olduqları üçün, maye və ya qaz özünü dielektrik nüfuzluğu  $\epsilon_{\perp}$  və  $\epsilon_{\parallel}$  olan biroxlı mühit kimi aparır. Bu halda ( $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$ ), optik oxun istiqaməti xarici sahənin istiqaməti ilə üst-üstə düşür. Əgər maye dielektrikin molekulları məxsusi elektrik momentinə malik olmayan qeyri-polyar molekullardır, sa, xarici sahənin təsiri altında onlar induksiyanmış dipol momenti əldə edirlər və bu dipol momenti istiqamətcə xarici sahə ilə üst-üstə düşür. Belə molekulların elektron qabığının deformasiyası sahə ilə eyni istiqamətdə olduğundan, sahə istiqamətində dielektrik nüfuzluğu və sındırma əmsalı daha böyük olur,  $n_e > n_0$  şərti ödənilir və belə maddələr özlərinin müsbət kristallar kimi aparır. Qeyri-polyar molekullara malik maddə-

lərdə induksiyanmış dipol momenti sahə ilə yaranıb , sahə ilə birlikdə də yox olduğundan, relaksasiya müddəti kifayət qədər kiçik qiymətə ( $10^{-12}$  ÷  $10^{-13}$  san) malik olur.

Polyar dielektriklərdə  $\Delta n$  həm müsbət, həm mənfi, həm də sıfır ola bilər. Belə dielektriklərdə dipol momentlərinin sahə boyunca düzülməsi baş verir və qoşa şüasınınma nəticəsində  $\Delta n \neq 0$  ola bilər. Elektrik sahəsi yox olduqda xaotikliyin bərpa olunması heç də ani olaraq baş verə bilmir və polyar molekullar üçün relaksasiya müddəti  $10^{-9}$  san-dən kiçik ola bilmir. Belə molekullar üçün dəyişən elektrik sahəsində Kerr əmsalı sabit sahədəkinə nisbətən *yüzlərlə dəfə kiçik* olur. Bəzi mayələrdə  $B < 0$  (yaxud  $\Delta n = n_e - n_o < 0$ ) -mənfi kristal halının müşahidə olunması, həmin maddənin molekullarının kifayət qədər böyük elektrik momentinə malik olması ilə əlaqələndirilir. Bu halda molekul xarici sahə tərəfindən elə istiqamətlənə bilər ki, maksimal dielektrik nüfuzluğu sahə ilə müəyyən bucaq təşkil etsin. Bu *bucağın qiyməti* də elə Kerr əmsalının işarəsini təyin edir. Bucaq sıfır olduqda  $B > 0$ , bucaq  $90^\circ$  olduqda isə  $B < 0$  olur. Bucağın elə aralıq qiymətləri də ola bilər ki,  $B = 0$  olsun, yeni polyar dielektriklərdə Kerr effekti müşahidə olunmaya da bilər. Bir-birinə yaxın elektrik momentinə malik molekullardan təşkil olunmuş mayələrin Kerr əmsallarının kəskin fərqlənə bilməsi bu hadisə ilə izah olunur. Məsələn, metilbromid və metil spirti molekullarının təqribən eyni elektrik momentinə malik olmasına baxmayaraq, birincidə Kerr əmsalı ikincidəkindən *yüzlərlə dəfə böyükdür*.

Ümumi təsəvvürlər əsasında  $n_e - n_o \approx E^2$  asılılığı izah oluna bilər. Əgər elektrik sahəsinin istiqamətini dəyişməsi kristalın  $180^\circ$  dönməsinə uyğun gəlirsə, mühitin optik xassələrində heç bir dəyişiklik baş verməz, çünki maye molekulları simmetriya mərkəzinə malikdir. Ona görə də  $n_e - n_o$  fərqi yalnız xarici sahədən asılılığın cüt qüvvətləri ilə mütənasib olmalıdır. Bu halda  $\Delta n$ -in xarici sahədən asılılığında yüksək qüvvətlərin təsiri nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğundan, ifadədə

yalnız  $n_e - n_o \approx E^2$  həddi saxlanıla bilər. Əgər sahə olmadıqda sındırma əmsalı  $n$  olarsa, nəzəri hesablamalar

$$\frac{n_e - n_o}{n_o - n} = -2 \quad (6.29)$$

olduğunu göstərir.

Kerr özəyini Jamen interferometrində yerləşdirən Mandelştam adi və qeyri-adi şüaları giriş polarizatoru ilə idarə etməklə  $n_e - n_o$  və  $n_o - n$  fərqlərini interferensiya vasitəsi ilə dəqiq ölçərək, göstərilən münasibətin kifayət qədər dəqiqliklə ödəndiyini sübut etmişdir.

Yuxarıda qeyd olunan xassələr Kerr effektinin bir sıra tətbiq sahələrini müəyyən edir. Belə ki, Kerr özəyi qısa sürətli güclü işıq impulsları üçün ekspozisiya müddəti  $10^{-12} \div 10^{-13}$  san olan fotoqrafik çaxmaq, lazer şüaları üçün təsir müddəti xarici sahə ilə idarə olunan modulyator və çaxmaq rolunda istifadə oluna bilər.

## § 6.7. Maqnitooptik effektlər və maqnitooptik modulyatorlar

Maqnitooptik effektlər dedikdə ilk növbədə udma və şüalanma spektri xətlərinin maqnit sahəsində parçalanması – *Zeyeman effekti*, maqnit sahəsinin təsiri altında Landau səviyyələrinin yaranması nəticəsində udma əmsalının ossillyasiyası kimi müşahidə olunan *maqnit udulma*, işığın polarlaşma müstəvisinin maqnit sahəsində fırlanması – *Faradey effekti* və maqnit sahəsinin təsiri altında izotrop mühitlərdə meydana gələn qoşa şüasınma hadisəsi – *Kotton-Muton effekti* nəzərdə tutulur. Materialın şəffaflıq oblastı üçün son iki effekt xarakterik olduğundan və *maqnitooptik modulyatorların* fəaliyyəti bu iki hadisə əsasında qurulduğundan, onlara bir qədər ətraflı nəzər yetirək.

Maqnit sahəsində işıq şüasının polarlaşma müstəvisinin fırlanmasını ilk olaraq Faradey müşahidə etmişdir. *Para-* və

*dia* maqnit materiallarda polyarlaşma müstəvisinin dönmə bucağı tətbiq olunan maqnit sahəsinin intensivliyindən asılı olsa da, onun qiyməti o qədər kiçik olur ki, praktiki məqsədlər üçün istifadə oluna bilmir. *Ferro-* və *ferri* maqnit materiallarda dönmə bucağı işıq yayılma istiqamətində maqnitlənmə vektorunun proyeksiyası ilə təyin olunur. Xarici maqnit sahəsi maqnitlənmə vektorunun ya qiymətini, ya istiqamətini, ya da eyni zamanda hər ikisini dəyişə bildiyindən, bu materiallarda optik fırlanma böyük qiymətlərə malik ola bilər.

Faradey effekti xətti polyarlaşmış işıq iki dairəvi polyarlaşmaya malik işıq dalğasının toplanmasının nəticəsi olması baxımından izah edilir. Toplanan dairəvi polyarlaşmış işıqların elektrik vektorlarından biri saat əqrəbinin hərəkəti istiqamətində (*sağ polyarlaşmış  $n^+$* ), digəri saat əqrəbi hərəkətinin əksi istiqamətində (*sol polyarlaşmış  $n^-$* ) fırlanma hərəkəti icra edir. İstənilən anda bu iki dairəvi polyarizə olunmuş dalğanın cəminə uyğun olan elektrik vektoru rəqs müstəvisini dəyişmirse, xətti polyarizə olunmuş işıq alınır. Xarici maqnit sahəsinin sağ və sol polyarlaşmaya malik dalğalara təsiri müxtəlif olduğundan, işıq mühitdə  $l$  məsafəsini qət etdikdə Faradey fırlanma bucağı

$$\theta = 1\pi(n^+ - n^-) / \lambda_0 \quad (6.30)$$

şəklində təyin olunur. Burada,  $\lambda_0$  - işıq dalğa uzunluğu,  $l$  - isə işıq yayılma istiqamətində mühitin qalınlığıdır. Ferromaqnit materiallarda adətən *vahid uzunluğa uyğun fırlanma bucağından* istifadə edilir və bu kəmiyyət

$$\theta_F = KM_S \cdot \cos \gamma \quad (6.31)$$

ifadəsi ilə təyin olunaraq *dərəcə/sm* -lə ölçülür. Burada  $M_S$  - maqnitlənmə vektorunun doyma qiyməti (*gausslarla*),  $\gamma$  - işıq yayılma istiqaməti ilə maqnitlənmə vektoru arasındakı bucaq,  $K$  - isə Kund sabiti adlanan və məxsusi tərtib olunmuş cədvəllərdə verilən kəmiyyətdir. Adi ferromaqnit materialı maqnit sahəsinə gətirdikdə maqnitlənmə vektoru xarici sahə



ilə bilavasitə təyin oluna bilmir, çünki bu halda maqnit qavrayıcılığı *nümunənin mənşəyindən* asılı üçrənqli tenzor olur. Ferromaqnit nümunəyə maqnit sahəsi ilə təsir etməklə onun maqnitlənmə vektorunu *doyma halına gətirdikdən sonra* əlavə sahənin təsiri ilə onun polyarlaşma müstəvisinin dönməsi həyata keçirilə bilər. Bu halda maqnitlənmə vektorunun işığın yayılma istiqaməti üzrə toplananı tətbiq olunan əlavə maqnit sahəsinin intensivliyi ilə mütənasib olur və bu da maqnitooptik modulyatorların yaradılmasına imkan verir. Sonuncu halda işığın yayılma istiqaməti maqnitlənmə vektoru ilə üst-üstə düşdüyündən  $\gamma = 0$ ,  $\cos \gamma = 1$  qiymətini alır və fırlanma bucağı

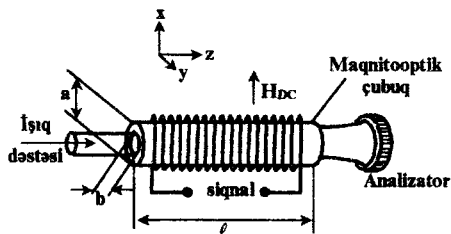
$$\theta = \chi_m \left( \frac{\theta_F}{4\pi} M_S \right) \cdot H \cdot l \quad (6.32)$$

kimi təyin olunur Burada,  $\chi_m$  - *materialın maqnit qavrayıcılığı*,  $H$  - *maqnit sahəsinin intensivliyidir*. Qeyd etmək lazımdır ki, işıq maqnitlənmə vektoruna perpendikulyar istiqamətdə yayıldıqda hətta sadə kubik qəfəsə malik olan maddələrdə də polyarlaşma müstəvisinin Faradey fırlanmasının tədqiqi ciddi çətinliklərlə qarşılaşır. Bu halda meydana çıxan əlavə effekt-*maqnit sahəsinin təsiri ilə qoşa şüasınınma* hadisəsi iki ortoqonal polyarlaşmalı işıq üçün sındırma əmsalının müxtəlif olmasına səbəb olur. Yalnız Faradey fırlanması nisbətən güclü olan nadir torpaq elementlərində qoşa şüasınınma çox zəif ( $n_e - n_o \approx 10^{-4}$ ) olduğundan, təmiz Faradey fırlanması müşahidə oluna bilər. Nəhayət qeyd olunmalıdır ki, maqnit materiallarının əksəriyyəti görünən işıq şüaları üçün *qeyri-şəffafdır* və belə materiallar əsasında hazırlanmış cihazlar, başlıca olaraq, spektrin yaxın infraqırmızı diapozonunda fəaliyyət göstərə bilərlər. Ölçmələr göstərir ki, hətta infraqırmızı oblastda da ferromaqnit materialların əksəriyyəti böyük udma əmsalına malik olurlar.

Faradey effekti əsasında işləyən modulyatorun materialının keyfiyyətlik meyarı olaraq sadəcə fırlanma bucağı deyil,

$\frac{\theta_F}{\alpha}$  kimi təyin olunan *xüsusi fırlanma bucağı* götürülür. Burada  $\alpha$  materialın işığı udma əmsəlidir.

Maqnitooptik modulyatorun prinsiplial sxemi şəkil 6.8-də təsvir olunmuşdur. Ölçüləri  $a$ ,  $b$  və  $l$  olan silindr şəklində maqnitooptik materialda işıq  $z$  oxu boyunca yayılır. Bu istiqamətdə maqnit sahəsi yaratmaq üçün onun üzərinə sarğac sarınır. Sabit maqnit sahəsi  $x$  oxu boyunca yönəldilir. Sarğacdən cərəyan keçmədikdə mühitə daxil olan və xaric olan şüalar xətti polyarlaşmışdır.



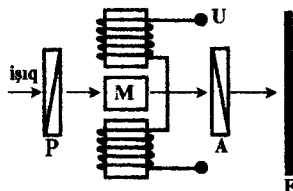
Şəkil 6.8. Maqnitooptik modulyatorun prinsiplial sxemi

«Signal» sarğacından cərəyan keçdikdə  $z$  oxu istiqamətində maqnitlənmə vektoru yaranır. Bu səbəbdən modulyatordan xaric olunan işığın elektrik vektoru fırlanmaya məruz qalır və nəticədə modullaşmış signal üçün

$$\eta = \sin^2 [\chi_m \theta_F l H / 4\pi M_s] \quad (6.33)$$

kimi modulyasiya dərinliyi yaranır. Burada  $H$  cərəyanla yaradılan maqnit sahə intensivliyinin orta qiymətidir.

Optik modulyatorların yaradılmasında istifadə olunan ikinci bir maqnitooptik hadisə - izotrop maddələrdə maqnit sahəsinin təsiri ilə qoşa şüasımadır. Kotton və Muton hələ 1907-ci ildə göstərmişdilər ki, optik şəffaf material güclü maqnit sahəsində yerləşdirilsə, ondan keçən xətti polyarlaşmış monoxromatik işıq şüasının polyarlaşma müstəvisi şüanın yayılma istiqaməti ilə



Şəkil 6.9. Kotton-Muton effekti əsasında modulyator

P- polarizator; A- analizator; M- modullaşdırıcı mühit; E- ekran; U- maqnit döstəsi yaradan sarğac

45° bucaq əmələ gətirdikdə, qoşa şüasınınma hadisəsi müşahidə olunur (şəkil 6.9). Xarici maqnit sahəsi olmadıqda, hər biri ayrılıqda anizotrop olan molekullar xaosik paylanma hesabına makroskopik izotropluq xassəsinə malik olurlar. Molekulların maqnit momentlərinin xarici maqnit sahəsinin təsiri altında düzlənməsi nəticəsində üstün istiqamət və anizotropluq xassəsi yaranır. Belə materialdan keçən xətti polyarlaşmış işıqda adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsalları fərqləndiyindən ( $n_e \neq n_o$ ), elliptik polyarlaşmış işığa çevrilir. Adi və qeyri - adi şüaların yayılma istiqamətləri cüzi fərqləndiyindən, qoşa şüasınınma müşahidə olunması üçün güclü maqnit sahəsi tələb olunur. Kotton-Muton effektinin əsas kəmiyyəti kimi

$$\Delta n = n_e - n_o = C\lambda \cdot H^2 \quad (6.34)$$

şəklində təyin olunan adi və qeyri - adi şüaların sındırma əmsallarının fərqi götürülür. Burada,  $\lambda$  - işığın dalğa uzunluğu,  $H$  - xarici maqnit sahəsinin intensivliyi,  $C$  - temperaturla tərs mütənasib olub, mühiti xarakterizə edən *Kotton-Muton sabiti*-dir. Qeyd etmək lazımdır ki,  $C$ -nin qiyməti adətən çox kiçik olur ( $\sim 10^{-13} \text{ sm}^{-1} \cdot \text{ersted}^2$ ). Yalnız maye kristallarda və kolloid həlledicilərdə  $C$  kifayət qədər böyük qiymətlərə ( $C \approx 10^8 \div 10^9 \text{ sm}^{-1} \cdot \text{ersted}^2$ ) malik ola bilər.

Kotton-Muton effektinin fiziki mahiyyəti tamamilə Kerr effektinə uyğun gəldiyindən, onun təkrar şərhinə ehtiyac yoxdur. Kotton-Muton effekti texniki əhəmiyyətlə yanaşı, mühüm elmi məna da kəsb edir. Belə ki, bu effekt vasitəsi ilə molekulların strukturu, molekulların yürüklüyü və s. haqqında dəqiq elmi nəticələr almaq mümkün olur.

## § 6.8. Optik modulyatorların əsas parametrləri

Optik modulyatorları keyfiyyətcə modulyasiya dərinliyi, optik itkilər, şəffaflıq zolağı, tezliyi buraxma zolağı, məxsusi güc, yarım dalğa gərginliyi kimi əsas parametrlərlə xarakterizə olunur.

*Modulyasiya dərinliyi* – modulyatordan keçən zaman işıq intensivliyinin xarici təsirlər vasitəsi ilə nisbi dəyişməsinə xarakterizə edir və

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max}} \cdot 100\% \quad (6.35)$$

şəklində təyin olunur. Burada,  $I_{\max}$  - optik mühitə modulyasiyaetdirici siqnal tətbiq olunmadıqda,  $I_{\min}$  - isə modulyatora tətbiq olunan modulyasiyaetdirici siqnalın maksimal qiymətində ondan keçən işıq intensivliyidir.  $|I_{\max} - I_{\min}|$  optik modulyatorun modullaşdırıcı siqnal vasitəsi ilə intensivliyinin dəyişməsinə xarakterizə edir.

Modulyasiya dərinliyi amplitud modulyasiyası halı üçün təyin olunur. Fotoqəbuledicilərin əksəriyyəti işıq intensivliyinə həssas olduğu üçün, başqa tip modulyasiyalar da son mərhələdə qeyd olunmaq üçün amplitud modulyasiyasına çevrilməlidir. Hal-hazırda istifadə olunan modulyatorların əksəriyyəti işıq mühitdən keçərkən udulması yox, fazasının dəyişməsi əsasında fəaliyyət göstərdiyindən, fazanın dəyişməsinə qarşı onunla ekvivalent olan intensivlik dəyişməsi qoymaq olar. Bu baxımdan modulyasiya dərinliyi anlayışından yalnız amplitud modulyasiyasında deyil, başqa növ modulyasiyalarda da istifadə edilə bilər. İnterferensiya və polyarizasiya modulyatorları üçün

$$M = \sin^2 \left( \frac{\Delta\varphi}{2} \right) \quad (6.36)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $\Delta\varphi$  - modulyasiya zamanı fazanın dəyişməsinə xarakterizə edir. Əgər  $\Delta\varphi = \pm 1$  radian olarsa, işıq intensivliyi  $\sim 84\%$  dəyişər. Bəzi hallarda modulyasiya dərinliyi

$$M_0 = 10 \cdot \lg \frac{I_{\max}}{I_{\min}} \quad (6.37)$$

şəklində təyin olunur və *desibellərlə* ölçülür.

Əgər  $I_{\min} = 0$  olarsa, onda  $M=1$  olur və bu halda optik modulyator *optik çaxmaq* kimi fəaliyyət göstərir. Belə modulyator mühitdən keçən işığı «yandırır- söndürən» optik açar kimi istifadə oluna bilər.

Fotoqəbuledicinin *siqnal-küy nisbəti* modulyasiya dərinliyindən kəskin asılı olduğundan, bu parametr modulyatorların fəaliyyəti üçün əsas parametr sayılmalıdır. Əgər maksimal modulyasiya dərinliyi bir neçə faiz olarsa, modulyatordan çıxan və detektor tərəfindən qəbul edilən siqnalın böyük bir hissəsi lazımsız olduğundan, *fon küyü* modulyasiya olunmuş siqnalı tamamilə örtür.

*Optik itkilər* – modulyatordan işıq keçərkən müxtəlif hadisələr (udma, səpilmə, qaytarma və s.) nəticəsində onun intensivliyinin azalmasını xarakterizə edir və

$$Z = 10 \cdot \lg I_0 / I_{\max} \quad (6.38)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $I_0$  – *modulyator olmadıqda* qəbuledicinin qeyd etdiyi işıq intensivliyi,  $I_{\max}$  – isə modulyatorun maksimal şəffaflığında keçən işıq intensivliyidir.

Optik itkilər modulyatorun enerji baxımından effektivliyini xarakterizə etdiyindən, onların konkret qurğularda istifadə üçün seçilməsində ən ümdə parametrlərindən biri sayılır. Adi qaz lazeri çox kiçik (0,1%) faydalı iş əmsalına malik olduğundan,  $1 \text{ mVt}$  intensivliyə malik *He-Ne* lazer şüası almaq üçün  $10 \text{ Vt}$  elektrik gücü tələb olunur. Əgər optik itkilər 10 desibel olarsa,  $1 \text{ mVt}$  modulyasiya olunmuş siqnal almaq üçün  $10$  dəfə çox, yəni  $100 \text{ Vt}$  güc sərf olunmalıdır. Əlbəttə, lazerin effektivliyi artdıqca, məsələn yarımkeçirici lazerlərdən istifadə olunduqda, bu nisbət dəyişsə də, optik itkilər verilən gücdən böyük ola bilər və bu da modulyatorların tətbiqində ciddi əngəllər yaradır. Fundamental udma kənarında optik udma əmsalının xarici təsirlərdən kəskin asılı olması uyğun optik diapozonda çox böyük modulyasiya dərinliyinə malik siqnallar almağa imkan versə də, optik udma əmsalının böyük qiymətlərində optik itkilərin də çox böyük olması ilə nəticələnir ki, bu

da uyğun modulyatorların istifadə olunma dairəsini xeyli məhdudlaşdırır.

*Şəffaflıq zolağı* dedikdə, modulyatordan keçən işığın zəif udularaq intensivliyinin praktiki olaraq dəyişmədən keçə bildiyi spektral zolağın eni nəzərdə tutulur. Müasir texnikada optik modulyatorların əksəriyyəti şəffaflıq zolağında fəaliyyət göstərdiyi üçün, bu parametr də böyük əhəmiyyət kəsb edir. Optik itkilər məhz şəffaflıq oblastında minimuma endirilə bilər.

*Tezliyi buraxma zolağı* – modulyatorun fəaliyyət göstərə bildiyi tezlik diapozonuna deyilir və

$$\Delta f = f_{\max} - f_{\min} \quad (6.39)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $f_{\max}$  – modulyatorun effektiv işləyə biləcəyi maksimal tezlik (məsələn, Pokkels effekti əsasında işləyən modulyatorlar üçün  $10^{13}$  Hs),  $f_{\min}$  – isə onun işləyə biləcəyi minimal tezlikdir. Adi modulyasiya sistemlərində tezliyi buraxma zolağı aparıcı tezliyin  $\pm 10\%$ -lik ətrafında olur. İşığın tezliyi  $f_{\min} > 10^{10}$  Hs olduğu nəzərə alınarsa, millimetrik dalğalar oblastında işləyən sistemlər üçün  $\Delta f = 10^{10}$  Hs qiyməti tamamilə məqbul sayıla bilər. Adətən,  $f_{\min} \ll f_{\max}$  olduğundan,  $\Delta f = f_{\max}$  kimi təyin oluna bilər ki, bu da öz növbəsində modulyatorun *çevikliyi* və ya *optik çaxmağın işə düşmə müddəti* adlandırılan

$$\tau = \frac{1}{\Delta f} = \frac{1}{f_{\max}} \quad (6.40)$$

kəmiyyətini təyin edir. Müasir texnikada elektrooptik modulyatorların daha geniş tətbiqi bu çox vacib parametrin əlverişli qiymətə malik olmasına əsaslanır.

*Məxsusi güc* – informasiyanı daşıyıcı (ötürücü) siqnala daxil etmək üçün sərf olunan gücü xarakterizə edir. Məxsusi güc

$$\frac{P}{\Delta f} \text{ kimi təyin olunan və } \frac{mVt}{MHs} \text{ ölçü vahidinə malik olaraq,}$$

vahid buraxma zolağında modullaşmış siqnal almaq üçün sərf olunan güc kimi başa düşülür. Göründüyü kimi,  $\Delta f$  – buraxma zolağı böyüdükcə məxsusi güc kiçilir, yeni modulyator enerji baxımından daha effektiv olur.

*Yarımdalğa gərginliyi* ( $U_{\lambda/2}$ ) modulyasiya prosesində fazanın  $\pi$  qədər dəyişməsinə uyğun gələn xarici təsirin qiymətini xarakterizə edir, çünki fazanın  $\pi$  qədər dəyişməsi  $\lambda/2$  qədər yollar fərqiə uyğun gəlir. Çarpaz qoyulmuş polyarizatorlar halında xarici təsir nəticəsində keçən işığın intensivliyi polyarizasiya müstəvisinin  $\phi$ -dönmə bucağının sinusunu vasitəsi ilə təyin olunduğundan, modulyatorun çıxışında işığın intensivliyi

$$I_{\text{çix}} = I_{\text{max}} \sin^2 \frac{\pi}{2} \frac{U}{U_{\lambda/2}} \quad (6.41)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada, tətbiq olunan xarici təsirin (elektrooptik modulyatorlarda gərginlik)  $U_{\lambda/2}$ -dən fərqli istənilən qiymətində  $I_{\text{çix}} < I_{\text{max}}$ , lakin  $U = U_{\lambda/2}$  qiymətlərində isə  $I_{\text{çix}} = I_{\text{max}}$  olur. Beləliklə, yarımdalğa gərginliyini optik modulyatoru maksimal şəffaflaşdıran gərginlik də adlandırmaq olar.

## § 6.9. Optik deflektorlar

İşıq şüasının fəzada hündəsi vəziyyətini tənzimləyən (dəyişdirən) cihazlar olmaqla, *optik deflektorlar* informasiyanın optik işlənməsi prosesinin əsas elementlərindən biridir. Şüanın fəzada vəziyyətini diskret dəyişdirə bilən cihazlar sadəcə deflektorlar, kəsilməz dəyişdirə bilən cihazlar isə *skanerlər* adlanırlar. Deflektorlar əsasən artıq nəzərdən keçirilmiş *elektrooptik* və *akustooptik* effektlər əsasında fəaliyyət göstərir.

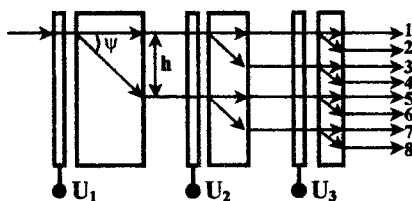
Anizotrop mühitdən çıxdıqda adi və qeyri-adi şüalar qarşılıqlı perpendikulyar müstəvilər üzrə polyarlaşdığından, belə kristaldan optik oxla nəzərə alınmayan müəyyən bucaq altında kəsilmiş

düzbucaqlı paralelepiped formalı obyektı işıq şüalarının qarşısına qoyduqda və onun üzərinə adi şüanın polyarlaşmasına malik şüalar yönəldikdə, adi şüa kristaldan keçər, qeyri-adi şüa işə keçməz. Belə kristal üzərinə düşən şüanın polyarlaşma müstəvisi hər hansı vasitə ilə  $90^\circ$  döndərilərsə, onda mühitdən yalnız qeyri-adi şüa keçər. Beləliklə, girişdəki polyarizator vasitəsi ilə çıxışdakı şüanın iki diskret vəziyyətinə nail olmaq mümkündür. Elektrooptik deflektorlarda giriş şüasının polyarizasiya müstəvisi polyarizatoru döndərməklə deyil, obyektə yarım dalğa gərginliyinə bərabər xarici elektrik sahəsi tətbiq etməklə həyata keçirilir. Çıxışda şüanın öz yerini nə qədər dəyişməsi deflektorun hazırlandığı materialın xassələrindən və qalınlığından asılıdır. Çıxışda şüanın ikidən çox diskret vəziyyətinə nail olmaq üçün işıq ardıcıl qoyulmuş bir neçə kristal lövhədən keçməlidir. Belə deflektorlar *kaskadlı deflektorlar* adlanır (şəkil 6.10). Şüanın vəziyyətləri ardıcılığında eyni addımı təmin edə bil-mək üçün ardıcıl yerləşdirilmiş obyektlərin qalınlıqları nisbəti 2-yə bərabər olmalıdır.

Cədvəl 6.4.

$U_1$	$U_2$	$U_3$	vəziyyət
0	0	0	1
0	0	+	2
0	+	+	3
0	+	0	4
+	+	0	5
+	+	+	6
+	0	+	7
+	0	0	8

a)



b)

Şəkil 6.10. Kaskadlı deflektorda şüanın yolu və vəziyyətini idarə edən cədvəl (a) və şüanın yolu (b)

Bu halda şəkil 6.10-da  $U_1, U_2, U_3$  gərginliklərini tənzimləməklə çıxışda şüanın diskret vəziyyətlərinin alınması cədvəl 6.4-də təsvir edilmişdir. Sistemdən sınımadan keçən şüa adi, sınaq keçən şüa işə qeyri-adi şüanın polyarlaşma müstəvisinə



malik işığa uyğun gəlir. Məsələn, şəkil 6.10-da 5 vəziyyətinə nail olmaq üçün birinci obyektədən çıxan qeyri-adi şüanı ( $U_1=U_{\lambda 2}$ ) ikinci obyektin adi şüasına çevirmək üçün polyarizasiya müstəvisini  $90^\circ$  fırlanması baş verməlidir ( $U_2=U_{\lambda 2}$ ). Həmin şüa üçüncü obyekt tərəfindən adi şüa kimi qəbul olunduğundan,  $U_3=0$  şərti onun sınımadan keçməsinə səbəb olur. Çıxış şüasının digər vəziyyətlərini cədvəldə təsvir olunmuş şərtlər daxilində analogi yolla almaq mümkündür. Əgər qalınlıqları 2 dəfə fərqlənən ardıcıl kristal lövhələrin sayı  $m$  olarsa, onda çıxışda işıq şüasının  $2^m$  sayda diskret vəziyyətinə nail olmaq mümkündür. Məsələn, çıxışda şüanın 512 diskret vəziyyətini almaq üçün ardıcıl 9 lövhəli deflektordan istifadə olunmalıdır. Işıq şüasını optik deflektor vasitəsi ilə hər iki koordinat üzrə meyl etdirməklə də idarə etmək mümkündür. Bunun üçün istifadə edilən deflektor optik oxları qarşılıqlı perpendikulyar olan qoşa şüasına xassəsinə malik kristaldan təşkil olunmalıdır. Bu halda çevirmə müddəti  $10^6-10^7$  san olmaqla, işıq şüasının  $10^4-10^5$  sayda vəziyyəti idarə oluna bilər. Deflektorun qonşu kaskadlarının qalınlıqlarının bir-birindən 2 dəfə fərqlənməsi heç də məcburi deyil. Sadəcə, bu şərt ödənilmədikdə çıxışda şüanın idarəedici gərginliklə alınmış müxtəlif diskret vəziyyətləri arasında məsafələr bərabər olmaz.

Deflektorların əsas parametri onun hazırlandığı materialın fərdi xassələrindən, qalınlığından və optik oxla nəzərdən işığın istiqamətindən asılı olan *ayır etmə qabiliyyətidir*. Şəkil 6.10-dan görüldüyü kimi, qeyri-adi şüanın meyl məsafəsi

$$h = l \cdot \operatorname{tg} \psi \quad (6.42)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada,  $l$  - kristalın qalınlığı,  $\psi$  - işıq şüa mühitə normal düşdükdə qeyri-adi şüanın meyl bucağıdır. Beləliklə, ayır etmə qabiliyyəti deflektorda işığın keçdiyi optik yolun uzunluğundan asılıdır.

Deflektorların hazırlanması üçün də optik modulyatorların hazırlandığı materiallardan istifadə olunur. Bu məqsədlə ən

çox istifadə olunan materiallar  $BaTiO_3$ ,  $LiNbO_3$ ,  $KDP$  (Kadmium Dihidrosulfid  $KH_2PO_4$ ),  $ADP$   $CaCO_3[CaO(0,55)+CO_2(0,45)]$ , islandiya şpatı və turmalindir. He-Ne lazerinin fəaliyyət göstərdiyi  $0,63$  mkm dalğa uzunluğunda  $KDP$  üçün  $\psi = 1,5^0$ ,  $CaCO_3$  üçün isə  $\psi = 6^0$  -dir.

Qeyd etmək lazımdır ki, şüanın deflektordan çıxarkən vəziyyəti polyarizator modulyatoruna tətbiq olunan gərginliyin qiymətindən asılı deyil. Yalnız adi və qeyri-adi şüaların intensivlikləri xarici gərginliklə idarə oluna bilir. Hətta tətbiq olunmuş gərginliyin qiyməti yarımdalğa gərginliyindən kiçik olduqda belə çıxışda qeyri-adi şüanın vəziyyəti dəyişmir, yalnız intensivliyi kiçilir, eyni zamanda adi şüanın da intensivliyi sıfır olmur. Bu xüsusiyyət deflektordan eyni mövqedə həm də modulyator kimi istifadə etməyə imkan verir.

Şüanın vəziyyətini kəsilməz dəyişə bilən skanerlərin iş prinsipi deflektorların iş prinsipindən fərqlənir. Bu halda elektrooptik element prizma şəklində hazırlanır və onun yan üzlərinə çəkilmiş metal elektrodlar vasitəsi ilə idarəedici gərginlik tətbiq olunur. Prizmadan çıxan şüanın  $\theta$  - meyl bucağı materialın sındırma əmsalından, yəni tətbiq olunan gərginlikdən asılı olur. Skanerin ayırdetmə qabiliyyəti şüanın  $\Delta\theta$  maksimal meyl bucağının  $\delta\theta$  dağılma bucağına nisbəti ilə  $\left(\frac{\Delta\theta}{\delta\theta}\right)$

təyin olunur və  $\sim 10^2$  qiymətinə qədər çata bilər.

Skanerlər akustooptik hadisə əsasında da fəaliyyət göstərə bilər. Akustooptik deflektorun prinsipial sxemi şəkil 6.11-də təsvir edilmişdir. Bu halda kristalda səs dalğası akustooptik çevirici vasitəsi ilə yaradılır. Bu məqsədlə pyezoelektrik effektə malik olan lövhə (2) işçi kristala (1) yapışdırılır və ya nazik təbəqə şəklində onun səthinə çəkilir. Çeviriciyə tətbiq olunan dəyişən elektrik sahəsi nazik təbəqənin və ya lövhənin rəqslərinə səbəb olur ki, bu da kristalda geniş tezlik intervalında ( $\sim 10^9$  Hz) akustik dalğaların yayılmasına imkan yaradır. Bu dalğalar kristaldan keçərək uducu (3) tərəfindən söndürülür.

Əgər işıq şüasının düşmə bucağı  $\theta_\beta$  olarsa, rentgen şüalarının səpilməsi üçün Vulf-Breqq şərtinə analogi olaraq

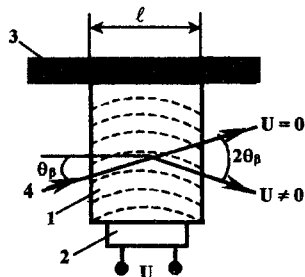
$$2\lambda_{sas}\sin\theta_\beta = \lambda_{isıq} \quad (6.43)$$

şerti ödənilir. Bu halda düşən işığın enerjisi bütövlükdə birinci tərtib difraksiya maksimumunda toplanar. Difraksiya edən işığın intensivliyi ilə düşən işığa paralel çıxan işığın intensivliyi arasında münasibət qarşılıqlı təsir uzun-

luğundan və akustik dalğanın amplitudundan asılıdır. Akustik dalğanın intensivliyinin  $1Vt/sm^2$  qiymətində düşən işığın  $\sim 50\pm 90\%$ -nin difraksiyaya uğraması üçün müxtəlif maddələr üçün qarşılıqlı təsir uzunluğu  $0,1\pm 10$  sm təşkil edir. Akustik dalğanın tezliyi heqahers ( $\sim 10^9$  Hs)-dən böyük olmalıdır ki, bu da hipersəs adlanır (ultrasəs  $10^4\pm 10^9$  Hs-ə, hipersəs isə  $10^9\pm 10^{13}$  Hs-ə qədərki tezliklərə uyğun gəlir). Əgər  $\sin\theta_\beta = 1$  olarsa, (6.43) şərtindən  $2\lambda_{sas} = \lambda_{isıq}$  kimi son hədd tezliyi təyin oluna bilər. Spektrin görünən hissəsi üçün son hədd tezliyi  $\nu_{max} \approx 10^{10}$  Hs tərtibində olur.

Bu deflektorların elektrooptik deflektorlardan əsas üstünlüyü səs dalğasının uzunluğunu dəyişməklə  $\theta_\beta$ -nin idarə oluna bilməsidir. Lakin bu halda düşmə bucağı da elə dəyişməlidir ki, (6.43) şərti ödənilsin. Müstəvi akustik dalğanı dağılan dalğa ilə əvəz etməklə bu çətinliyi aradan qaldırmaq mümkündür. Belə dalğa şəkil 6.11-də təsvir edilmişdir. Belə dalğalar halında qarşılıqlı təsir uzunluğu azaldığı üçün difraksiyada eyni intensivlik almaq üçün səs dalğasının intensivliyini artırmaq lazımdır.

Akustooptik deflektorların hazırlanmasında əsasən səs dalğalarını zəif udan şəffaf materiallardan istifadə edilir. Belə



Şəkil 6.11. Akustooptik deflektorun prinsiplial sxemi

materiallara misal olaraq *əridilmiş kvars, halkogenid şüşələr* ( $As_2S_3$ ),  $TeO_2$ ,  $PbMoO_4$ ,  $LiNbO_3$ ,  $KDP$  və s. göstərilə bilər. Akustooptik deflektorlarda difraksiya edən şüalardan istifadə olunarsa, onlardan 100% modulyasiya dərinliyinə malik modulyator kimi də istifadə edilə bilər.

## § 6.10. Optik transparantlar

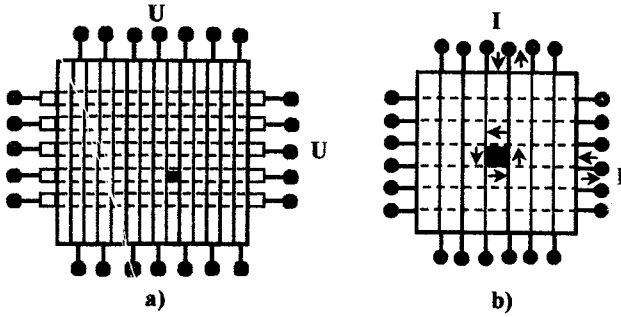
Optik parametrləri (şəffaflığı, sındırma əmsalı, polyarlaşması) idarəedici siqnalın təsiri altında nöqtədən nöqtəyə dəyişən müstəvi lövhə formalı qurğular *optik transparantlar* adlanır. Belə qurğudan keçən və ya əks olunan işıq şüası fəza modulyasiyasına malik olur. Transparantlarda zamana görə modulyasiya da istisna olunmur. Uyğun transparantlar işığın fəzazaman modulyatorları (İFZM) adlanır. Yüksək çevikliyə malik İFZM vasitəsi ilə eyni zamanda paralel olaraq külli miqdarda informasiyanı (*şəkilləri, cisimlərin xəyallarını*) işləmək mümkündür. Elektron qurğu və sistemləri belə miqyaslı informasiyaları işləmək iqtidarında deyildir. Optik transparantlar yalnız informasiya çeviriciləri kimi deyil, həm də külli miqdarda informasiyaların formalaşmasına, inikas olunmasına, vizuallaşmasına, hətta informasiyanı qoruyub saxlamağa imkan verən sistem kimi faydalıdır.

İşıq siqnalını modulyasiya etmək üçün optik transparantlarda müxtəlif fiziki hadisələrdən istifadə olunur. Transparantın müxtəlif hissələrinə idarəedici elektrik sahəsi tətbiq etməklə informasiyanın işlənməsi həyata keçirilirsə, belə transparant *elektrik idarəli*, optik xəyalın proyeksiyanması əsasında işləyən transparantlar isə *optik idarəli transparantlar* adlanır. Optik transparantlar həm də elektron şüa borularında hədəf rolu oynaya bilərlər. Bu halda onların idarə olunması elektron dəstəsi vasitəsi ilə həyata keçirilir.

Optik transparantların *əsas parametrləri* olaraq optik modulyatorların uyğun parametrləri işlədilə bilər. Optik transparantın başlıca parametri vahid uzunluqda bir-birindən seçilə

bilən xətlərin miqdarı kimi təyin edilən və  $xətt/mm$  ölçü vahidinə malik olan *ayırdetmə qabiliyyətidir*. Transparantın maksimal şəffaflaşmasında keçən işığın  $I_{max}$  intensivliyinin maksimal tutqunlaşmasındakı  $I_{min}$  intensivliyinə nisbəti *optik kontrast* adlanır.

Elektrik idarəli optik transparantlarda həm elektrik sahəsindən (şəkil 6.12,a), həm də maqnit sahəsindən (şəkil 6.12,b) istifadə edilə bilər. Əgər transparantın ayırdetmə qabiliyyəti  $\sim 10$   $xətt/mm$  tərtibində olarsa, onun sahəsi bir neçə  $sm^2$  olduqda hər bir elementin ayrı-ayrılıqda elektrik təminatı praktiki olaraq mümkün deyildir. Buna görə də transparantlarda  $x-y$  *ünvanlanmasından* istifadə edilir. Ünvanlanma *ikikoordinatlı, matrisli və multipleks* şəkildə ola bilər. Bütün hallarda modulşadıcı mühitin nazik təbəqəsinə hər iki tərəfdən elə nazik şəffaf keçirici zolaqlar çəkilir ki, üz-üzə müstəvilərdə yerləşdirilmiş zolaqlar qarşılıqlı perpendikulyar olsunlar (şəkil 6.12,a). Transparantın lazım olan yerində siqnal yaratmaq üçün  $x-y$  uyğun zolaqlarına idarəedici gərginlik verilir. Zolaqların üz-üzə «kəsişmə» oyuğunda elektrik sahəsinin təsiri ilə mühitin optik xassələrində dəyişiklik baş verir. Bütün səth üzrə optik modullaşmanı reallaşdırmaq üçün elektrik siqnalı zolaqların «kəsişmə» xətlərini ardıcıl «gəzməlidir». Qeyd etmək lazımdır ki, sətirləri  $100 \times 100$  olan transparant üçün belə nöqtələrin sayı  $10^4$ -dür. İdarəedici gərginliyin ünvanlan-ırılması növbe ilə düyünlərə (*elementlər üzrə ünvanandırılma*) və ya sətirdəki düyünlərin hamısına eyni zamanda (*sətir üzrə ünvanlandırılma*) verilə bilər. Lakin bütün hallarda transparantın elementlərinin hamısını eyni zamanda gərginliklə qidalandırmaq və buna görə də elektrikle idarə olunan transparantlarda informasiyaların paralel işlənməsini təmin etmək qeyri-mümkündür. Buna baxmayaraq, elektro-ptik transparant elektrik siqnallarını optik siqnalara çevirdiyinə görə optik informasiyanın işlənməsi prosesində vacib rola malikdir.



Şəkil 6.12. Elektriklə idarə olunan transparantlar.  
a) elektrooptik effektlə; b) maqnitooptik effektlə.  
Oxlar işçi oyuqda cərəyanın istiqamətini təsvir edir

Elektrooptik transparantların xarakteristik parametrləri əsasən onu təşkil edən modullaşdırıcı mühitdən asılıdır. Cəvək elektrooptik trasparantlar yaratmaq üçün elektrooptik kristallardan istifadə oluna bilər. Bu halda transparantın fəaliyyəti işığın polyarlaşıma müstəvisinin elektrik sahəsi ilə idarə olunmasına əsaslanır. Polyarlaşıma modulyasiyasını amplitud modulyasiyasına çevirmək üçün transparant oxları çarpaz olan iki polyaroid arasında yerləşdirilir. Belə transparantların başlıca çatışmazlığı idarəedici gərginliyin yüksək ( $\sim 10^3 V$ ) olmasıdır. Elektriklə idarə olunan transparantlar yüksək temperaturda preslənmiş seqnetoelektrik keramika ( $PbZrO_3 + PbTiO_3 + La$ ) əsasında da yaradıla bilər. Qalınlığı  $0,1 \text{ mm}$  olan belə nazik lövhələrin xətti ölçüləri *bir neçə sm*, görünən işıq üçün şəffaflığı  $90\%$ , işçi gərginliyi isə  $\sim 100V$  tərtibində olur. Seqnetoelektriklərdə mövcud olan domenlərin hesabına elektrik sahəsinin təsiri ilə güclü polyarizasiya baş verir. Domenlərin elektrik sahəsi boyunca düzlənməsi işığın qoşa şüasının səbəb olur. Əgər keramika ölçüsü  $\sim 4 \div 5 \text{ mkm}$  olan dənəciklərdən ibarət olarsa, xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə dənəciklərdən işığın səpilmə intensivliyinin dəyişməsi şüanın birbaşa amplitud modulyasiyasına səbəb ola bilər və bu halda çarpaz qoyulmuş polyaroidlərə lüzum qalmır.

Maqnitooptik effektlərə malik materiallardan və ferritlərdən istifadə etməklə yüksək çevikliyə və qeyri-məhdud xidmət müddətinə malik elektriklə idarə olunan transparantlar hazırlamaq mümkündür (şəkil 6.12,b). Ferritlərin əsas çatışmazlığı görünən şüalar üçün böyük udma əmsalına malik olmasıdır. Yalnız  $YFeO_3$ ,  $YFeGaO_3$  kimi ortoferritlərdə,  $YGaScFeO$ ,  $YGdGaFeO$ ,  $Y_2BiFeGaO_{12}$  kimi ferrit qranatlarda 10%-ə qədər şəffaflığa nail olmaq mümkündür ki, bu da praktiki məqsədlər üçün istifadəyə zəmin yaradır. Ferritin optik xassələrini dəyişdirməyə qadir olan maqnit sahəsi şəkil 6.12, b-də göstərilən cərəyan ilgəyi vasitəsi ilə yaradıla bilər. Ferrit üçün astana qiymətindən böyük cərəyanın qısamüddətli təsiri ferriti ele maqnitləndirir ki, transparantın həmin hissəsi informasiyanı uzun müddət ərzində hifz edə bilər. İnformasiyaların müqayisəsi və oxunması keçən işığın polyarlaşma müstəvisinin Faraday fırlanması, əks olunan işıq üçün Kerr effekti vasitəsi ilə həyata keçirilə bilər. Transparantın yenidən maqnitlənməsi üçün lazım olan müddət  $\sim 10^{-8}$  san olmaqla, informasiya tutumu  $100 \times 100$  element təşkil edə bilər. Maqnitooptik effektlərin istifadəsində əsas çatışmazlıq idarəedici cərəyanların böyük ( $\sim 1A$ ) qiymətə malik olmasıdır.

### § 6.11. Maye kristallar əsasında elektrooptik transparantlar

Son vaxtlar optoelektronikada maye kristallar əsasında hazırlanan cihazlar geniş tətbiq olunur. Bu cihazlar idarəedici siqnala qarşı yüksək həssaslığı və iqtisadi səmərəliyi ilə fərqlənirlər. Maye kristal üzvi maddələrin mürekkəb qarışığı olmaqla, həm mayelərə xas axıcılıq xassəsinə, həm də kristallara xas fiziki xassələrin anizotropluğuna malik olurlar. Maye kristallar yalnız məhdud temperatur intervalında mövcud ola bilərlər. Yüksək temperaturlarda onlar adi izotrop mayelərə, aşağı temperaturlarda isə donaraq bərk cismə çevrilir. Maye kristalın molekulları uzunsov «siqarabənzər» olmaqla biroxlu kristal

xatırladır. Belə molekulların paralel düzülməsi anizotropluğa səbəb olur. Molekulların düzülüş xüsusiyyətlərinə görə maye kristallar *nematik*, *smaktik* və *xolesterik* olmaqla üç fazaya bölünürlər. Maye kristallar əsasən yüksək ( $10^9$  Om·m) elektrik müqavimətinə malik olan dielektriklərdir. Maye kristalların dielektrik nüfuzluğu və sındırma əmsalı anizotropluq xassəsinə malik olurlar. Xarici təsirlər (*əsasən elektrik sahəsi*) vasitəsi ilə molekulların düzülüşünün (orientasiyasının) dəyişməsi maye kristallarda işıq şüasının parametrlərinin idarə olunması imkanı yaradır.

Elektrooptik transparantlar hazırlamaq üçün maye kristal bir-birindən  $3\div 30$  mkm məsafədə yerləşən iki şəffaf altılığın arasına doldurulur. Altılıqlara daxili tərəfdən qarşılıqlı perpendikulyar metal elektrodlar çəkilir. Altılıqların kontakt çəkilmiş üzləri eyni zamanda irəliləmə hərəkəti vasitəsi ilə cilalanır və əmələ gələn uzunsov mikroyarıqlar maye kristal molekullarını istiqamətləndirir. Altılığa perpendikulyar düşən işıq maye kristaldan keçərkən maksimal qoşa şüasınınma effektivinə məruz qalır. Xarici gərginlik tətbiq etməklə maye kristalın molekullarının orientasiyasını elə yönəltmək olar ki, qoşa şüasınınma baş verməsin. Adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsallarının kəskin fərqlənməsi ( $\Delta n = n_e - n_o = 0,2 \div 0,4$ ) maye kristalların mikron qalınlıqlarında maksimal modulyasiya dərinliyinə nail olunmasına imkan verir. Altılıqların molekullarının müəyyən istiqamətdə düzülmək qabiliyyətindən istifadə edərək elə şəraitə nail olmaq mümkündür ki, üz-üzə duran altılıqlarda molekulların düzülüşü qarşılıqlı perpendikulyar olsun. Belə quruluş, düşən işığın polyarlaşma müstəvisini  $90^\circ$  döndərməyə qadir optik fəallığa malik olur. Xarici elektrik sahəsi altılıqlarda olan molekulları paralel vəziyyətə gətirdiyindən, qarşılıqlı perpendikulyarlıq itir. Bu hadisə «*tvist*» effekti adlanır və maye kristalların indikator kimi istifadəsinin əsasını təşkil edir (*bax §9.4*).

Maye kristallarda qoşa şüasınınma və «*tvist*» effekti vasitəsi ilə amplitud modulyasiyasına nail olmaq üçün iki polyaroiddən istifadə edilməlidir. Lakin maye kristala cüzi miqdarda *boyaq*



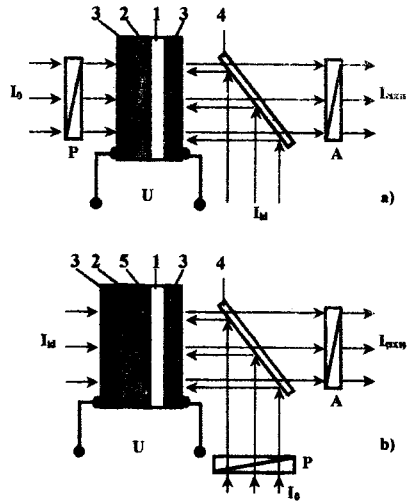
*maddəsi* əlavə etməklə bu problemi aradan qaldırmaq mümkündür. Boyaq maddəsinin molekullarının düzülməsi onu əhatə edən maye kristalın molekullarının istiqaməti ilə tənzimlənir. Boyaq maddəsi tərəfindən işığın udulması onun molekullarının «uzun» oxu ilə müəyyən olunduğundan, maye kristalın molekullarını idarə etməklə qurğunun udma qabiliyyətini tənzimləmək mümkündür. Bu hadisə «qonaq- ev sahibi» effekti adlanır. Maye kristala boyaq maddəsi əvəzinə aşqar atomları daxil etməklə, ion keçiriciliyinə nail olmaq mümkündür. Elektrik sahəsinin təsiri altında cərəyan axması maye kristalda burulğanlı ( *turbulent* ) axın yaradır və nəticədə şəffaf maye kristal tutqunlaşaraq bulanıq-boz rəngə boyanır. Bu hadisə *elektrohidrodinamik effekt* adlanır.

Maye kristallar əsasında hazırlanan optik transparentlar nisbətən kiçik gərginliklərdə ( $U \leq 10V$ ) və cərəyan sıxlıqlarında ( $I \approx 3 \text{ mA/sm}^2$ ) fəaliyyət göstərir. Maye kristal transparentları sadə hazırlanma texnologiyası və ucuz qiyməti ilə diqqətəlayiqdirlər. Belə qurğuların əsas çatışmayan cəhəti onların yüksək ətalətliyə malik olmalarıdır. Elektrooptik siqnalın formalaşması müddəti mikrosaniyələr ( $10^{-6} \text{ san}$ ) təşkil etsə də, molekulların ilkin vəziyyətinə qayıtma prosesi daha böyük zaman müddətləri ərzində baş verir. İdarəedici gərginliyi artırmaq və maye kristalın qalınlığını azaltmaqla onun çevikliyi bir qədər artırmaq mümkündür. Optimal seçimdə maye kristal transparentları ən çoxu  $\sim 10^4 \text{ Hz}$  tezlikdə fəaliyyət göstərə bilər ki, bu da indikator cihazlarının fəaliyyəti üçün kifayət etsə də, informasiyanın optik üsulla işləməsi məqsədi ilə istifadə edilə bilmir. Maye kristallar əsasında hazırlanmış qurğuların digər bir çatışmazlığı maye kristal fazasının çox məhdud temperatur intervalında ( $\pm 30^\circ$ ) mövcud olması ilə əlaqədardır.

## § 6.12. Optik idarəli transparentlar

Optik idarəli transparent (*OİT*) işığın mühitdə həm əksəllənmə, həm də nüfuzetmə xassələri əsasında fəaliyyət göstərə bilər. Ən geniş yayılmış *OİT*-in iş prinsipi şəkil 6.13-də təsvir

edilmişdir. Elektrooptik materialdan hazırlanan nazik lövhə (1) üzərinə ftohəssas təbəqə (2) çəkilməklə şəffaf ( $SnO_2, In_2O_3, ITO$  və s.) elektrodlar (3) arasında yerləşdirilir. Elektrodla  $U$  gərginliyi tətbiq olunur. Belə hazırlanmış oyuq polarizator ( $P$ ) və analizator ( $A$ ) arasında yerləşdirilir. Ftohəssas təbəqənin materialı oyuqdan keçən  $I_0$  şüaları üçün şəffafdır. Transparantda lazımı relyef 4 yarımsəffaf güzgü vasitəsi ilə oyugu 2 təbəqəsinin ftohəssas olduğu  $I_{id}$  – idarəedici işıq seli ilə işıqlandırması ilə alınır. İdarəedici şüa olmadıqda transparentin 2 ftohəssas təbəqəsi böyük müqavimətə malik olur və tətbiq olunan gərginlik bütünlüklə bu təbəqədə düşür.  $I_{id}$ -in təsiri altında 2 təbəqəsinin müvafiq yerlərinin müqaviməti kiçilir və gərginliyin sistemdə yenidən paylanması baş verir. Nəticədə 1 elektrooptik lövhəsi gərginliklə təchiz olunur və eninə Pokkels effekti hesabına qoşa şüasınınma hadisəsi baş verir. Əgər  $P$  polarizatoru və  $A$  analizatoru ilkin vəziyyətdə çarpaz yerləşdirilərsə,  $I_{id}$  olmadıqda qurğunun çıxışında işığın intensivliyi sıfır olur. İdarəedici işıq dalğasının təsiri altında 1 lövhəsində yaranan relyefə uyğun olaraq transparentdan keçən aparıcı  $I_0$  işıq dalğası faza və ya polyarlaşma modulyasiyasına malik olur. Şəkil yaradan  $I_{id}$  işığı transparentdan keçən  $I_0$  ilə fərqli spektral tərkibə malik olur. İlk vəziyyətdə  $P$  və  $A$ -nın oxları paralel qoyularsa,  $I_{id}$ -nin təsiri altında çıxışda yaranan şəkil neqativə çevrilər. Foto-həssas material zəif keçiriciliyə malik olduğundan, idarəedici işıq vasitəsi ilə onda alınan şəkil müəyyən müddət ərzində saxlanılır. Şəkili silmək üçün müqabil spektral



Şəkil 6.13. Optik idarəli transparentların prinsipial sxemi  
a) nüfuzetmə halında; b) qayıtma halında

dan, idarəedici işıq vasitəsi ilə onda alınan şəkil müəyyən müddət ərzində saxlanılır. Şəkili silmək üçün müqabil spektral

tərkibli işıq impulsundan istifadə oluna bilər. Beləliklə, optik idarəli transparantlardan *ikiölçülü operativ yaddaş qurğuları* kimi də istifadə oluna bilər. Əgər «*yazı → müqayisə → pozmaq*» dövrünün baş vermə müddəti kiçik olarsa, bu transparantlar cəld dəyişən informasiyaları təhlil etməyə imkan verir.

Qaytarma effekti əsasında (şəkil 6.13, b) fəaliyyət göstərən optik transparantlar öz quruluşlarına görə nüfuz etməklə işləyənlərdən modulyasiyaetdirici və fətohəssas lövhələr arasında qeyri-şəffaf güzgü olması ilə fərqlənir. Müqayisə edən  $I_0$  işığı polarizatordan keçərək yarımsəffaf güzgü vasitəsi ilə transparanta göndərilir, elektrooptik qatdan sərbəst keçərək 5 gücüsündən əks olunur və yenidən modulyasiya lövhəsindən keçərək  $A$  analizatoruna istiqamətləndirilir. İdarəedici işıq transparanta əks tərəfdən göndərilərək fətohəssas qata təsir edir və tətbiq olunmuş gərginliyin 1 və 2 lövhələri arasında yenidən paylanması nəticəsində optik signal formalaşır. Transparantın sonrakı iş prinsipi bütövlükdə işığın nüfuz etməsi əsasında işləyən quruluşlarda olduğu kimidir. Yalnız bu halda 5 güzgüsü vasitəsi ilə transparantın çıxışı ilə girişi optik izole olduğundan, müqayisə işığının spektral tərkibinin seçilməsində sərbəstlik yaranır. Eyni zamanda, işıq elektrooptik təbəqəni qalınlıq boyunca *iki* dəfə qət etdiyindən modulyasiya dərəcəsi daha böyük olur.

Optik idarəli *fototitus tipli transparantlarda* fətohəssas material kimi *amorf seləndən*, modulyasiyaetdirici mühit kimi isə *KDP* və ya *DKDR*-dən istifadə olunur. Transparantı vakuum kamerasında  $-50^{\circ}S$  temperatürə qədər soyutmaqla işçi gərginliyi  $100V$ -a qədər azaltmaq, informasiyanın qorunma müddətini isə otaq temperaturundakı *2 saniyədən bir saata* qədər artırmaq mümkün olur. Bunun nəticəsində dəqiqələr müddətində yazılmış informasiyanın kontrastında heç bir dəyişiklik baş vermir. İnförmasiyanın *yazılması* optik spektrin göy və ya ultrabənövşəyi (məsələn, *Cd lazerləri ilə*), *oxunması* isə qırmızı (*Ne-He lazeri ilə*) oblastında həyata keçirilir. Relyefin və buna görə də qoşa şüasının fəza paylanmasını pozmaq üçün transparant ksenon lampasının işıq impulsu ilə işıqlandırılır.

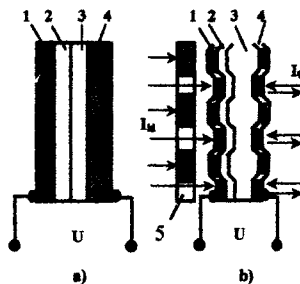
lır. Bu tip transparantların çevikliyi yüksək deyildir və informasiyanı yazıb-pozmaq üçün ən azı  $10^4$  san zaman tələb olunur.

Müxtəlif keramikalar əsasında (*PVMS-keramika*) optik idarə olunan transparantlar yaratmaq mümkündür. Bu halda paralel üzlü keramika lövhəsinə hər hansı fətohəssas maddə (məsələn, *polivinilkarbazol -PVK*) və şəffaf elektrodlar çəkilərək, üzvi şüşənin üzərinə yapışdırılır. Üzvi şüşənin azacıq əyilməsi keramikada mexaniki gərginlik yaradır və nəticədə keramikadakı xəotik istiqamətli domenlər mexaniki gərginlik istiqamətində düzülür. Yekun polyarlaşmanın sıfır olması üçün domenlər cüt-cüt antiparalel düzülür. Elektrodlara domenləri düzmək üçün lazım olan kritik gərginlikdən bir qədər az  $U$  gərginliyi tətbiq edərək, eyni zamanda fətohəssas element işıqlandırılrsa, sonuncunun müqaviməti kiçildiyi üçün tətbiq olunan gərginlik bütövlükdə keramikada düşər və nəticədə domenlərin sahə üzrə düzlənməsi baş verər. Transparanta cismin xəyalını göndərdikdə işıqlanan yerlərdə qoşa şüasınma effekti aradan qalxır. Yazılmış informasiyanı canlandırmaq üçün *polyarizator-analizator* sistemindən istifadə etmək, pozmaq üçün isə  $U = 0$  olduqda bütün ekranı işıqlandırmaq lazımdır.

Bir sıra *OIT*-da dənəvər quruluşlu keramikalardan işığın səpilməsi hadisəsindən istifadə edilə bilər. Bu halda keramik lövhə mexaniki gərginliyə məruz qalmır, xarici gərginlik və bircins işıqlanma vasitəsi ilə keramika polyarlaşır. Sonra xarici elektrik gərginliyinin qütblərini dəyişməklə gərginliyi ələ qiymətə qədər azaltmaq lazımdır ki, polyarlaşma pozulmasın. Belə sistemə idarəedici işıq seli yönəltməklə, işıqlanan yerlərdə domenlərin xəotikləşməsinə və işığın lokal səpilməsi hadisəsinə nail olmaq mümkündür. Yazılan informasiyanı silmək üçün gərginlik altında lövhəni bərabər səviyyədə işıqlandırmaq lazımdır ki, domenlər sahəyə paralel düzülməklə lövhəni şəffaflandırsınlar. Bu növ keramikalara gərginlik tətbiq etməklə əks pyzoeffekt vasitəsi ilə materialın hündəsi ölçülərinin dəyişməsinə nail olmaq mümkündür. Belə transparantda elek-

trodlardan biri güzgü əksetmə xassəsinə malik olur (şəkil 6.14, a). Əvvəlcə transparant ftohəssas lövhə tərəfindən bircins işıq-landırılır və keramikanı polyarlaşdırmaq üçün şəffaf elektrodla qeyri-şəffaf elektrod aralığı elektrik sahəsi ilə təchiz olunur. Elektrik sahəsinin istiqamətini dəyişməklə eyni vaxtda gərginliyin qiyməti elə azaldılır ki, elektrik domenləri əvvəlki düzülüşünü dəyişə bilməsin. Bu halda olan transparanta informasiyanın xəyali göndərilərsə, işıqlanan yerlərdə ftohəssas materialın müqaviməti kiçildiyindən, domenlərin orientasiyasında dəyişiklik əmələ gəlir və həmin yerlər deformasiyaya uğrayır. Nəticədə güzgü əksetdirici qatda (şəkil 6.14, b) göndərilən xəyala uyğun relyef formalaşır. Qeyd etmək lazımdır ki, belə deformasiyanın ölçüləri mikronun hissələri tərtibində olsa da, informasiyanı müqayisə etmək üçün kifayət edir.

*PROM* adlanan optik idarəli transparant eyni zamanda həm elektrooptik, həm də ftohəssaslığa malik materiallar əsasında hazırlanır. Polyarlaşmanı uzun müddət qoruma xassəsinə malik olan transparantlar hazırlamaq üçün ftohəssas *ZnS*, *ZnSe*, *CdS*, *CdSe*, *ZnO*, *Bi<sub>12</sub>GeO<sub>20</sub>* kimi materiallardan  $\sim 100\text{mkm}$  qalınlığa malik lövhə hər iki tərəfdən nazik ( $\sim 3\text{mkm}$  qalınlıqda) dielektrik təbəqə ilə təchiz olunur. Dielektrik təbəqələrə şəffaf platin elektrodları çökdürülür. Elektrooptik mühitin özü ftohəssaslığa malik olduğundan şəkil 6.14-də ftohəssas lövhəyə (2) ehtiyac qalmır. Tətbiq olunan gərginlik  $1000+2000\text{ V}$  olduqda oyuq ksenon lampasının işıq impulsu ilə şüalandırılır. Ftohəssaslıq oblastına uyğun dalğa uzunluqlarının yaratdığı sərbəst elektronlar elektrik sahəsinin təsiri ilə dielektrik qatlarının sərhədinə yığılır və lövhəni polyarlaşdırır. Elektronların yığılma prosesi polyarlaşma nəticəsində yaranan elektrik sahəsinin xarici sahəni



Şəkil 6.14. Əks pyezoeffekt əsasında fəaliyyət göstərən optik transparant a) idarəedici şüa olmadıqda; b) xəyal maskasından işıqlandırıldıqda 1- şəffaf elektrod; 2- ftohəssas qat; 3- modulyasiya qatı, qeyri-şəffaf güzgü; 5- maska

kompensasiya edənə qədər davam edir. Elektrodları qısa qapadıqda, elektrooptik materialda xarici sahəyə əks yönəlmiş elektrik sahəsi mövcud olur. Əgər belə struktura həssas olduğu spektral oblasta uyğun işıqla alınmış xəyal göndərilərsə, işıqlanan yerlərdə polyarlaşma itər, işıqlanmayan yerlərin polyarlaşmasında isə heç bir dəyişiklik baş verməz. Xəyalın oxunması kristalda heç bir dəyişiklik etməyə qadir olmayan uzundalğalı işıq vasitəsi ilə həyata keçirilir. Belə işıq oyuqdan keçərkən faza modulyasiyasına məruz qalır. Oyuğu çarpaz qoyulmuş polyarizator-analizator sistemində yerləşdirməklə faza modulyasiyası amplitud modulyasiyasına çevrilir. Əgər təsvir edilən oyuq eyni istiqamətli xarici elektrik sahəsi ilə təchiz olunarsa, əvvəl işıqlanmış nöqtələrdə polyarlaşma vektoru xarici elektrik sahəsi ilə kompensasiya olunur, işıqlanmamış nöqtələrə isə elektrik sahəsinin təsiri baş verir. Nəticədə oxunan xəyal neqativə çevrilir. İnformasiyanın silinməsi xarici gərginlik olmadıqda oyuğu güclü udulan işıqla müntəzəm işıqlandırmaq vasitəsi ilə həyata keçirilir. Transparantda qeyd edilən informasiyanın oxunma müddəti  $10^3$  san tərtibində olmaqla,  $2-3$  saat müddətində qoruna bilər. Belə transparantların əsas çatışmazlığı informasiyanın dəyişmə tezliyinin kiçik ( $1$  kHs) olması və yüksək xarici gərginliyin tələb edilməsidir.

*OİT*-da maye kristallardan da istifadə oluna bilər. Belə transparantların əsas üstünlüyü sadə və ucuz hazırlanma texnologiyası, kiçik xarici gərginliklərdə fəaliyyət göstərə bilməsidir. Maye kristallar əsasında hazırlanan *OİT*-in əsas çatışmazlığı onların böyük ətalətliyi ( $10^2$  san) ilə əlaqədardır. Belə strukturlar, başlıca olaraq, *maye kristal-fotokeçirici* tipli, həm də qeyri-şəffaf dielektrik qata malik olmaqla hazırlanır. Maye kristal yüksək elektrik müqavimətinə malik olduğundan, fotokeçirici də yüksək müqavimətli yarımkəçirici (məsələn,  $ZnS$ ,  $ZnSe$ ,  $CdS$ ,  $CdSe$ ,  $Se$ ) olmalıdır. Aşağı müqavimətli fotokeçirici kimi metal-dielektrik-yarımkəçirici strukturlarında *Si*-dən istifadə oluna bilər.

*OİT*-da elektrooptik effektlə yanaşı, istilik effekti əsasında da informasiyanın işlənməsi mümkündür. Bu halda temperatu-

run dəyişməsi ilə maye kristalda faza keçidinin baş verməsi nəticəsində onun xassələrinin dəyişməsindən istifadə olunur. İnfraqırmızı şüaları buraxmayan şəffaf elektrodlarla təchiz olunmuş maye kristal nöqtəvi lazer şüası ilə işıqlandırılarsa, şüa elektrod qatında udularaq maye kristalın lokal qızmasına səbəb olar. Qızmış hissənin cəld soyudulması ilə maye kristalda qızma nəticəsində baş vermiş dəyişikliyi dondurmaq və effektiv səpici mərkəzlər yaratmaq mümkün olur. İnformasiyanın silinməsi üçün elektrik sahəsində bütün oyuğu qızdırıb sonra soyutmaq lazımdır.

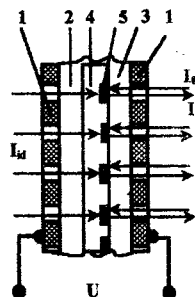
Optik transparant müəyyən temperaturda metal-yarımqeçirici faza keçidinə malik olan materiallar əsasında hazırlana bilər. Məsələn,  $\sim 70^{\circ}\text{C}$ -də temperatur faza keçidinə məruz qalan  $\text{VO}_2$ -dən belə transparant hazırlamaq üçün *kvars*, *sital* və ya başqa altlığa  $0,1 \div 0,2 \text{ mkm}$  qalınlıqda *vanadium oksidi* çökdürülür.  $\text{VO}_2$  təbəqəsinə xəyalı özündə hifz edən lazer şüası göndərilir. İşıqlanan nöqtələrin lokal qızması nəticəsində  $\text{VO}_2$  yarımqeçiricidən metala çevrilir. Şüalanma kəsildikdə transparant ilkin vəziyyətinə qaydır. İnformasiyanı formalaşdırmaq üçün həm udma əmsalının, həm də sındırma əmsalının dəyişməsindən bəhrələnmək olar. Belə transparantlar kafi enerji həssaslığına ( $10^2 \text{C/m}^2$ ) və ayırdetmə qabiliyyətinə ( $10^3 \text{xətt/mm}$ ) malik olmaqla, yüksək çevikliyi ( $10^{-8} \text{san}$ ) ilə əlamətdardırlar.

*OİT* hazırlanmasında plastik maddələrin istilik təsiri ilə yumşalaraq deformasiya etmə xassəsindən istifadə edilə bilər. Bu maddələr *termoplast* adlanır. Şəffaf keçirici  $\text{SnO}_2$  elektroduna malik olan şüşə lövhə üzərinə əvvəlcə fotokeçirici (*polivinilkarbazol*), onun üzərinə isə termoplast çəkilir. Termoplastın səthi tac boşalması vasitəsi ilə yüklənir və nəticədə termoplast ilə  $\text{SnO}_2$  elektrodu arasında potensiallar fərqi yaranır. Optik informasiyanı (xəyalı) belə özəyə göndərdikdə işıqlanan yerlərdə müqavimətin azalması nəticəsində termoplast boyunca elektrik sahəsinin intensivliyinin birincisliyi pozulur.  $\text{SnO}_2$  elektroduna verilən elektrik impulsu termoplastın işıqlanan nöqtələrindən axdığından onu qızdırır və deformasiya etdirir.

Soyuduqdan sonra termoplastda verilən informasiyaya uyğun relyef qorunub saxlanır. Termoplastdan əks olunan işıq yazılan informasiyaya uyğun faza modulyasiyasına malik olur. Yazılmış informasiyanı silmək üçün termoplastı qaranlıqda qızdırmaq kifayətdir. Xüsusi halda termoplastın özü fotohəssaslığa malik ola bilər. Belə oyunlar *foto-termoplast* adlanır.

Baxılan optik transparantlarda həm «yazan», həm də «oxuyan» işıq intensivliyi koordinatdan asılı olaraq istənilən qədər rəvan dəyişə bilər. Rəqəmlərlə olan informasiyaları ikili xəyal şəklində işləmək üçün *matris transparantlarından* istifadə edilir. Bu növ transparantlar nizamlı düzölmüş *fotoqəbuledici-elektrooptik material* oyuqlarından ibarət olur. Bu oyuqlar bir-birindən asılı olmayaraq fəaliyyət göstərməklə *1 bit* informasiyanı işləmək iqtidarında olur.

Qaytarma əsasında fəaliyyət göstərən matris transparantının quruluşu şəkil 6.15-də təsvir olunmuşdur. Əvvəl baxılan strukturlardan fərqli olaraq, matris transparantında işığa həssas qatla (2) elektrooptik qat (3) arası 5 qaytarıcı metal hissələrə malik, qeyri-şəffaf və fotohəssas olmayan 4 qatı ilə doldurulur. Xarici elektrodlarda pəncərələr qonşu oyuqların bir-birindən tam asılı olmamaqla fəaliyyət göstərməsinə şərait yaradır. İnformasiyanın «yazılması» və «oxunması» adi transparantlarda olduğu kimi,  $I_{id}$  və  $I_o$  işıq dəstələri vasitəsi ilə həyata keçirilir. Bu halda elektrooptik material olaraq ADP, KDP, və sairədən istifadə edilə bilər. Təsvir edilən strukturların əsas çatışmazlığı kiçik çəvikiyyə malik olmalarıdır. Bu çatışmazlığı aradan qaldırmaq üçün elektrooptik qat fotohəssas *silisium tranzistorunun* üzərinə çəkilir və çəvikiyyət  $\sim 10^7$  san ola bilər.



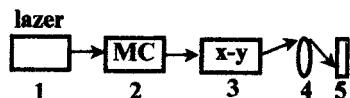
Şəkil 6.15. Optik idarəli matris transparantın sxematik təsviri



### § 6.13. Optik yaddaş və yaddaş elementləri

Optik modulyator, deflektor, idarəolunan transparant və digər elementlər vasitəsi ilə informasiyanın işlənməsinin tam reallaşması *optik yaddaş elementlərinin* iştirakı olmadan mümkün deyildir. Külli miqdarda informasiyanın müasir tələblər səviyyəsində yüksək çevikliklə işlənməsi üçün böyük informasiya tutumuna malik, axtarılma və canlandırılma müddəti kifayət qədər kiçik olan, yüksək stabilliyə və qorunma xüsusiyyətlərinə malik yaddaş elementləri tələb olunur. İstənilən optik qurğu və ya element xarici işıq siqnalının təsiri kəsildikdən sonra müəyyən müddət (bəzi hallarda hətta  $10^{-7} \div 10^{-8}$  san) ərzində tarazlıq vəziyyətindən fərqli halını saxlamaqla *operativ optik yaddaş elementi* sayıla bilər. Elementin və ya qurğunun bu xassəsinə *optik yaddaş* hadisəsi deyilir. Müasir dövrdə belə qurğularla yanaşı, informasiyanı daha uzun müddət qoruyub saxlayan yaddaş elementlərinə də böyük tələbat var. Belə yaddaş *daimi* və ya *arxiv yaddaşı* adlanır. Optik yaddaş elementlərinə artan tələbat, ilk növbədə, elektron qurğularında istifadə olunan maqnit yaddaşın müasir tələblərlə ayaqlaşma bilməməsindən irəli gəlir. Optik yaddaş elementləri informasiyanın qeyd olunma sürətini və həcmi artırmağa, funksional elementlərin ölçülərini, çəkisini, dəyərini azaltmağa və ikiölçülü informasiyaları paralel yazmaq imkanı yaratmağa qadirdir. Optik yaddaş elementlərində həm *paralel*, həm də *ardıcıl yazılış* həyata keçirilə bilər. Yaddaş elementlərində informasiyanın qeyd olunması analoqlu üsulla həyata keçirilərsə də, ikilik rəqəmlərlə informasiyanın yazılma üsullarına da baxılır. Belə yazılış informasiyanın xarici təsirlərə dözümlüyü, yüksək dəqiqliyi və universallığı ilə əlamətdardır.

İnformasiyanın yazılması üçün işlədilən qurğunun prinsipial sxemi şəkil 6.16-da göstərilmişdir. Yazılışın yüksək sıxlığını təmin edə bilmək üçün



Şəkil 6.16. Optik informasiyanı yazan qurğunun prinsipial sxemi

lazer şüasını mümkün qədər kiçik ləkəyə fokuslamaq lazımdır. Difraksiya hadisəsi nəticəsində ləkənin ölçüsü  $\sim 1 \text{ mkm}$  -dən kiçik olmur. Modulyator tərəfindən lazımı tərzdə modullaşdırılmış siqnal şüasının həndəsi vəziyyəti deflektor vasitəsi ilə nizamlanaraq yaddaş elementinə göndərilir. Ən sadə halda bu məqsəd üçün şəffaf althıq üzərinə çəkilmiş gümüş-halloid emulsiyasından istifadə olunur. Fotoemulsiyalar yüksək ayırd etmə qabiliyyətinə ( $10^3 \text{ xətt/mm}$ ) və enerji həssaslığına ( $\sim 10^6 \text{ C/sm}^2$ ) malik olmaqla daimi (arxiv) yaddaşa malik olurlar. Fotolövhe aşkarlandıqdan və fiksə edildikdən sonra oxunmaq üçün yazılışı həyata keçirən lazerlə birbaşa işıqlandırılır. Bu halda fotoemulsiya ilə yanaşı, optimal xarakteristikalara malik fotomüqavimətlərdən də istifadə edilə bilər. Bu materialların hamısı müxtəlif kimyəvi maddələrdən istifadə edilməklə ən azı bir neçə saniyə işlənmə tələb edir. Bir sıra fotomüqavimətlər informasiyanı aydınlaşdırmaq üçün  $150 \div 200^\circ \text{C}$  temperaturda «quru» istitmə tələb edirlər.

İnformasiyanın bitlərlə qeyd edilməsi fokuslanmış lazer şüasından istifadə etməklə *Pt*, *Bi*, *As*, *Cr* nazik təbəqələrinin yandırılması vasitəsi ilə də həyata keçirilə bilər. Belə yazılışın əsas üstünlükləri informasiyanın canlandırılması üçün eyni lazer şüasından istifadə olunması, yüksək dayanıqlıq, *siqnal/küy* nisbətinin böyük qiyməti, uzunmüddətli xidmət edə bilmək xüsusiyyəti ilə müəyyənleşir. Yazılmış informasiyanın korlanmaması üçün onun canlandırılması nisbətən aşağı intensivliklərdə aparılır.

İnformasiyanın kodlaşdırılmış ardıcıl işıq impulsları ilə yazılmasının daha bir üsulu *polixlorvinil* və ya *polimetakrilat* lövhələri üzərinə çəkilmiş infraqırmızı şüaları effektiv udmaq-la yanaşı, həm də aşağı ərime temperaturuna malik olan nazik ( $20 \div 40 \text{ mkm}$  qalınlıqlı) *Te* qatında mikroçuxurlar yaradılması ilə yerinə yetirilə bilər.

İnformasiyanın qeyd edilməsi üçün daha bir üsul-metal qatlarda mikroqabarıqların yaradılmasından istifadə etməkdir. Bu halda çətin ərilyən *Ti*, *Pa*, *Pt* metallarının üzərinə asan buxarlana bilən dielektrik təbəqə çəkilir. Lazer şüasının təsiri

altında metal təbəqə ərimir, dielektrikin buxarlanması nəticəsində təbəqənin müvafiq yerlərində qabarıqlıq əmələ gəlir. İnformasiya yazılan təbəqə uzun müddət saxlanılmaq və xarici təsirlərdən qorunmaq üçün şəffaf qatla örtülür. Qoruyucu qat nisbətən qalın olduqda səthdəki mikroçatlar və ləkələr fokusdan kənarda yerləşir və yazılan informasiyanın keyfiyyətinə xələl gətirmir. İnformasiya yazılmış lent şüşə, kvars, sital və başqa materiallardan hazırlanmış fırlanan diskə bərkidilə bilər. İnformasiya  $1\div 2$  mkm addımlı cığırlara yazılırsa, 30 sm diametrlilik diskdə  $10^{10}$  bit informasiya yerləşdirmək mümkün olur. Belə həcmdə informasiyanı  $20\div 30$  dəqiqəlik teleproqram və ya bir neçə min səhifə çap materialında təsvir etmək mümkündür. Optik disklərin istifadə olunmasında əsas çətinlik informasiya daşıyıcısına lazer şüasının fokuslanması ilə əlaqədardır. Diskin fırlanması zamanı yazılmış informasiyada işarələrin qarışması üçün lazer şüasının impulsları kifayət qədər qısa ( $10^{-8}$  san), fotoqəbuledicinin cəldliyi isə  $10^9$  san tərtibində olmalıdır. Optik və maqnit yazılışların müqayisəsi birincilərin bir sıra üstünlüklərini aşkara çıxarır.

Optik yazılış yüksək keyfiyyətli qeydetmə və oxunma xassəsinə malik olmaqla yanaşı, həm də canlandırılma prosesində bilavasitə mexaniki kontaktın iştirak etməməsi hesabına uzun müddət dayanıqlı qorunmaya malik olur. Bununla yanaşı informasiyanın qeydi yüksək sıxlığa malik olmaqla daha ucuz başa gəlir. Baxılan yaddaş elementlərinin başlıca çatışmayan cəhəti isə informasiyanın onlarda yalnız bir dəfə yazıla bilməsidir. Yazılmış informasiyanın sürəti çıxarıla və çoxaldıla bilər. Bunun üçün örtük çəkilməmiş ilkin yazılmış disklərin (orijinalın) qalvanotexnika vasitəsi ilə metallik orijinalı hazırlanır və bu orijinaldan presləmə üsulu ilə lazımi sayda plasmas sürətlər çıxarılır. Bu sürətlərdə informasiya yazılmış müstəviyə əlavə olaraq yüksək qaytarma qabiliyyətinə malik Al, onun üzərinə isə şəffaf qoruyucu qat çəkilir. Səs yazılan belə  $10\div 12$  sm diametrlilik disklər kompakt disklər adlanır. Eyni üsulla videodisklər də yaradılır.

*Operativ yaddaş* elementləri arxiv yaddaş elementlərdən fərqli olaraq *reversivliyə*, yəni müəyyən amillərin təsiri ilə qısa zaman müddətində onda yazılmış informasiyanın silinə bilməsi və yeni informasiyanın yazılması imkanına malikdir. Bu məqsədlə istifadə olunan optik strukturlar öz müvafiq parametrlərini dəyişməmək şərti ilə hadisəni çoxsaylı təkrar etməyə qadir olmalıdırlar. Operativ optik yaddaş elementləri xüsusi növ *fotoxrom maddələr* əsasında yaradılır. Fotoxrom maddələrin udma qabiliyyəti işığın bilavasitə təsiri ilə dəyişikliyə uğrayır. Belə mühitlərin ilkin halına qayıtması bir sıra xarici amillər vasitəsi ilə həyata keçirilir və bu zaman ilkin parametrlərdə heç bir dəyişiklik baş vermir. Ən çox işlədilən fotoxrom maddələrə misal olaraq silikat şüşələri, polimerləri, hallogenləri göstərmək olar. Fotoxrom prosesdə maddə işıq şüasını udaraq tarazlıq halından fotoinduksiyanmış hala keçir. Bu halda mühitin şəffaflıq əmsalının spektri ilkin spektrdən fərqlənir. İnformasiyanın yazılma və oxunmasını həyata keçirən şüaların dalğa uzunluğu da fərqlənir. Sistemin ilkin vəziyyətə gətirilməsi həm öz-özünə, həm də oxunma şüasının təsiri altında baş verə bilər və belə strukturlarda informasiyanın oxunması üçün daha böyük işıq enerjisi tələb olunur. Materialın fərdi xassələrindən asılı olaraq informasiyanın mühafizə müddəti  $10^{-6}$  s-ə qədər bir neçə ilə qədər ola bilər. Fotoxrom materiallarda informasiyanın qeyd olunma müddəti kifayət qədər kiçik ( $10^{-8}$  s), ayırdetmə qabiliyyəti isə böyükdür ( $\sim 3000$  xətt/mm). İnformasiyanın yazılması fotoxrom materialın müxtəlif qatlarında da həyata keçirilə bilər. Bu halda informasiyanın yazılma və oxunmasında işlədilən obyektivin fokus məsafəsini dəyişmək lazımdır. Optik aydınlığın zəifləməsinə baxmayaraq, çoxlu qatlardan ibarət strukturlardan istifadə etməklə böyük həcmi sıxlığa malik informasiya özləri yaratmaq mümkündür.

Ferromaqnit materiallardan istifadə edildikdə maqnitooptik effektlər əsasında *operativ yaddaş elementləri* hazırlamaq olar. Materialın *koerstiv qüvvəsi* böyük olarsa, hətta xarici maqnit sahəsini yox etdikdən sonra belə, uzun müddət maqnitlənmə halı saxlanılacaqdır. Maqnitləşmiş mühitin lazer şüası ilə qızdı-

rılan nöqtələrində temperatur materialın *Küri temperaturundan* yuxarı olarsa, həmin nöqtələr maqnit xassəsini itirir. Sayıcı şüa mühitdən keçərkən Faradey effekte görə polyarlaşma müstəvisinin fırlanma bucağı işıq düşən və düşməyən yerlərdə bir-birindən fərqlənəcəkdir. Bu halda yazılmış informasiyanın oxunması qayıdan işıq şüası üçün maqnitooptik Kerr effekti əsasında həyata keçirilə bilər. İnformasiyanı *silmək* üçün ferromaqnit özəyi maqnit sahəsi altında işıq impulsu ilə işıqlandırmaq lazımdır. Bu proseslə sistemi ilkin maqnitlənmə halına qaytarmaq mümkündür. İnformasiyanın oxunmasında maqnitooptik effektdən istifadə olunmasına baxmayaraq, belə yazılış *termomaqnit yaddaş* adlandırılır. Termomaqnit yaddaş elementləri, başlıca olaraq, *MnBi*, *MnAlGe*, *MnCuBi*, *lantan oksidləri* və ya amorf  $Tb_{1-x}Fe_x$  nazik təbəqələri əsasında yaradılır. *MnBi* əsasında hazırlanmış termomaqnit yaddaş elementləri informasiyanın kiçik yazılma müddəti ( $10^{-8}$  san) və kifayət qədər yüksək ayırdetmə qabiliyyəti ( $10^3$  xətt/mm) ilə əlamətdardırlar.  $Tb_{1-x}Fe_x$  birləşməsinə *Bi*, *Co*, *Cd*, *Cr* və başqa aşqarlar daxil etməklə müəyyən bir sinif *ferrimaqnit* maddələr almaq mümkündür. *Fe* və *Tb*-nin atomlarının maqnit momentləri antiparallel olduğundan,  $Tb_{1-x}Fe_x$  birləşməsi ferrimaqnit xassəsinə malik olur. *x*-in müəyyən qiymətlərində bu nazik təbəqədə oxu təbəqənin səthinə perpendikulyar yönəlmiş anizotropluq meydana gəlir. İnformasiyanın yazılması, oxunması və pozulması *termomaqnit effekt* əsasında yuxarıda qeyd edilən ardıcılıqla həyata keçirilir. Lakin polikristallardan fərqli olaraq, amorf təbəqədə kristal dənəciklərinin sərhədindən qaytarma baş vermədiyinə görə ayırdetmə qabiliyyəti  $10^4$  xətt/mm-ə qədər yüksələ bilər. Bu maddə əsasında hazırlanmış 30 sm diametrlili maqnitooptik disklərin informasiya tutumu  $10^{10}$  bitə çatır.

Lazer şüası ilə lokal qızdırma effekteinə əsasən optik yaddaş elementləri bir sıra halkogenid şüşələr (məsələn, *As-Se*, *Sb-S*, *As-Sb-S*, *GeS*, *Te-Ge-As* və s.) əsasında hazırlana bilər. Halkogenid şüşələrdə yaddaş effektinin fiziki mexanizmi ba-

xılan haldakından fərqlənir. Temperaturun lokal artması amorf fazanın kristallaşmasına səbəb olur. Kristallaşma baş verən nöqtələrdə sındırma əmsalının dəyişməsi baş verəcək ki, bu da öz növbəsində informasiyanın oxunmasında istifadə oluna bilər. Bu halda yazılmış informasiyanın silinməsi yaddaş elementlərini erimə temperaturuna qədər qızdıraraq, sonra sürətlə soyutma yolu ilə həyata keçirilir. Belə yaddaş elementlərində informasiya uzun müddət qorunub saxlanıla bilər. Halkogen şüşələri əsasında yaddaş elementlərinin ayırdetmə qabiliyyəti kifayət qədər ( $10^3$  xətt/mm) olmaqla yanaşı, geniş tezlik oblasında şəffaflıq əmsalının qiyməti  $\sim 0,8$  kimi kifayət böyük qiymətə çata bilər.

İnformasiyanın reversiv yazılışı üçün  $TeO_x$  ( $x=1,1 \div 1,2$ ) amorf təbəqəsindən də istifadə oluna bilər. Lazer şüasının təsiri ilə fototermik hadisələr əsasında təbəqənin optik şəffaflığı və qaytarma qabiliyyəti nəzərə cərpacaq dərəcədə dəyişikliyə məruz qalır. Eyni bir yaddaş diskində bu hadisə əsasında informasiyanın yazılıb-pozulması prosesini  $\sim 10^6$  dəfə təkrar etmək mümkündür.

*Transfazar* adlanan çoxkanallı yüksək cəldliyə malik operativ yaddaş elementlərinin fəaliyyət mexanizmi də maraqlıdır. Transfazarın iş prinsipi materialın sındırma əmsalının işığın intensivliyindən asılı olaraq dəyişməsi kimi qeyri-xətti optik hadisəyə əsaslanır. Bu halda paralel üzlü lövhə şəklində hazırlanmış və *Fabri-Pero interferometri* təşkil edən qeyri-xətti kristala işıq yönəldilir. Müstəvi paralel güzgülər rolunu mühitin dəqiq cilalanmış üzləri və ya onların üzərinə çəkilmiş yarımsəffaf metal təbəqə oynayır. Mühitin qalınlığı elə seçilir ki, kristal xətti optik xassələrə malik olduğu kiçik intensivliklərdə güzgülər arasında çoxsaylı əksölünən şüalar arasında fazalar fərqi  $\pi$ -nin tək misillərinə bərabər olsun və çıxışda intensivlik interferensiyanın minimumluq şərtinə uyğun gəlsin. Güclü lazerlərdən istifadə edərək mühitdə qeyri-xətti optik xassələr yaratdıqda bu şərt pozulur, çünki  $n$  sındırma əmsalı və buna görə də *optik yollar fərqi*nin qiyməti artır. İnterferensiyanın minimumluq şərti pozulduğundan, interferometr daxilində in-

tensivlik böyüyür ki, bu da öz növbəsində sındırma əmsalını daha da artırır. Nəticədə, sistem sıçrayışla şəffaflığı vahid olan hala keçir. Əslində transfazara iki şüa göndərilir. Qeyri-xətti udulmaya uyğun intensivlikdən bir qədər kiçik intensivlikli birinci şüa ( $I_{sab}$ ) çıxışda minimum verir.  $I_{id}$  intensivlikli idarəedici şüa isə transfazarı sıçrayışla maksimal şüa çıxışına malik hala keçirir.  $I_{sab}$ - intensivlikli işığın təsiri altında sistemin bu halı istənilən qədər davam edə bilər.  $I_{sab}$  söndürüldükdə kristal sıçrayışla ilkin hala keçir və  $I_{id}$  şüası sistemdən keçmir. Beləliklə, transfazar optik bistabil element rolunu oynayır və ona elektron tranzistorunun optik analoqu kimi baxıla bilər. Optik transfazar elektron tranzistoruna nisbətən xeyli böyük çevik liyə malik olur. Transfazarın çevikliyi, mühitin qalınlığının  $d \approx 10 \text{ mkm}$  qiymətində rezanator daxilində işıq sahəsinin yaranma müddəti ( $\frac{d \cdot n}{c}$ ,  $c$  işığın vakuumda sürətidir) olaraq  $10^{-13} - 10^{-12} \text{ san}$  kimi

kiçik zaman müddətinə uyğun gəlir. Transfazarda  $GaSe$  və  $InSb$  istifadə edildikdə sabit işıq intensivliyinin  $\sim 10 \text{ mVt}$  qiymətində çevirmə enerjisi  $10^{-15} \text{ C}$  tərtibində olur. Transfazarların əsas çatışmayan çəhəti yalnız nisbətən aşağı temperaturalarda fəaliyyət göstərə bilməsi, yeni soyudulma tələb etməsidir.

#### § 6.14. İnformasiyanın holoqrafiya üsulu ilə yazılışı

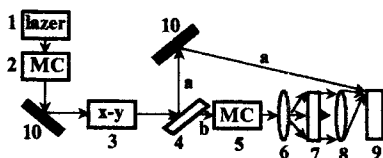
*Holoqrafiya* - işıq mənbəyindən gələn və obyektədən qayıdan dalğaların interferensiyası nəticəsi kimi obyektin həcmi xəyalının alınması üsuludur. Holoqrafiyanın ideyası nəzəri olaraq 1948-ci ildə ingilis fiziki D.Qabor tərəfindən irəli sürülmüş və praktiki olaraq ilk dəfə *Ar* lazerlərindən istifadə etməklə 1962-ci ildə E.Leyts və J.Upatniesk tərəfindən alınmışdır.

İşıq mənbəyindən bilavasitə fotolövhyə düşən şüa əsas (*bazis*) dalğa, obyektədən əks olunan isə *cisim dalğası* adlanır. Fotolövhdə qeyd edilmiş şəkildə *hologram* deyilir. Xəyal yaradılan lövhə yalnız bazis şüa ilə işıqlandırılırsa, bu şüanın holoqramdan difraksiyası nəticəsində fəzada obyektin xəyalını canlandıran şəkil meydana olur. Bu şəkil qeyd olunan obyektin

forma və fəza vəziyyətinə tam uyğun gəlir. Holoqramın alınması üçün əsas şərt bazis və cisim şüalarının (dalğalarının) *koherent olmasıdır*. Buna görə də holoqrafiya lazerlərin tətbiqi nəticəsində yaranmışdır. Adi fotoqrafiyada obyektədən qayıdan şüanın ancaq amplitudu qeyd olunursa, holoqramda həm amplitud, həm də cisim dalğasının bazis dalğaya nəzərən *faza dəyişməsi* qeyd edilir.

Cisim və bazis dalğalarının faza münasibəti qeyd olunan xəyalı, amplitudları isə xəyalın aydınlığını təyin edir. Beləliklə, holoqram vasitəsi ilə dalğa sahəsinin *amplitud-faza* paylanması nəticəsində cisim dalğası tam bərpa olunur və məhz bu da *cismin həcmi xəyalını* müşahidə etməyə imkan verir. Qeyd etmək lazımdır ki, holoqrafiya yazılışının böyük informasiya tutumuna malik olması da elə məhz bununla əlaqədardır. Holoqrafiya yazılışı zamanı cismin hər bir nöqtəsindən əks olunan cisim dalğası fotolövhenin bütün səthini əhatə etdiyindən, holoqramın hətta kiçik bir hissəsi xəyalı tam canlandırmağa imkan verir. Sonuncu halda *signal/küy* nisbəti kiçildiyindən xəyalın aydınlığı azalır. Deməli, holoqrafiya yazılışına müxtəlif xarici təsirlər- *çatlar, tozcuqlar, ləkələr* təsir edə bilmir. Holoqramı canlandırmaq üçün əsas kəmiyyət xarakteristikası *difraksiya effektivliyidir*. Difraksiya effektivliyi - canlandırılan xəyalda işıq selinin canlandırıcı dalğanın işıq selinə nisbəti kimi təyin olunur. Adətən, holoqram fotolövhenin kiçik bir hissəsində qeyd edilir ki, lövhənin digər hissələrində başqa holoqramlar yazılsın. Bu lövhə hissəciklərinin ölçüləri difraksiya hadisəsi ilə məhdudlaşır.

İnformasiyanın holoqrafiya üsulu ilə qeydetmə prosesinin prinsiplial sxemi şəkil 6.17-də təsvir edilmişdir. Lazer şüası yarımsəffaf güzgüsü vasitəsi ilə bölünərək, bazis və ci-



Şəkil 6.17. İnformasiyanın holoqrafik yazılışının sxemi  
a- bazis şüası; b- cisim şüası  
2-5- optik çaxmaqlar; 3- deflektor; 4- yarımsəffaf güzgü; 6,8- linzalar; 7- optik transparant; 9- yaddaş elementi; 10- güzgü



sim şüaları əmələ gətirir. Meylətdiricilər (deflektor, güzgülər və s.) bazis şüanı fotolövhenin lazımi yerinə yönəldir. Optik transparantda olan informasiyanın (xəyalın) yazılması həyata keçirilirsə, cisim şüası transparantdan fotolövhenin üzərinə düşür və  $1 \div 2 \text{ mm}^2$  sahədə böyük tutumlu ( $10^4 \div 10^5 \text{ bit}$ ) bütöv xəyal (informasiya) qeyd edilə bilər. Bu halda eyni bir səth hissəsində bazis şüasının düşmə bucağını dəyişməklə müxtəlif xəyalları üst-üstə qeyd etmək olar. Yazılmış informasiyanın oxunması zamanı bazis şüasının düşmə bucağına uyğun olaraq bu holoqramlardan yalnız biri canlandırılır. Lakin üst-üstə yazılmış holoqramlar difraksiya effektivliyini aşağı salır. Əgər qeydedici fototəbəqənin qalınlığı interferensiya mənzərəsinin periodundan böyük olarsa, holoqramda obyektin müstəvi görünüşü deyil, bazis və cisim şüalarının fəza interferensiya mənzərəsini qeyd edərək həcmi görünüşü canlanacaqdır. Bu prinsip əsasında üçölçülü holoqrafik yazılış ilk dəfə 1962-ci ildə Y.M. Denisyuk tərəfindən əsaslandırılmışdır. Həcmi holoqramı canlandırmaq üçölçülü difraksiya qəfəsinin iş prinsipi-nə əsaslanır. Həcmi holoqramda interferensiya qatlardan əks etmə Breqq şərtinə uyğun

$$2d \sin \theta_{\beta} = \lambda \quad (6.44)$$

münasibəti ödənildikdə baş verir. Burada  $d$  - qonşu qatlar arasındakı məsafə,  $\theta_{\beta}$  - düşən şüa ilə qat müstəvisi arasındakı bucaqdır. Beləliklə, üçölçülü holoqram spektral seçmə xüsusiyyətinə malikdir. Buna görə də bu halda xəyalı canlandırmaq üçün bütöv spektrə malik işıqlandırmadan (*günəş şüasından, közərmə lampasının işığından*) istifadə edilə bilər. Holoqramın özü yazılış zamanı istifadə olunan dalğa uzunluğunu seçir. İki-ölçülü holoqram spektral seçmə xüsusiyyətlərinə malik olmadığından, belə işıqlarla canlandırılan xəyal yaygın olur. Yazılış şüasının spektral tərkibindən asılılıq informasiya həcminin xeyli artmasına səbəb olur. Müxtəlif dalğa uzunluqlarından istifadə edilməklə qeydedici mühitin eyni bir hissəsində çoxlu sayda xəyallar alına bilər. Bu halda lazım olan xəyal digərlə-

rindən asılı olmayaraq uyğun dalğa uzunluğu ilə canlandırılır. Üçölçülü holoqramın daha bir üstünlüyü onun yalnız bir xəyalı canlandırma bilmək xüsusiyyətidir. İkiölçülü holoqram bazis dalğanı həm cisim, həm də *yanlış xəyal* yaradan «*qoşma dalğa*» adlanan dalğa ilə birgə transformasiya edərək, qeyd olunmuş informasiyanın oxunmasını çətinləşdirir.

Holoqrafik yazılış analoqlu və rəqəmli ola bilər, bu yazılışda həm daimi, həm də operativ yaddaşdan istifadə etmək mümkündür.

Holoqrafik yazılış üçün materiala qoyulan əsas tələb alınan xəyalın yüksək ayırdetmə qabiliyyəyə malik olmasıdır. Xüsusi *gümüş-haloid fotoemulsiyasının* qırmızı işıq oblastında ayırdetmə qabiliyyəti  $(3 \div 5)10^3$  xatt/mm tərtibində olur. Bixromlaşmış jelatin və müxtəlif fotomüqavimətlərdən istifadə ayırdetmə qabiliyyətini nisbətən azaltsa da, difraksiya effektivliyini artırır. Fotolövhdə «*qaralma*» vasitəsi ilə qeyd olunan holoqramlar işığı amplitud modulyasiyasına uğratsa da, fotoemulsiyanın qalınlığı və sındırma əmsalının eyni zamanda dəyişməsi nəticəsində faza modulyasiyası meydana gəlir. Şəffaf materiallarda alınmış holoqram işə işığın yalnız fazasını modullaşdırır. Bununla da *faza* və *amplitud holoqramları* birbirindən fərqlənirlər. Birinci halda difraksiya effektivliyi 100%-ə çatsa da, ikinci halda o bir neçə faizdən artıq olmur. Ona görə də holoqram yazılmış fotoemulsiyanı «*ağardırırlar*». Faza holoqramı almaq üçün ekspozisiya prosesindən dərhal sonra *faza termoplastik əməliyyat* vasitəsi ilə difraksiya effektivliyini xeyli artırmaq mümkündür. Bu məqsədlə fotoxrom və maqnitooptik materiallardan, halkogenid şüşələrdən istifadə edilir. Üçölçülü holoqramlar üçün xüsusi hazırlanmış (sensibilizator boyaq maddəsi və antrasen qatılmış) *roksan-polimeri* materialından istifadə olunur. Bu materialda informasiyanın qeyd edilməsi antrasenin fotoinduksiyalanmış oksidləşmə reaksiyasına əsaslanır. Nəticədə, sındırma əmsalının şəffaflığa xələl gəlmədən dəyişməsi baş verir. Holoqramın yazılış dərinliyi bu halda bir neçə *millimetrə* çata bilər.

## § 6.15. Optik traktıda rəqəm-analoq çevrilmələri

İnformasiya həm rəqəmlərlə, həm də analoq formasında verilə bilər. Analıq forması işlədılən ölçücülər, qəbuledicilər və informasiyanı inikas edən digər quruluşlarda giriş və çıxış siqnallarının fasiləsiz (müntəzəm) dəyişməsi imkanına görə əlamətdardır. İnformasiyanın rəqəmlərlə işlənməsi isə böyük dəqiqlik və xarici təsirlərə davamlılığı ilə seçilir. Optik traktıda analıqlı və rəqəmli informasiyaların çevrilməsinə baxaq. Siqnalın varlığı məntiqi "1", olmaması isə "0" yazılışına uyğun gəlir. İlkin olaraq optik üsulla *adi məntiqi əməliyyatların* yerinə yetirilmə üsullarını nəzərdən keçirək (şəkil 6.18).

Siqnal mövcud olduqda işığı buraxan optik elementi *ıçərisi boş düzbucaqlı* ( $T$ ), siqnal olmadıqda işığı buraxan elementi *ştrixlənmiş düzbucaqlı* ( $\bar{T}$ ), oxlarla *idarəedici* ( $x_1; x_2$ ) və *idarəolunan* ( $y$ ) optik siqnalları işarə edək. Bu işarələmələrdə *məntiqi vurma* ardıcıl  $T$  əməliyyatları vasitəsi ilə yerinə yetirilir ( $x_1 \wedge x_2 = y$ ,  $J$  şəkil 6.18, a), çünki idarəedici siqnallardan ( $x_1$  və ya  $x_2$ ) hər hansı biri və ya hər ikisi "0" olarsa, idarəolunan siqnal sistemdən keçməz ( $y=0$ ). Siqnalın keçməsi üçün  $x_1=1$  və  $x_2=1$  olmalıdır və yalnız bu halda  $y=1$  olar.

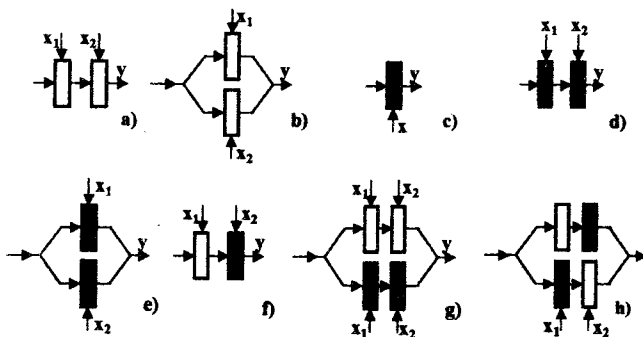
*Məntiqi toplama* ( $y=x_1 \vee x_2$ ,  $J\angle J$ ) şəkil 6.18, b də təsvir olunan ardıcılıqla yerinə yetirilə bilər. İdarəedici elementlər ( $T$ ) paralel birləşirsə,  $y=1$  olması üçün  $x_1$  və  $x_2$ -dən hər hansı birinin "0"-dan fərqli olması kafidir.  $x_1=0, x_2=1; x_1=1, x_2=0; x_1=1, x_2=1$  olduğu hallarda  $y=1$ ,  $x_1=0; x_2=0$  olduqda isə  $y=0$  olur.

*Məntiqi inversiya* ( $y=\bar{x}$ ; "yox") komandası kimi yalnız bir element vasitəsi ilə ( $\bar{T}$ ) idarəedici siqnalın olmadığı halda idarəolunan siqnalın sistemdən keçməsi ilə yerinə yetirilə bilər (şəkil 6.18, c). Əgər iki  $\bar{T}$  əməliyyatı ardıcıl və paralel fəaliyyət göstərsə, *J-yox* ( $x_1 \uparrow x_2 = y$ , *Şeffər ştrixi*) və ya *JLJ-yox* ( $y=x_1 \downarrow x_2$ , *Pirs oxu*) əməliyyatları yerinə yetirilə bilər (şəkil 6.18 d, e). Bu çeviricilərin mənası ondan ibarətdir ki, qadağan olun-

ma signalı olmadıqda ( $x_2=0$ ),  $x_1=1$  olduqda signal sistemdən keçir,  $x_1=0$  olduqda isə keçmir. Qadağan signalı ( $x_2=1$ ) verildikdə  $x_1$ -in qiymətindən asılı olmayaraq optik signal sistemdən keçmir. Bu prinsipə də *qadağan əməliyyatı*  $y=x_1 \leftarrow x_2$  (şəkil 6.18,f) yerinə yetirilir. Daha mürəkkəb əməliyyatlar olan *eyniqiymətlik* ( $x_1 \sim x_2=y$ ) və *müxtəlifqiymətlik* ( $y=x_1 \oplus x_2$ ) yerinə yetirilir (şəkil 6.18 g, h). Şəkildən görüldüyü kimi, belə sistemdə eyniqiymətlik üçün yalnız  $x_1=0, x_2=0$  və  $x_1=1, x_2=1$  olduqda çıxışda signal olur.  $x_1$  və  $x_2$  -nin qiymətləri fərqli olduqda isə  $y=0$ , çıxışda signal olmur. Müxtəlifqiymətlik əməliyyatında isə əksinə, signal  $x_1$  və  $x_2$  idarəedici signalalarının qiymətləri fərqləndikdə ( $x_1=0, x_2=1$  və ya  $x_1=1, x_2=0$ ;  $y=1$ ) çıxış signalı olur,  $x_1$  və  $x_2$  -nin eyni qiymətlərində ( $x_1=0, x_2=0$  və ya  $x_1=1, x_2=1$ ;  $y=0$ ) çıxışda signal olmur. T və  $\bar{T}$  elementlərinin digər kombinasiyalarında başqa məntiqi əməliyyatları da yerinə yetirmək mümkündür.

T və  $\bar{T}$  tipli optik elementlər optik trasparantların oyuqları kimi fəaliyyət göstərsələr, şəkil və xəyallar üzərində çevirmələr aparılması mümkün olar. Belə qurğu *optik prosessor* (*hesablayıcı*) adlanır və onun prinsipial sxemi şəkil 6.19-da təsvir edilmişdir.

Paralel dəstə şəklinə salınmış  $I_{ud}$  idarəedici işıq signalı *qaytarma* əsasında fəaliyyət göstərən optik idarəli transparanta düşür. İnformasiyanı canlandıran  $I_0$  şüa dəstəsi sistemdə P polarizatorundan və onunla çarpaz A analizatorundan keçdiyindən, idarəedici signal olmadıqda çıxışda qaralıq alınır ( $I_{çix}=0$ ). İstifadə olunan optik idarəli transparant həm yaddaşa malik olmalı, həm də tətbiq olunan gərginliyin rejimindən asılı olaraq xəyalda *neqativ*  $\rightarrow$  *pozitiv* dəyişməsi baş verməlidir. Nüfuzetmə əsasında fəaliyyət göstərən T – transparantı lazımi informasiyanı optik idarəli transparantda formalaşdırmaq üçündür. Tutaq ki, əvvəl T transparantı vasitəsi ilə hər hansı təsvir yazılır və gərginliyi dəyişmədən daha bir təsvir qeyd edilir. İnformasiyanı oxuyan zaman optik idarəli transparantda ya birinci, ya ikinci, ya da hər iki təsvirdən verilən idarəedici

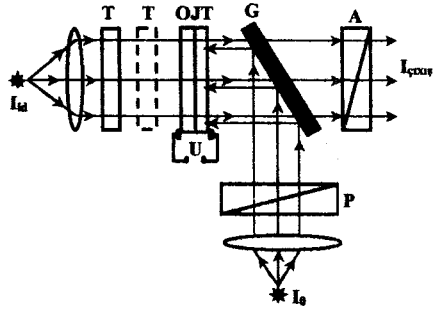


Şekil 6.18. Optik üsulla məntiqi əməliyyatların yerinə yetirilməsinin sxematik təsviri:

a) vurma; b) toplama; c) inversiya; d) vurma-yox; e) toplama yox;  
f) qadağan; g) eyniqiymətlik; h) müxtəlif qiymətlik

siqnal ( $I_{id}$ ) yerləri işıqlanmaya səbəb olacaqdır. Beləliklə, təsvirlərin toplanması baş verəcəkdir. Təsvirlərdə vurma əməliyyatını yerinə yetirmək üçün  $I_{id}$  siqnalının qarşısına T transparantı ilə yanaşı, digər  $T'$  transparantı da qoyulmalıdır. Hər iki transparant lazımı təsvirlərlə təchiz edilərsə, optik idarəli transparanta yalnız o nöqtələrdən işıq düşər ki, həm T, həm də  $T'$  transparantı şəffaf olsun. Bu isə təsvirlərin vurulması deməkdir. Təsvirləri bir-birindən çıxmaq üçün təkə T transparantından istifadə edilir. Əvvəl  $U$  gərginliyində birinci təsvir qeyd edilir. Digər təsvir isə  $-U$  gərginliyində yazılır. Həm birinci, həm də ikinci təsvirdən keçən siqnallar optik transparantda bir-birini qarşılıqlı siləcəklər. Tətbiq olunan gərginliyi götürüb siqnalı canlandırdıqda, çıxış siqnalında yalnız ya birinci, ya da ikinci təsvirdə iştirak edən siqnallar iştirak edəcək, hər iki təsvirdə iştirak edən siqnallar isə olmayacaqdır. Bu isə təsvirlərin çıxılması əməliyyatına uyğun gəlir. Qidalanma rejimini və təsvirlərin yazılma ardıcılığını tənzimləməklə optik idarəolunan transparantlarla bir sıra başqa əməliyyatları da yerinə yetirmək mümkündür.

Şəkil 6.19-da təsvir olunmuş prosessor vasitəsi ilə həm də təsviri fəzada *differentiallamaq* mümkündür. Bunun üçün ilkin yazılmış şəkilin fokusu nisbətən pozulmuş və sürüldürülmüş təkrar yazılışı qeyd edilir. İki təsvirin çıxılması nəticəsində alınan şəkildə obyektlər deyil, yalnız onların konturları təsvir olunacaqdır. Optik sürüşmə vasitəsi ilə ilkin şəkildə ayınlığı zəif olan detalların vəziyyəti haşiyələnmiş işıqlı xətlərlə müşayət olunur. Optik idarəolunan transparantdan çıxış siqna-nda təsvirin qara yerləri qara qalacaq, ağ yerlər də qaralacaq və son təsvirdə yalnız güclü işıqlanma gra-dientinə malik detallar aş-karlanacaqdır. Belə ana-loqlu çevirmə vasitəsi ilə obyektin təsvirində çətin ayırd edile bilən kiçik detalları seçmək mümkün-lüyü yaranır.



Şəkil 6.19. Xəyallar üzərində çevrilmə aparan optik prosessorun quruluşu

Təsvirlərin vurulma əməliyyatı bir sıra digər məsələləri də həll etməyə imkan yaradır. Bu əməliyyatlarla təsvirə mane olan ətraf əngəlləri aradan qaldırmaq mümkündür. Şəkil 6.19-da təsvir olunan prosessorda T və  $T^1$  transparentları vasitəsi ilə eyni obyektin iki təsviri alınır. Əgər təsvir təsadüfi kənar əngəllərə, korrelyasiya olunmayan küylərə malik olarsa, bu təsvirlərin vurulması nəticəsində yekun təsvirdə *signal/küy* nisbəti ilkin təsvirlərə nisbətən xeyli böyük qiymətə malik olacaqdır. Belə ki, yekun təsvirdə yalnız T və  $T^1$  transparentlarından verilən ilkin təsvirlərin hər ikisində təsadüfən üst-üstə düşən əngəllər iştirak edəcəkdir.

## VII FƏSİL

### FOTOELEKTRİK HADİSƏLƏRİ

İşığın təsiri ilə mühitlərdə sərbəst yükdaşıyıcıların yaranması və bu yükdaşıyıcılarla bağlı elektrik hadisələri *fotoelektrik hadisələri* adlanır. Fotoelektrik hadisələri *xarici* və *daxili* fotoeffekt olmaqla iki qrupa bölünür.

Xarici fotoeffekt enerjisi elektronun mühitdən çıxış işindən kiçik olmayan işıq kvantlarının təsiri ilə maddədən elektron qopması hadisəsidir. Bu hadisə elektron emissiyasının bir növü olduğundan *fotoelektron emissiyası* da adlanır. Xarici fotoeffekt, başlıca olaraq, bərk halda olan keçiricilərə xasdır və elektrovakuum cihazlarının (*vakuum fotoelementlərinin, fotoelektron vurucularının*) fəaliyyətinin əsasını təşkil edir. Xarici fotoeffekt hadisəsi emissiya elektronikasının və elektron cihazlarının fəaliyyətinin fiziki əsasını müəyyənləşdirdiyindən, eləcə də bu hadisə əsasında yaradılmış cihazlar müasir optoelektronikada geniş tətbiq tapmadığından bu fəsildə əsasən daxili fotoeffekt hadisələrinə baxılır.

Daxili fotoeffekt hadisəsi işığın təsiri ilə yarımkeçiricinin elektrik keçiriciliyinin (müqavimətinin) dəyişməsi (*fotokeçiricilik*) və yarımkeçiricinin daxil olduğu sistemdə müxtəlif elektrik hərəkət qüvvələrinin yaranması (*fotovoltaik* və ya *fotoqalvanik effektlər*) kimi özünü göstərir.

#### § 7.1. Fotokeçiricilik

Yarımkeçiricinin elektrik müqavimətinin işığın təsiri ilə dəyişməsi daxili fotoeffekt və ya fotorezistiv effekt adlanır. Bu halda keçiriciliyin şüalanmanın təsirindən məruz qaldığı dəyişməyə *fotokeçiricilik* deyilir. Maddə və şəraitdən asılı olaraq bu dəyişmə həm *müsbət* (artan), həm də *mənfi* (azalan) ola bilər. Buna uyğun olaraq iki cür fotokeçiricilik mövcuddur: müsbət və mənfi. Mənfi fotokeçiricilik çox nadir hallarda baş

verdiyindən, fotokeçiricilik dedikdə, xüsusi qeyd olmadıqda, bir qayda olaraq müsbət fotokeçiricilik nəzərdə tutulur. Daxili fətoeffekt halında əlavə sərbəst yükdaşıyıcılar xarici işıqlanma ilə yarandığından, bu hadisə zamanı qəfəsin istilik enerjisi dəyişməz qalır. Işığın təsiri ilə yaranmış əlavə yükdaşıyıcılar qəfəslə istilik tarazlığında olmur və nəticədə maddə daxilində *tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar* meydana gəlir. Yaranan əlavə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası  $\Delta n = n - n_0$ ,  $\Delta p = p - p_0$  kimi təyin olunduğundan, artıq konsentrasiya elektrik keçiriciliyinin qaranlıq keçiriciliyinə nəzərən artmasına səbəb olur və yekun keçiricilik

$$\sigma = \sigma_q + \Delta\sigma = e(n_0\mu_n^0 + p_0\mu_p^0) + e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) \quad (7.1)$$

kimi təyin olunur. Burada  $\sigma_q$  - qaranlıq keçiriciliyi,  $e$  - elementar yük,  $n_0, p_0$  - işıqlanma olmadıqda elektron və deşiklərin tarazlıq konsentrasiyaları,  $\mu_n, \mu_p$  - isə elektron və deşiklərin yürüklüyüdür. Yaranan əlavə  $\Delta\sigma$  keçiriciliyi qeyri-tarazlıq keçiriciliyi və ya fotokeçiricilik adlanır. Nəzərə alınsa ki,  $\sigma_q = e(n_0\mu_n^0 + p_0\mu_p^0)$  və yükdaşıyıcıların yürüklüyü işığın təsiri ilə az dəyişir ( $\mu_n^0 = \mu_n$  və  $\mu_p^0 = \mu_p$ ), onda fotokeçiricilik üçün

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_q = e(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p) \quad (7.2)$$

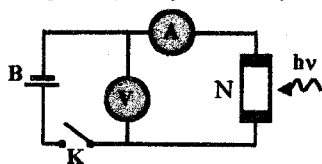
ifadəsini yazmaq olar. Xüsusi hallarda yürüklüyün dəyişməsi elektron və deşiklərin bir energetik zonanadan digərinə sıçraması və rekombinasiya şüalanmasının udulması nəticəsində elektronların qızması nəticəsində baş verə bilər.

Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar qəfəsin defektləri və fononlarla qarşılıqlı təsirdə relaksasiya edərək öz enerjilərini qəfəşə verir və tarazlıqdakı yükdaşıyıcıların enerjisinə bərabərləşdirirlər.

Fotokeçiriciliyin təyini fotocərəyanın ölçülməsinə əsaslanır. Bu məqsəd üçün istifadə olunan qurğunun prinsiplial sxemi



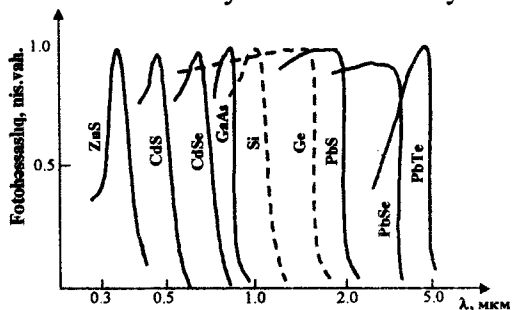
şəkil 7.1-də göstərilmişdir. Burada B – batareyasından tətbiq olunan  $E$  elektrik sahəsi  $i_q$  - qaranlıq cərəyanını yaradır. Yarımqeçirici işıqlandırıldıqda dövredən axan cərəyan  $i_f$  olar. Dövredəki  $A$  ampermetrinin göstərişindən fotocərəyanın qiyməti  $\Delta i = i_f - i_q = i_f$  kimi təyin olunur. Daxili fotoeffekt zamanı əlavə sərbəst yükdaşıyıcıların yaranması ilk növbədə yarımqeçirici üzərinə düşən fotonun mühit tərəfindən udulması ilə bağlı olduğundan, fotoqeçiricilik işığın maddə tərəfindən udulma mexanizmlərindən asılı olacaq. Əgər yarımqeçirici üzərinə düşən foton elektron valent zonasından qopararaq qeçirici zonaya qeçirsə, onda məxsusi fotoqeçiricilik hadisəsi baş verir. Məxsusi fotoqeçiricilikdə həm elektron, həm də onun boş yeri kimi özünü göstərən deşik hesabına fotoqeçiricilik (*elektron və deşik fotoqeçiriciliyi*) yaranır. Əgər yarımqeçirici düz zonalıdırsa, şaquli keçidlər yaratmaq üçün düşən fotonun enerjisi qadağan olunmuş zonanın enindən kiçik olmamalıdır ( $h\nu \geq E_g$ ). Çəpzonalı yarımqeçiricilərdə fotonun udulması fononların yaranması ilə müşayiət olunduğundan, fotoqeçiriciliyin aşağı enerjilər tərəfdən sərhədi  $h\nu = (E_{gi} + E_f)$  ilə hüdudlanır. Burada  $E_g$ -düz,  $E_{gi}$ - çəp qadağan olunmuş zonanın eni,  $E_f$  isə fononun enerjisidir. Hər iki halda fotohəssaslığın uzundalğalı sərhədi olduğu kimi, qeçirici zonanın eninə uyğun enerjilərdə qısdalğalı sərhədi də olmalıdır. Nəzərə alınsa ki, bir çox materiallarda enerji zonalarının bir-birini örtməsi nəticəsində qeçirici zonanın eni çox böyük olur, bu baxımdan fotohəssaslıq spektrləri qısdalğalı düşməyə (azalmaya) malik olmamalıdır, əksinə,  $h\nu > E_g$  olduqda udma əmsalının artması ilə əlaqədar fotohəssaslıq daha da artmalıdır. Lakin  $h\nu > E_g$  enerjili fotonların udulması, başlıca olaraq, səth yaxınlığında



Şəkil 7.1. Fotoqeçiriciliyi ölçmək üçün qurğunun prinsipial sxemi  
 B- batareya; K- açar;  
 A- ampermetr; V- voltmetr;  
 N- tətbiq olunan nümunə.

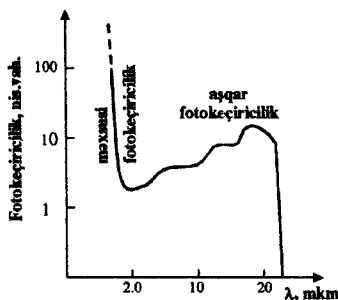
tarazlıqda olmayan konsentrasiyanı artırdığından, fotocərəyan-  
da səth rekombinasiyası həlledici rol oynayır. Səthdə yaşama  
müddətinin həcmdəkinə nisbətən çox kiçik olması, fotehəssas-  
lığın təcrübi öyrilərində qısa dalğalar tərəfdən kəskin azal-  
maya məruz qalır ki, bu da spektrdə maksimum müşahidə  
olunmasına səbəb olur. Səth rekombinasiyasının sürəti böyük

olduqca, qısa dalğalar  
oblastında fotehəssas-  
lığın düşməsi daha  
sərt olur və fotehəs-  
saslığın spektrində  
maksimum daha aydın  
nəzərə çarpır. Şəkil  
7.2-də geniş tətbiq  
tapmış bəzi yarımke-  
çiricilərdə məxsusi  
fotehəssaslığın spektri  
təsvir olunmuşdur.



Şəkil 7.2. Bəzi yarımkeçirici materiallarda fotehəssaslığın spektral paylanma qrafikləri

Yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasında lokal sə-  
viyyələr mövcud olarsa, müəyyən şəraitdə işığın təsiri ilə bu  
səviyyələrlə icazəli zonalar ara-  
sında keçidlər hesabına da taraz-  
lıqda olmayan sərbəst yükda-  
şıyıcılar yaranar. Bu yükdaşıyıcı-  
ların əmələ gətirdiyi əlavə keçir-  
ciliyə *aşqar fotekeçiricilik* adla-  
nır. Lokal səviyyənin ionlaşma  
enerjisi qadağan olunmuş zolağın  
enindən kiçik olduğundan, aşqar  
fotehəssaslığın spektri məxsusi  
fotekeçiriciliyin spektrinə nəzə-  
rən daha uzundağalı oblasta  
uyğun gələr. Aşqar səviyyələr  
hesabına yaranan daxili fotoeffektin spektri, demək olar ki, tam  
şəkildə aşqarlarla udulma spektri ilə uzlaşır. Aşqar fotehəssas-  
lıq adətən məxsusi fotehəssaslıqdan kiçik olur. Şəkil 7.3-də



Şəkil 7.3. Ge:Cu – da fotekeçiriciliyin spektral paylanması

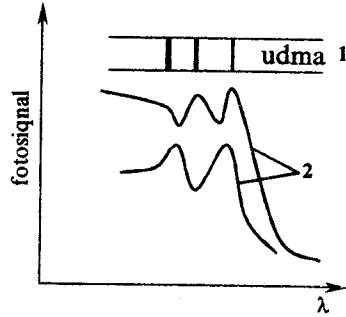
Şəkil 7.3-də

mis (Cu) atomları ilə aşqarlanmış Ge - kristalının fotohəssaslığının spektri təsvir olunmuşdur.

Eksiton udulması halında rabitəli elektron-deşik cütü əmələ gəldiyindən və eksiton kristal boyunca elektrik cəhətdən neytral «zərrəcik» kimi hərəkət etdiyindən, belə udulma keçiriciliyin dəyişməsinə səbəb olmur. Eksitonlar annigilyasiya edərkən şüalanma yaratdıqları kimi, dissosiasiya edərkən sərbəst elektron və sərbəst deşik yaratmaqla, son nəticədə *eksiton fotokeçiriciliyinin* əmələ gəlməsinə səbəb ola bilərlər. Eksiton fotohəssaslığının spektrləri də eksiton udma xətləri kimi kəskin və kiçik yarımənalığa malik olurlar. Eksiton udma və fotokeçiricilik xətlərinin maksimumlarının uyğunluğu materialın səthində ( $\tau_s$ ) və

həcmində ( $\tau_h$ ) sərbəst yükdaşıyıcıların yaşama müddətlərinin, eksitonun diffuziya uzunluğu ( $L_{eks}$ ) ilə  $L$  - bipolyar diffuziya uzunluqlarının münasibətindən asılıdır. Belə ki,  $\tau_s < \tau_h$  və  $L_{eks} < L$  olduqda eksiton fotohəssaslığının spektrinin maksimumu udma spektrinin maksimumuna,  $L_{eks} \gg L$  olduqda isə əksinə udma spektrinin minimumuna uyğun gəlir. Eksiton fotokeçiriciliyinin bu xüsusiyyəti materialın səthinin müxtəlif üsullarla işlənmə (mexaniki, kimyəvi və s.) vasitəsi ilə aşkara çıxarıla bilər (şəkil 7.4).

İşığın sərbəst yükdaşıyıcılarla udulması və qəfəs rəqsləri ilə qarşılıqlı təsiri bilavasitə yeni sərbəst yükdaşıyıcılar əmələ gətirmədiklərinə görə fotokeçiricilik yaratmasalar da, ikinci dərəcəli effektlər vasitəsi ilə yükdaşıyıcıların kinetik enerjisinin və fotonların sayının artması sonradan sərbəst yükdaşıyıcıların sayını artırır.



Şəkil 7.4 Eksiton udulma (1) və fotokeçiricilik (2) spektrləri

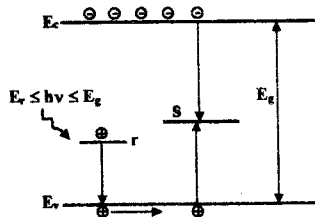
Bütün baxılan hallarda aktivləşmə enerjisi  $\Delta E$  olduqda sərbəst yükdaşıyıcılar yaratmağa qadir olan işığın dalğa uzunluğu

$$\lambda_{max}(mkm) = \frac{1,24}{\Delta E(eV)} \quad (7.3)$$

kimi empirik ifadə ilə təyin oluna bilər. Burada  $\Delta E$  - zona-zona keçidləri halında qadağan olunmuş zonanın enini, aşqar fotokeçiricilik halında aşqarların aktivləşmə enerjisini, eksiton fotokeçiriciliyi halında isə eksitonların enerjisini göstərir.

Xüsusi hallarda yarımkeçirici kristalın  $h\nu < E_g$  enerjili fotonlar seli ilə işıqlandırılması onun keçiriciliyinin artmasına yox, azalmasına da səbəb ola bilər. Bu hadisə *mənfi fotokeçiricilik* adlanır. Mənfi fotokeçiricilik - *Se*, *GaSe*, *InSe*, *Sb<sub>2</sub>S<sub>3</sub>*, *AqBr* və s. kimi müxtəlif yarımkeçiricilərdə müşahidə

olunmuşdur. Ümumiyyətlə, bu effektin müşahidə olunması üçün həm materialın özünün müəyyən xüsusiyyətlərə malik olması, həm də xüsusi xarici şəraitin təmin olunması tələb edilir. Məsələn, tədqiqatlar göstərir ki, mənfi fotokeçiricilik xassəsi qadağan olunmuş zonada iki növ (*s* - sürətli və *r*- asta) rekombinasiya səviyyələri mövcud olan yarımkeçirici maddədə müşahidə oluna bilər (şəkil 7.5). Bu səviyyələrdən biri (*r* - asta mərkəzləri) yalnız bir növ (qeyri- əsas) yükdaşıyıcıları çox böyük tutma kəsiyinə malikdir, digərlərini (əsas yükdaşıyıcıları) isə demək olar ki, tuta bilmir. İkinci növ (*s*- sürətli) mərkəzlər isə hər iki növ yükdaşıyıcısını eyni sürətlə tutmaq qabiliyyətinə malikdir. Belə yarımkeçiricidə tarazlıq halında yaranmış elektron və deşiklərdən biri (məsələn, *n* - tip yarımkeçiricidə deşiklər) *r* - mərkəzlər tərəfindən tutulur, digəri (elektronlar) isə maddənin müəyyən  $\sigma_0 = en\mu_n$  qaranlıq keçiriciliyini yaradır. Temperaturun  $kT < E_r$  şərtini ödədiyi qiymət-



Şəkil 7.5. Mənfi fotokeçiriciliyin baş verməsini izah edən enerji modeli

lərində keçiricilik bu qiymətə malik olur. Əgər bu halda yarımkeçirici  $E_g < h\nu_a < E_g$  enerjili işıqla işıqlandırılrsa, onda  $r$  - mərkəzləri tərəfindən tutulmuş qeyri-əsas yükdaşıyıcılar sərbəstləşər və hər iki növ yükdaşıyıcıların  $s$  - mərkəzləri tərəfindən sürətlə tutulması, bununla da  $\sigma_0$  - qaranlıq keçiriciliyini yaradan əsas yükdaşıyıcıların böyük bir qisminin rekombinasiyası baş verir. Nəticədə yarımkeçiricinin  $\sigma$  keçiriciliyi  $h\nu_a$  - aşqar işığın təsiri altında kiçilər ( $\sigma < \sigma_0$ ), yəni  $\Delta\sigma_f = \sigma - \sigma_0 < 0$  olar. Bu isə, artıq deyildi ki, mənfi fotokeçiricilikdir. Lakin  $r$  səviyyəsindəki yükdaşıyıcılar istilik enerjisi hesabına da müvafiq zonaya həyəcanlaşa bilər. Bu halda  $r$  - səviyyələr boş olur və belə yarımkeçiriciyə  $h\nu_a$  enerjili işıq təsir etdikdə mənfi fotokeçiricilik baş vermir. Buna görə də, mənfi fotokeçiriciliyin müşahidə olunma bilməsi üçün təkə yarımkeçiricidə iki növ rekombinasiya mərkəzlərinin mövcudluğu kifayət deyil, həm də temperaturun müəyyən qiymətdən aşağı olması lazımdır.

Bu fəsilə yalnız müsbət fotokeçiriciyə baxılacaqdır.

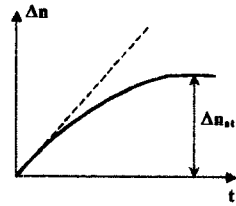
İşığın təsiri ilə əmələ gələn sərbəst yükdaşıyıcıların  $\Delta n$  - və  $\Delta p$  - konsentrasiyaları (artıq konsentrasiya) yarımkeçiricinin üzərinə düşən fotonların sayından (ışığın intensivliyindən) və dalğa uzunluğundan (tezliyindən) asılı olacaqdır. Qalınlığı  $dx$  olan mühitə  $I$  intensivlikli işıq düşdükdə, udulma nəticəsində intensivliyin azalması

$$-dI = (1 - R)\alpha I dx \quad (7.4)$$

kimini təyin olunduğundan (burada  $R$  - qaytarma,  $\alpha$  - isə udma əmsalındır),  $h\nu$  - enerjili udulan fotonların mühitin vahid həcmində vahid zamanda yaratdığı artıq elektron və deşiklərin (məxsusi udulma halında) və ya elektronların ( $n$ -tip yarımkeçiricidə aşqar udulması halında) miqdarı

$$G = \beta \frac{\alpha I (1 - R)}{h\nu} = \frac{d\Delta n}{dt} \quad (7.5)$$

generasiya tempi adlanır. Bu ifadədəki  $\beta$  - mütenasiblik əmsalı fotoionlaşmanın kvant çıxışı adlanır. Əgər işığın intensivliyi vahid səthə düşən fotonların sayı kimi təyin olunarsa, onda kvant çıxışı hər udulan fotonun yaratdığı yükdaşıyıcılar cütünün (məxsusi udulmada) və ya sərbəst yükdaşıyıcının (aşqar udulmada) sayını təyin edir. İşığın təsiri ilə yalnız generasiya prosesi baş verərsə,  $\Delta n$  - zamandan asılı olaraq xətti artar. Bu hala uyğun  $\Delta n(t)$  asılılığı şəkil 7.6-da qırıq xətlə təsvir edilmişdir. Həyəcanlaşma nəticəsində yaranan artıq yükdaşıyıcılar öz növbələrində rekombinasiya prosesini sürətləndirdiyindən, əlavə (artıq) konsentrasiyanın bir qismi məhv olur və  $\Delta n$  öz maksimal qiymətinə ani müddətə çata bilmir. Bu səbəbdən başlanğıc andan bir qədər sonra  $\Delta n(t)$  asılılığında xəttilik pozulur. Həyəcanlaşdırıcı amil dəyişmədikdə, yükdaşıyıcıların generasiyası sabit qaldığından, rekombinasiya tempi  $\Delta n$ -in artması ilə əlaqədar artaraq, nəhayət, generasiya tempi ilə tarazlaşar və stasionar halın alınmasına səbəb olar (şəkil 7.6). Stasionar halda tarazlıqda olmayan konsentrasiya ( $\Delta n_{st}$  və  $\Delta p_{st}$ ) bircinsli generasiya şəraitində (7.5) ifadəsinə və kəsilməzlik tənliyinə görə



Şəkil 7.6. Artıq konsentrasiyanın zamandan asılılığı

$$\Delta n_{st} = G_n \tau_n = \frac{\beta \alpha I \tau_n (1 - R)}{h\nu} \quad (7.6)$$

$$\Delta p_{st} = G_p \tau_p = \frac{\beta \alpha I \tau_p (1 - R)}{h\nu}$$

ifadələri ilə təyin olunur. Burada  $\frac{I}{h\nu}$  - işıq dəstəsində fotonların sayı,  $\tau_n$  və  $\tau_p$  isə uyğun olaraq elektron və deşiklər üçün xarakteristik müddətdir.

Stasionar halda tarazlıqda olmayan konsentrasiyanın yaratdığı keçiricilik *stasionar fotokeçiricilik* ( $\sigma_{f,st}$ ) adlanır. (7.2) və (7.6) ifadələrinə görə:

$$\sigma_{f,st} = (1-R)e\beta\alpha(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p)\frac{I}{h\nu}. \quad (7.7)$$

Bir fotona uyğun gələn fotokeçiricilik

$$\left( S = \frac{\sigma_f}{I(1-R)} \right)$$

*xüsusi fotohəssaslıq* adlanır və

$$S = e\beta\alpha(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \quad (7.8)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Xüsusi fotohəssaslıq müxtəlif materialların işığa həssaslığını müqayisə etmək üçün istifadə olunur.

Əgər yükdaşıyıcılardan birinin yürüklüyü və ya yaşama müddəti digərindən çox böyük olarsa, onda fotokeçiricilik

$$\sigma_{f,st} = \frac{\alpha\beta I e \tau \mu}{h\nu} \quad (7.9)$$

yalnız bir növ yükdaşıyıcı ilə təyin olunaraq *monopolyar fotokeçiricilik* adlanır.

Fotokeçiricilik nəticəsində yaranan fotocərəyanın sıxlığı Om qanununa görə

$$j_f = \sigma_{f,st} E = e\beta\alpha \frac{IE}{h\nu} (\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \quad (7.10)$$

kimi təyin olunur. Burada  $E$  - yarımkeçiriciyə təsir edən elektrik sahəsinin intensivliyidir. Yükdaşıyıcıların elektrik sahəsinin intensivliyi boyunca yönəlmiş  $\mathcal{G}_n = \mu_n E$ ,  $\mathcal{G}_p = \mu_p E$  *dreyf sürətlərindən* istifadə etdikdə (7.10) ifadəsi

$$j_f = e\beta\alpha \frac{I}{h\nu} (\mathcal{G}_n\tau_n + \mathcal{G}_p\tau_p) \quad (7.11)$$

şəkilə düşər. Elektrik sahəsi boyunca nümunənin uzunluğu (kontaklar arasında məsafə)  $l$  olduqda

$$t_n = \frac{l}{\mathcal{G}_n}; \quad t_p = \frac{l}{\mathcal{G}_p}$$

kimi təyin olunan *sərbəst yükdaşıyıcıların uçuş müddəti* adlanan kəmiyyətdən istifadə etməklə fotocərəyanın sıxlığı üçün

$$j_f = e\beta\alpha \left( \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \frac{Il}{h\nu} \quad (7.12)$$

ifadəsi alınar. Bu ifadədən görüldüyü kimi, fotocərəyanın qiyməti  $\frac{\tau_n}{t_n}$  və  $\frac{\tau_p}{t_p}$  nisbətlərindən asılıdır. Bu nisbətlər *fotokeçiriciliyin güclənmə əmsalı* adlanır və yükdaşıyıcının yaşama müddəti ərzində nümunəni neçə dəfə qət etməsini nümayiş etdirir. (7.12) ifadəsinə görə  $j_f$  həm də  $\beta$  kvant çıxışı ilə təyin olunur. Bu ifadəyə daxil olan bütün kəmiyyətlər təcrübi yolla təyin oluna bildiyindən,  $j_f(\lambda)$  asılılığına görə  $\beta$ -nın dalğa uzunluğundan asılılığı tədqiq oluna bilər. Təcrübələr göstərir ki, *Ge*-da  $h\nu \leq 2,7eV$ , *Si*-da isə  $h\nu \leq 3eV$  qiymətlərində  $\beta \approx 1$  sabit qiymətinə malik olur. Yarımkəçiricinin üzərinə düşən fotonların enerjisinin sonrakı artması  $\beta$ -nın 2, bəzən hətta 3 olması ilə nəticələnə bilər. Bu *bir kvantlı fotoeffekt hadisəsinə zidd deyil*. Fotonun enerjisi çox böyük olduqda onun sərbəstləşdirdiyi elektron kifayət qədər böyük kinetik enerjiyə malik olur (*qızmar elektronlar yaranır*) və belə enerjili elektronlar zərbə nəticəsində əlavə elektronlar sərbəstləşdirməyə qadirdir. Zərbə nəticəsində sərbəstləşən elektronun yarımkəçi-



ricinin üzərinə düşən fotonla bilavasitə əlaqəsi olmadığından,  $\beta$ -nın artması baş verir.

Əgər yarımcəqirici düzbucaqlı formaya malik işıq impulsu ilə işıqlandırılrsa (şəkil 7.7),  $\Delta n$  və  $\sigma_f$  yalnız müəyyən müddətdən sonra öz stasionar ( $\Delta n_{st}$  və  $\sigma_{f,st}$ ) qiymətlərini alar. İşıq impulsu bitdikdə də,  $\Delta n$  və  $\sigma_f$  dərhal sıfıra qədər azalmaz, yəni bu hadisəyə də müəyyən zaman sərf olunur. Tarazlıqda olmayan fotoqəçiriciliyin belə artıb azalması prosesləri *fotoqəçiriciliyin relaksasiyası* adlanır.

Tarazlıqda olmayan konsentrasiyasının  $\frac{d\Delta n}{dt}$  dəyişməsi generasiya və rekombinasiya tempələrinin fərqi kimi təyin olunur:

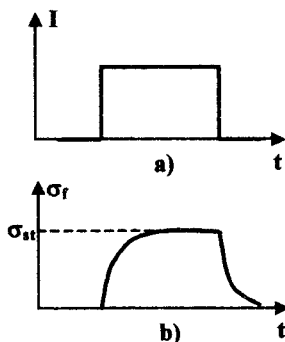
$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - R = \frac{\beta \alpha I}{h\nu} - R \quad (7.13)$$

İşıqlanma intensivliyinin nisbətən kiçik qiymətlərində ( $\Delta n \ll n_0$ ;  $p_0$  olduqda) rekombinasiya tempi  $R = \frac{\Delta n}{\tau}$  olduğundan, (7.13) ifadəsi

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{\beta \alpha I}{h\nu} - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (7.14)$$

şəklinə düşər.

İşıqlanmanın başlandığı anda  $\Delta n = 0$  olduğunu nəzərə alaraq, (7.14) tənliyini həll etməklə (7.6) ifadəsi əsasında tarazlıqda olmayan elektronların konsentrasiyasının artma qanunu üçün



Şəkil 7.7. Düşən işıq impulsu (a) və fotoqəçiriciliyin (b) zaman-dan asılılığı

$$\Delta n = \Delta n_{st} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) = \frac{\beta \alpha I}{h\nu} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (7.15)$$

ifadəsini almaq olar. Işıq impulsu kəsildikdə ( $I=0$  olduqda) (7.14) tənliyinə görə  $\frac{d\Delta n}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau}$  və kəsilmə ( $t=0$ ) anında  $\Delta n = \Delta n_{st}$  olduğundan,  $\Delta n$ -in azalması üçün

$$\Delta n = \Delta n_{st} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{\alpha \beta I}{h\nu} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (7.16)$$

ifadəsi alınar.

Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının dəyişməsinə uyğun olaraq fotokeçiriciliyin relaksasiyası

$$\Delta \sigma_f = \frac{e\mu\beta\alpha I}{h\nu} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (\text{qalxma}) \quad (7.17)$$

$$\Delta \sigma_f = \frac{e\mu\beta\alpha I}{h\nu} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{düşmə})$$

şəklində ifadə olunar.

Beləliklə, zəif işıqlanmalarda ( $\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$  olduqda) fotokeçiriciliyin qalxma və düşmə prosesləri eksponensial xarakter daşıyaraq, *sabit*  $\tau$  - *relaksasiya müddəti* ilə təyin olunur. Relaksasiya müddəti  $\tau$  - tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların *yaşama müddətinə* uyğun gəlir. Bu müddəti təcrübi olaraq  $\ln \Delta \sigma(t)$  asılılığından təyin etmək mümkündür.

Yüksək həyəcanlaşma ( $\Delta n \gg p_0; n_0$ ) və  $R = \gamma(\Delta n)^2$  (*kvadratik rekombinasiya*) halı üçün (7.13) tənliyi

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta \alpha \frac{I}{h\nu} - \gamma(\Delta n)^2 \quad (7.18)$$

şəklinə düşər. Bu tənliyin başlanğıc  $t=0$  anında  $\Delta n=0$  şərti daxilində həlli fotokeçiriciliyin (artıq konsentrasiyanın) artma qanunauyğunluğu üçün

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta \alpha I}{\gamma h \nu}} \operatorname{th} \left( t \cdot \sqrt{\frac{\beta \alpha I \gamma}{h \nu}} \right) \quad (7.19)$$

ifadəsini verir. Işıq impulsu kəsildikdə  $t=0$  - anında  $\Delta n = \Delta n_{st}$  - olduğundan fotokeçiriciliyin (artıq konsentrasiyanın) düşməsi qanunauyğunluğu üçün

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta \alpha I}{\gamma h \nu}} \cdot \frac{1}{1 + t \sqrt{\frac{\beta \alpha I \gamma}{h \nu}}} \quad (7.20)$$

ifadəsi alınar.

(7.19) və (7.20) ifadələrindən görüldüyü kimi, xətti rekombinasiyadan fərqli olaraq, kvadratik rekombinasiya halında fotokeçiriciliyin qalxma və düşmə qanunauyğunluqları müxtəlifdir. Fotokeçiriciliyin artması hiperbolik tangens, düşməsi isə sadəcə hiperbolik qanunla baş verir. Bu prosesləri eyni relaksasiya müddəti ilə xarakterizə etmək mümkün deyildir. Əgər relaksasiyanı xarakterizə etmək üçün  $\tau = \frac{1}{\gamma \Delta \varphi}$  kimi təyin olunan

ani yaşama müddətindən istifadə edilərsə,  $\tau$ -nin dəyişən kəmiyyət kimi zamandan asılı olduğunu ayırd etmək olar.

Aşqar fotokeçiricilik halında generasiya sürəti  $G$ -nin özü intensivlikdən qeyri-xətti asılı olduğu üçün relaksasiya əyriləri xeyli mürəkkəbləşir. Belə ki, aşqar udma oblastında lokal səviyyələrin işıqla boşalması, udma əmsalinin işığın intensivliyindən asılı olmasına səbəb olur.

Fotokeçiriciliyin və ya fotocərəyanın yarımkəçiriciyə təsir edən işığın intensivliyindən asılılığının – *lüks-amper xarakteristikasının* (LAX) xarakteri baxılan halda rekombinasiya prosesinin mexanizmi ilə müəyyənləşir. Kiçik intensivliklərdə üstünlük təşkil edən monomolekulyar rekombinasiya halında fotokeçiriciliyin və fotocərəyanın intensivlikdən asılılığı xətti xarakter daşıyır (şəkil 7.8-də I oblast)

$$\Delta n \sim \frac{I}{h\nu}, \quad j_f \sim \frac{I}{h\nu} \quad (7.21)$$

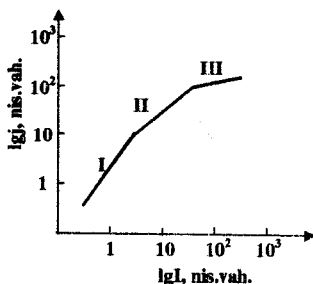
və xətti LAX adlanır.

Orta intensivlikli işıqlandırılmalarda bimolekulyar rekombinasiya halı reallaşdığından, fotokeçiricilik və fotocərəyan üçün

$$\Delta n \sim \sqrt{\frac{I}{h\nu}}; \quad j_f \sim \sqrt{\frac{I}{h\nu}} \quad (7.22)$$

münasibətləri ödəyir. Belə intensivliklərdə LAX *subxətti* xarakterə malik olur (şəkil 7.8-də, II oblast). Aşqar fotokeçiricilik halında yalnız başlanğıc kiçik intensivliklərdə LAX xətti xarakterə malik olur, intensivliyin sonrakı artması ilə aşqar səviyyələrin tam boşalması baş verir və buna uyğun olaraq

LAX doyma halını alır. Yüksək intensivliklərdə məxsusi fotokeçiricilik halında fotocərəyan işığın intensivliyindən asılı olur – LAX-da doyma halı müşahidə olunur (şəkil 7.8-də, III oblast). Ümumi halda yarımkəçiricilərin LAX



Şəkil 7.8. Lüks-ampər xarakteristikası

$$j_f \sim I^b \quad (7.23)$$

şəklində üstlü qanunla ifadə oluna bilər. Buradakı  $b$  – kəmiyyəti işığın intensivliyindən asılı olaraq  $0 \neq 1$  intervalında dəyişir.

Qeyd etmək lazımdır ki, bəzi hallarda üst göstəricisinin qiymətinin 1-dən böyük qiyməti müşahidə olunur. Bu halda LAX *superxəttidir*. Belə superxətti LAX-ın müşahidə olunması yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zolağında müxtəlif təbiətli və konsentrasiyalı lokal səviyyələrin mövcudluğu ilə əlaqələndirilir. Belə lokal səviyyələr məxsusi fotokeçiriciliyin relaksasiyası prosesinə də ciddi təsir göstərə bilər. Belə ki, həyəcanlaşmış elektronlar deşiklərlə rekombinasiya etməklə yanaşı, həm də lokal səviyyələr tərəfindən tutulurlar ki, bu da öz növbəsində fotokeçiriciliyin artma relaksasiyasını gecikdirir.

Həyəcanlaşdırıcı təsir kəsildikdə tutulan elektronlar lokal səviyyələrdən tədricən termik həyəcanlaşaraq fotokeçiriciliyin düşmə relaksasiyasında «quyruq» hissəni əmələ gətirir. Prosesdə lokal səviyyələrin rolunu aradan qaldırmaq üçün relaksasiya prosesi öyrənilən yarımkeçiricini işıq impulsu ilə yanaşı, həm də məxsusi udma zolağından ( $h\nu > E_g$ ) olan kəsilməz fon işıq dəstəsi ilə də işıqlandırmaq lazımdır.

Lokal səviyyələrin təsiri nəzərə alınmazsa, məxsusi fotokeçiricilik demək olar ki, geniş temperatur intervalında sabit qalır (temperaturdan asılı olmur). Yüksək fotohəssaslığa malik yarımkeçiricilərdə eyni zamanda həm rekombinasiya, həm də yapışma mərkəzləri mövcud olduğundan belə materiallarda  $\sigma_f(T)$  asılılığı mürəkkəb xarakterə malik olur. Nisbətən aşağı temperaturalarda rekombinasiya səviyyələrinin termik ionlaşması baş vermədiyindən temperaturun artması ilə yapışma səviyyələrini dolduran yükdaşıyıcılar sərbəstləşərək fotokeçiriciliyi artırma bilərlər. Bu hadisə *fotokeçiriciliyin termik aktivləşməsi* adlanır.

Temperaturun sonrakı artması zamanı fotohəssaslıq mərkəzlərinin termik ionlaşması nəticəsində həmin mərkəzlər vasitəsi ilə rekombinasiyanın sürəti böyüyür və fotokeçiriciliyin eksponensial qanunla azalması baş verir. Bu hadisə *fotokeçiriciliyin termik sönməsi* hadisəsi adlanır. Onun baş verdiyi temperatur intervalında LAX superxətti ( $j_f \sim I^{b>1}$ ) xarakterə malik olur. Termik sönmə oblastında fotokeçiriciliyin azalma tərtibi həm də işıqlanmanın intensivliyindən asılı olur. Ən güclü sönmə LAX-ın xətti hissəsinə, yəni xətti rekombinasiya oblastına uyğun gəlir. Yüksək həyəcanlaşmalar (bimolekulyar rekombinasiya) halında fotokeçiriciliyin sönmə tərtibi xeyli kiçik olur.

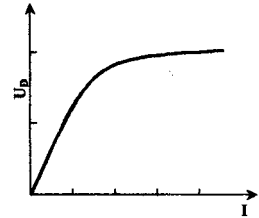
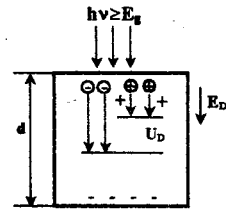
## § 7.2. Dember effekti

Müstəvi lövhə şəklində olan (şəkil 7.9,a ) fotohəssas yarımkeçiricinin bir üzünü məxsusi udma oblastından olan işıqla

ışıldandırılarsa, həmin üz yaxınlığında elektron və deşik cütləri ( $n = n_0 + \Delta n$ ;  $p = p_0 + \Delta p$ ;  $\Delta n = \Delta p$ ) yaranar. Bu səthin yaxınlığında yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ( $n$  və  $p$ ) yarımkeçiricinin həcmindəki ( $n_0$  və  $p_0$ ) konsentrasiyasından böyük

olduğundan,  $\frac{d\Delta n}{dx}$ ;  $\frac{d\Delta p}{dx}$  konsentrasiya qradientlərinə görə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların ışıqlandırılan səth yaxınlığındakı hissədən həcmə doğru diffuziyası baş verir. Bu halda həm elektronlar, həm də deşiklər eyni istiqamətdə hərəkət etsələr də, onların  $\mu_n$  və  $\mu_p$  yürüklüyünün və uyğun olaraq

$\mathcal{D}_n, \mathcal{D}_p$  dreyf sürətlərinin fərqlənməsi nəticəsində diffuziya istiqaməti boyunca əks işarəli yükdaşıyıcıların (tarazlıqda olmayan elektronların və deşiklərin) ayrılması baş verir. Əksər materiallarda  $\mu_n > \mu_p$  olduğundan, vahid zamanda elektronların qət etdiyi məsafə deşiklərinə nisbətən daha böyük olar və şəkil 7.9,a-da göstərilən istiqamətdə kristal boyunca daxili elektrik sahəsi ( $E_D$ ) yaranar. Yaranan  $E_D$  sahəsi deşiklərin hərəkətini sürətləndirmək, elektronların hərəkətini isə ləngitməklə dreyf cərəyanları yaradır. Işıqlanma kəsilməz olarsa, müəyyən zaman müddətindən sonra yükdaşıyıcıların dreyf sürətlərindəki fərq, yaranan  $E_D$ -elektrik sahəsi tərəfindən tam kompensasiya olunur. Kristalda termodinamik tarazlıq yaranar və yekun cərəyanın sıfır qiyməti bərqərarolar. Yarımkeçiricinin qeyri-bircins ışıqlandırılması nəticəsində meydana gələn bu həcmi xarakterli elektrik sahəsi və potensiallar fərqi uyğun



Şəkil 7.9. Dember effekti. Dember e.h.q.-nin işığın intensivliyindən asılılığı

olaraq *Dember sahəsi* və *Dember elektrik hərəkət qüvvəsi* adlanır.

Sadə halda Dember e.h.q.-ni hesablayaq. Məlumdur ki, elektron və dəşik cərəyanları dreyf və diffuziya cərəyanlarının cəminə bərabərdir:

$$\begin{aligned} j_n &= (n_0 + \Delta n)e\mu_n E_D + eD_n \frac{d\Delta n}{dx}, \\ j_p &= (p_0 + \Delta p)e\mu_p E_D - eD_p \frac{d\Delta p}{dx}. \end{aligned} \quad (7.24)$$

Burada  $D_n$  və  $D_p$  - uyğun olaraq elektron və dəşiklərin diffuziya əmsalları,  $E_D$  isə Dember sahəsidir. Stasionar halda yekun cərəyan  $j = j_n + j_p = 0$  olduğundan,

$n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$ ,  $\Delta n = \Delta p$  şərtlərini və  $D = \frac{kT}{e} \mu$  Eyn-

*şteyn münasibətini* nəzərə almaqla Dember sahəsi üçün

$$E_D = - \frac{kT(\mu_n - \mu_p) \frac{d\Delta n}{dx}}{e(n\mu_n + p\mu_p)} \quad (7.25)$$

ifadəsini yazmaq olar. Sonuncu ifadəyə  $\frac{\mu_n}{\mu_p} = b$  - əvəzləməsi-

ni daxil etməklə və  $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$ ;  $\Delta n = \frac{\Delta \sigma}{e(\mu_n + \mu_p)}$  münasibətlerini nəzərə almaqla, Dember sahəsinin ifadəsini

$$E_D = - \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \frac{1}{\sigma} \frac{d\Delta \sigma}{dx} \quad (7.26)$$

şəklində yazmaq olar. Əgər nəzərə alınsa ki, işığın təsiri ilə yaranan tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar ən çoxu diffuziya uzunluğunun üç mislinə bərabər ( $3L$ ) məsafəyə qədər diffuziya edə bilirlər, onda inteqrallama nəticəsində

$$U_D = \int_0^{3L} E dx = -\frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \int \frac{d\sigma}{\sigma} = -\frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{\sigma(3L)}{\sigma(0)} \quad (7.27)$$

alınar. Lakin  $x = 3L$  məsafəsində yükdaşıyıcıların konsentrasiyası  $n_0$  və  $p_0$  qaranlıq konsentrasiyaya bərabər olduğundan,

$$\sigma_0(3L) = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p) \quad (7.28)$$

$$\sigma(0) = e(n_0\mu_n + p_0\mu_p + \Delta n(\mu_n + \mu_p)) = \sigma(3L) + e\Delta n(\mu_n + \mu_p)$$

şərtləri daxilində, Dember gərginliyi üçün son olaraq

$$U_D = \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \left[ 1 + \frac{(b+1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \right] \quad (7.29)$$

ifadəsi alınar. (7.29) ifadəsindən görüldüyü kimi,  $\mu_n = \mu_p$ , yəni  $b=1$  olduqda  $U_D = 0$ . Beləliklə, elektron və deşiklərin yürüklüyü bərabər olan yarımkəçiricidə Dember effekti baş verməz. Dember gərginliyinin qiyməti  $\mu_n$  və  $\mu_p$ -nin bir-birindən daha çox fərqləndiyi yarımkəçirici materiallarda böyük olur. Dember gərginliyinin qiyməti müxtəlif materiallarda ( $10 \div 100$ ) mV tərtibində ola bilər. Bu tərtibdəki e.h.q.-nin asanlıqla ölçülə bilinməsinə baxmayaraq, Dember e.h.q.-nin təcrübi ölçülməsi bir sıra çətinliklərlə rastlaşır. Belə ki, yarımkəçirici materialı işıqlandırdıqda kontaktda və ya həcmdə mövcud olan qeyri-bircinsliklərdə qiyməti Dember e.h.q.-dən dəfələrlə böyük olan həcmi e.h.q yaranır. Bu baxımdan belə yarımkəçiricilərdə Dember effekti ikinci dərəcəli rol oynayır və onun ölçülməsi çətinləşir.

(7.29) ifadəsi həm də  $U_D$  Dember e.h.q.-nin işığın intensivliyindən asılılığını təsvir edir. Kiçik həyəcanlaşmalarda



$\Delta n \ll bn_0 + p_0$  olduğundan, (7.29) ifadəsindəki loqarifmik vuruğu sıraya ayırdıqda

$$U_D = \frac{kT}{e} \cdot \frac{(b-1)\Delta n}{bn_0 + p_0} \quad (7.30)$$

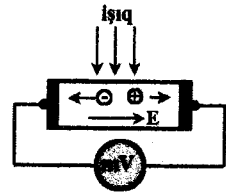
kimi xətti qanunauyğunluq alınır. Yüksək həyəcanlaşmalarda ( $\Delta n \gg bn_0 + p_0$  olduqda)

$$U_D = \frac{kT}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{b+1}{bn_0 + p_0} \cdot \Delta n \quad (7.31)$$

olar. Bu halda  $U_D$ -nin qiymətinin işıq intensivliyindən asılılığı zəifləyir və doymaya yaxınlaşır.  $U_D$ -nin işıq intensivliyindən asılılığı şəkil 7.9,b -də təsvir olunmuşdur.

### § 7.3. Həcmi fotoelektrik hərəkət qüvvəsi

Yarımkəçiricilərdə xüsusi müqavimətin qradienti, yeni  $\rho(x)$  asılılığı mövcud olarsa, belə mühit qeyri-bircins olar və işıqlandırdıqda orada həcmi foto e.h.q. yaranar (şəkil 7.10). Işıqlanan hissənin uclarından ən azı diffuziya uzunluğunun 3 misli qədər ( $3L$ ) məsafədə yerləşən düzbucaqlı paralelepiped şəklində yarımkəçirici lövhəni işıqlandırdıqda yaranan tarazlıqda olmayan elektron və deşiklər uclara çatmadan rekombinasiya etdiyindən, kontaktlarda heç bir e.h.q. yaranmamalıdır. Lakin təcrübə göstərir ki, bu halda kristalın uclarında e.h.q. yaranır və onun qiyməti işıqlanan hissədə xüsusi müqavimətin qradienti ilə mütənəsbdir. Kristalda xüsusi müqavimətin belə qeyri-bircinsliyi donor və akseptor aşqarlarının kristal boyunca qeyri-bərabər paylanması hesabına yaranabilir. Belə olan şəraitdə enerji zonaları Fermi səviyyəsinə nəzərən meyil edir və nəticədə mühit daxilində elektrik sahəsi



Şəkil 7.10. Həcmi e.h.q.-nin yaranması

yanarır. Yarımkəçirici işıqlandırılmadıqda daxili elektrik sahəsinin dreyf cərəyanı diffuziya cərəyanı ilə tam tarazlaşdırılır. Yarımkəçirici işıqlandırıldıqda isə bu tarazlıq pozulur. Nəticədə, fotoelektronların və fotodeşiklərin bir-birinə əks istiqamətdə yönəlmiş seli əmələ gəlir. Beləliklə, nümunənin bir ucuna elektronlar, digər ucuna isə deşiklər yığışaraq daxildə elektrik sahəsi və ya gərginlik yaradır.

Həcmi e.h.q.-ni hesablamaq üçün  $n$ -tip yarımkəçiricidə tarazlıqda olmayan (artıq) fotoelektronların yalnız bir koordinatdan ( $x$ -dən) asılı olduğu hala baxaq. Işıqlanan oblastın eninin diffuziya uzunluğuna nisbətən çox kiçik olmasına əsasən işıqlanma oblastında rekombinasiyanın baş verməməsi qəbul edildikdə, kiçik həyəcanlaşmalarda  $\mu_n \cdot n \gg \mu_p p$  şərti ödənildikdə həcmi foto e.h.q.

$$V = \frac{e}{S} I \cdot L_p^2 \cdot \frac{d\rho_0}{dx} \quad (7.32)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $L_p$  - deşiklərin diffuziya uzunluğu,  $I$  - işıqlanan oblastın işıqlanma intensivliyi ilə mütənasib olan fotoyükdaşıyıcılar cütünün sayı,  $S$  - nümunənin en kəsiyinin sahəsi,  $\frac{d\rho_0}{dx}$  - işıqlanan oblastda xüsusi müqavimətin qaranlıq halındakı qradiyentidir.

$p$  - tip yarımkəçiricilərdə analogi ifadədə elektronların (*qeyri-əsas yükdaşıyıcıların*) diffuziya uzunluğu iştirak edəcəkdir.  $L_p \approx 0,1 \text{ sm}$ ,  $S = 10^{-2} \text{ sm}^2$ ,

$\frac{d\rho_0}{dx} = 10 \frac{(\text{Om} \cdot \text{sm})}{\text{sm}}$ ,  $I = 10^{15} \text{ s}^{-1}$  olduqda  $V = 1 \text{ mV}$  qiymətinə

malik olar. Beləliklə, həcmi foto e.h.q. kifayət qədər böyük qiymətə malik olub, xüsusi müqavimətin qradiyenti ilə düz mütənasib artır. Bu nəticə təcrübə ilə yaxşı uzlaşır. Onu yox-

lamaq üçün əlahiddə olaraq  $\frac{d\rho_0}{dx}$  kəmiyyəti təyin olunmalıdır.

Nümunədən kiçik qiymətə malik sabit cərəyan buraxmaqla,

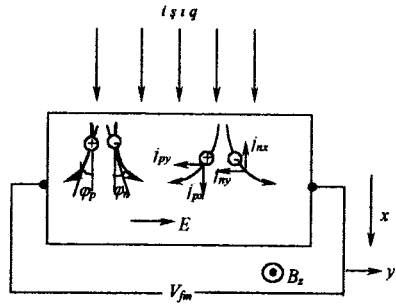
cərəyanın axma istiqaməti boyunca gərginliyin paylanması zond vasitəsi ilə ölçülür. Gərginliyin paylanmasına əsasən isə  $\frac{d\rho_0}{dx}$  təyin olunur. Bu üsul həm də nümunələrin bircinsliyini tədqiq etmək üçün tətbiq oluna bilər.

#### § 7.4. Fotoelektromaqnit effekti

Güclü udulan işıqla işıqlandırılmış yarımkeçirici  $\vec{B}$  – induksiya xarici maqnit sahəsində yerləşdirilsə, maqnit sahəsinin generasiya olunmuş elektron və deşiklərin diffuziya hərəkəti istiqamətinə perpendikulyar olduğu halda yarımkeçiricidə eninə e.h.q. meydana gəlir (şəkil 7.11). Bu hadisə *fotoelektromaqnit effekt və ya Kikoin-Noskov effekti* adlanır.

İşığın təsiri ilə yaranan tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar kristal boyunca diffuziya etdikdə Lorens qüvvəsinin təsiri ilə ayrı-ayrı deşiklər sola, elektronlar isə sağa meyli edirlər. Bunun nəticəsində solda müsbət, sağda isə mənfi yük artıqlığı yaranar. Əlavə yüklər soldan sağa  $\vec{E}$  elektrik sahəsini yaradar. Nümunənin eni boyunca yaranan sahə yükdaşıyıcıların ayrılmasını tam kompensasiya edənə qədər artır və nəticədə bircins yarımkeçiricinin uclarında  $V_{fm}$  gərginliyi əmələ gəlir. Əgər bu uclar qısa qapanarsa, nümunədən  $i_{qq}$  cərəyanı axar.

Səth rekombinasiyasının sürəti kiçik olduğu halda  $V_{fm}$  və  $i_{qq}$ -ni hesablayaq. Maqnit sahəsinin təsiri altında elektron və deşiklərin meyletmə bucağı, uyğun olaraq



Şəkil 7.11. Fotoelektromaqnit effektə fotogərginliyin yaranması

$$\operatorname{tg} \varphi_n = -\mu_n^H \cdot B \quad \text{və} \quad \operatorname{tg} \varphi_p = +\mu_p^H \cdot B \quad (7.33)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $\mu_n^H$  və  $\mu_p^H$  elektron və deşik üçün dreyf yürüklüyü ilə  $\mu_n^H = r \cdot \mu_n$ ;  $\mu_p^H = p \cdot \mu_p$  şəklində əlaqədə olan *Holl yürüklüyü*,  $r$  - yükdaşıyıcıların maddədə səpilmə mexanizmindən asılı olan *Holl faktorudur*.  $x$  oxu istiqamətində elektron və deşik diffuziya cərəyanları uyğun olaraq  $j_{nx}$  və  $j_{px}$  olduqda, şəkil 7.11 əsasında  $y$  oxu boyunca yaranan cərəyan

$$\begin{aligned} j_{ny} &= j_{nx} \cdot \operatorname{tg} \varphi_n = -r \mu_n B j_{nx}, \\ j_{py} &= j_{px} \cdot \operatorname{tg} \varphi_p = +r \mu_p B j_{px} \end{aligned} \quad (7.34)$$

kimi təyin olunur. Maqnit sahəsinin təsiri ilə yaranmış tam diffuziya cərəyanı isə

$$j_y = j_{ny} + j_{py} = rB(\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx}) \quad (7.35)$$

olar. Lakin diffuziya cərəyanı  $j = eD \frac{\partial \Delta n}{\partial x}$  olduğundan, bipolar generasiya ( $\Delta n = \Delta p$ ) halında

$$j_{nx} = -j_{px} = -eD \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \quad (7.36)$$

və (7.35) ifadəsi

$$j_y = -eDrB(\mu_n + \mu_p) \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \quad (7.37)$$

şəklinə düşür. Xarici dövredə  $i_{qq}$ -ni təyin etmək üçün yan üz ( $XZ$  müstəvisi) üzrə maqnit sahəsinin təsiri ilə yaranan cərəyanları toplamaq lazımdır. Diffuziya əmsalı sabit qaldıqda, ölçüləri  $a, b, l$  olan paralelepiped formalı nümunə üçün (şəkil 7.11, b)

$$j_{qq} = \int_0^l j_y \cdot b dx = erDB(\mu_n + \mu_p) \cdot b [\Delta n(0) - \Delta n(l)] \quad (7.38)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

Stasionar halda XZ müstəvisində nümunənin bütün səthindən axan cərəyan sıfıra bərabər olar və qısa qapanma cərəyanı

$$j = \Lambda \cdot V_{fm} = j_{qq} \quad (7.39)$$

tamamilə maqnit sahəsinin yaratdığı  $V_{fm}$  gərginliyi ilə təyin olunur. Burada,  $\Lambda$  - nümunənin elektrik keçiriciliyi olub, qaranlıqdakı xüsusi keçiricilik  $\sigma$  - ilə işarə olunduqda  $\Lambda = \sigma \frac{b \cdot l}{a}$  şəklində təyin olunur. Keçiricilik  $l$  boyunca dəyişdiyindən

$$\Lambda = \sigma_0 \frac{bl}{a} + \frac{b}{a} \int_0^l \Delta \sigma \cdot dx \quad (7.40)$$

olar. Burada,  $\Delta \sigma = e(\mu_n + \mu_p) \Delta n$  ifadəsi nəzərə alınarsa, keçiricilik

$$\Lambda = \sigma_0 \frac{bl}{a} + \frac{e b}{a} (\mu_n + \mu_p) \int_0^l \Delta n dx \quad (7.41)$$

olar. (7.39) ifadəsində (7.41) və (7.38) ifadələrini nəzərə alaraq fotoelektromaqnit e.h.q.-nin qiyməti

$$V_{fm} = \frac{j_{qq}}{\Lambda} = \frac{eraDB(\mu_n + \mu_p) [\Delta n(0) - \Delta n(l)]}{l\sigma_0 + e (\mu_n + \mu_p) \int_0^l \Delta n dx} \quad (7.42)$$

şəklində təyin olunur. Bu ifadədən görüldüyü kimi, *fotoelektromaqnit e.h.q. həm maqnit induksiyası, həm də tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların miqdarı ilə mütənasibdir. Işığın təsiri ilə yükdaşıyıcıların generasiyası səth yaxınlığında baş verdikdə və diffuziya uzunluğu  $L$  olduqda dərinliyə (həcmə doğru) get-*

dikcə  $l \gg L$  və  $\Delta n(l) = 0$  şərtləri daxilində tarazlıqda olmayan sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası

$$\Delta n = \Delta n(0)e^{-\frac{x}{L}} \quad (7.43)$$

qanunu ilə azalar. Buradan

$$\int_0^l \Delta n dx = \Delta n(0) \int_0^l e^{-\frac{x}{L}} dx = \Delta n(0) L e^{-\frac{x}{L}} \Big|_0^l = \Delta n_0 L \quad (7.44)$$

olduğu nəzərə alınarsa, fotoelektromaqnit e.h.q.-nin yekun ifadəsi

$$V_{fm} = \frac{raDB(\mu_n + \mu_p)\Delta n(0)}{(\mu_n + \mu_p)[ln_0 + L\Delta n(0)]} \quad (7.45)$$

şəklinə düşər.

Həyəcanlaşdırıcı işığın intensivliyi kiçik ( $\Delta n \ll n_0 + p_0$ ) olduqda (7.45) ifadəsinin məxrəcindəki  $\Delta n(0)L$  həddini atmaq olar və nəticədə

$$V_{fm} = arDB \frac{\Delta n(0)}{l \cdot n_0} \quad (7.46)$$

alınar. Lakin  $\tau = \frac{L^2}{D}$  və  $\Delta n(0) = \frac{\beta \tau I}{hvL}$  olduğundan ,

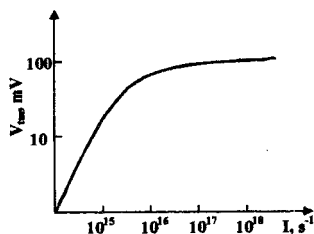
$$V_{fm} = arB\beta L \frac{I}{hvl n_0} \quad (7.47)$$

olar. Beləliklə, zəif həyəcanlaşmalarda fotoelektromaqnit e.h.q. işığın intensivliyindən düz mütənasib asılı olaraq artır, onun qiyməti isə nümunənin ölçüləri ilə yanaşı, həm də tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların diffuziya uzunluğundan asılı olur.

Yüksək həyəcanlaşmalarda (7.45) ifadəsinin məxrəcində  $n_0$  - daxil olan həddi ataraq fotoelektromaqnit e.h.q. üçün

$$V_{fm} = raDB \frac{I}{L} \quad (7.48)$$

ifadəsini almaq olar. Buradan göründüyü kimi, işığın intensivliyinin artması ilə  $V_{fm}(I)$  asılılığında xəttilik pozulur və böyük intensivliklərdə doyma müşahidə olunur. Şəkil 7.12-də *Ge* - kristalı üçün fotoelektromaqnit effektinin işığın intensivliyindən asılılığı təsvir olunmuşdur.



Şəkil 7.12. *Ge* kristalında fotomaqnit e.h.q.-nin işığın intensivliyindən asılılığı

### § 7.5. p-n keçidə işığın təsiri

*p-n* keçid üzərinə elektron-deşik cütü yarada bilən işıq düşdükdə, əmələ gələn tarazlıqda olmayan elektron və deşiklər keçidin potensial çəpəri vasitəsi ilə fəzaca ayrılır (şəkil 7.13). Deşiklər *p*-, elektronlar isə *n*-oblasta atılır. Nəticədə *n*-oblast əlavə mənfi, *p*-oblast isə əlavə müsbət yük qazanar. Əgər *p* və *n* oblastların ucları açıqdırsa (qapalı dövrə təşkil etmirsə), onda yaranmış bu əlavə yüklər elektrik sahəsi yaradaraq qaranlıq halında *p-n* keçiddə mövcud həcmi yüklər oblastını qismən kompensasiya edərlər. Potensial çəpərin kiçilməsi *p-n* keçiddən qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyasının güclənməsinə və  $i_f$  fotocərəyanının və ya əlavə e.h.q.-nin yaranmasına səbəb olar. Bu hadisə *fotoqalvanik* (və ya *fotovoltaiik*) *effekt* adlanır. Sözsüz ki, *p-n* keçidin üzərinə düşən işığın intensivliyi böyük olduqca, yaranan elektron-deşik cütlərinin sayı, buna görə də, yaranan fotocərəyan və ya e.h.q. böyük olar. Belə strukturlarda yaranan e.h.q. *p-n* keçiddə potensial çəpərin hündürlüyü kimi təyin olunan  $\varphi_{ko}$  qaranlıq kontakt potensialları fərqiindən böyük ola bilməz.

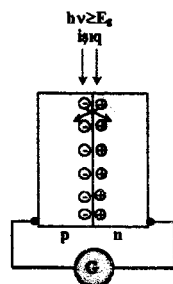
Sadalanan hadisələri nəzərə alaraq p-n keçidin boşuna işləmə, qısa qapanma və fotodiod iş rejimləri təyin olunur. Əgər işıqlanan p-n keçidin ucları qısa qapanarsa, ondakı gərginlik düşgüsü sıfıra, keçiddən axan cərəyan isə fotocərəyana bərabər olar. Keçidin belə iş rejimi qısa qapanma rejimi adlanır. p-n keçidə əksinə istiqamətdə müəyyən  $U_x$  - xarici gərginliyi təbiq olunmaqla eyni zamanda fotohəssas işıqla işıqlandırıldığı rejim *fotodiod* rejimi adlanır.

İşıqlandırılan p-n keçidin xarici yük müqavimətinə qoşulduğu rejimə *fotoelement rejimi* deyilir. Əgər işıqlandırılan p-n keçidin ucları açıqdırsa onun bu cür iş rejimi *boşuna işləmə rejimi* adlanır və bu halda sistemin ucları arasındakı potensial fərqi (gərginlik)  $U_f$  fotoelektrik hərəkət qüvvəsinə bərabər olur.

Elektron-deşik keçidinin fotoelektrik xassələrinin nəzəriyyəsi S.M.Rıvkin və R.Kummerov tərəfindən verilmişdir. Sadəlik üçün fərz edilir ki, p-n keçid çox nazik və kəskin olduğundan, həcmi yüklər oblastında rekombinasiya nəzərə alınmaya bilər. Adı p-n keçidin nəzəriyyəsinə əsasən, işıqlanma olmadıqda əsas və qeyri-əsas yükdaşıyıcıların diffuziya və dreyf cərəyanları bir-birini tarazlaşdırırlar və nəticədə p-n keçiddən axan yekun cərəyan sıfıra bərabər olur. Nəzərə alınsa ki, deşiklərin yaratdığı cərəyan onların hərəkəti istiqamətində, elektronların cərəyanı isə onların hərəkətinin əksinə yönəlir, tarazlıq halında qaranlıqda cərəyanlar üçün

$$-J_n^{(n)} + J_n^{(p)} - J_p^{(p)} + J_p^{(n)} = 0. \quad (7.49)$$

ifadəsi yazıla bilər. Tarazlıq halında həmçinin elektronların və deşiklərin əlahiddə cərəyanlarının cəmi sıfıra bərabər olmalıdır:



Şəkil 7.13. p-n keçidə fotoqalvanik effektin yaranması.



$$\begin{aligned} -J_n^{(n)} + J_n^{(p)} &= 0, & -J_n^{(n)} &= J_n^{(p)} = J_{ns} \\ -J_p^{(p)} + J_p^{(n)} &= 0, & J_p^{(p)} &= J_p^{(n)} = J_{ps} \end{aligned} \quad (7.50)$$

Burada  $J_{ns}$  - və  $J_{ps}$  - keçidin qaranlıq VAX-da elektron və deşik *doyma cərəyanlarının* qiymətləridir və elektronların  $p$ -oblastda, deşiklərin isə  $n$ - oblastda yaratdığı cərəyanlara uyğun gəlir. Onda  $p$ - $n$  keçiddən axan doyma cərəyanı

$$J_S = J_{ns} + J_{ps} = \frac{eD_n n_p}{L_n} + \frac{eD_p p_n}{L_p} \quad (7.51)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

İşıqlanma nəticəsində yaranan elektron-deşik cütünün  $p$ - $n$  keçidin potensial çəpəri tərəfindən ayrılması nəticəsində  $J_f$  - fotocərəyanı yaranar. Bu cərəyanın yaranmasına səbəb kontakt potensiallar fərqi  $V_f$  - qədər azalması hesabına  $p$ - $n$  keçiddən əlavə yükdaşıyıcıların injeksiyasıdır. Elektronlar  $n$ - oblastdan, deşiklər isə  $p$ - oblastdan  $\varphi = (\varphi_{k0} - V_f)$  hündürlükdə potensial çəpəri keçərək qeyri-əsas yükdaşıyıcılara çevrilərək müvafiq oblastdakı əsas yüklərlə rekombinasiya edirlər. Işığın təsiri ilə yaranan əlavə yükdaşıyıcıların sayı potensial çəpərin hündürlüyünün azalması hesabına injeksiya olunan yükdaşıyıcıların sayına bərabər olduqda, stasionar tarazlıq alınır. İşıqlandırılan  $p$ - $n$  keçid xarici dövrəyə malik olduqda, ondan

$$J = J_f - J_n^{(n)} + J_n^{(p)} - J_p^{(p)} + J_p^{(n)} \quad (7.52)$$

cərəyanı axar. Bu halda qeyri-əsas yükdaşıyıcıların cərəyanı üçün qaranlıq qiyməti dəyişmir ( $J_p^{(n)} = J_{ps}$ ;  $J_n^{(p)} = J_{ns}$ ), əsas yükdaşıyıcıların cərəyanı isə potensial çəpərin hündürlüyü azaldığından

$$J_n^{(n)} = J_{ns} e^{\frac{eV}{kT}}; \quad J_p^{(p)} = J_{ps} e^{\frac{eV}{kT}} \quad (7.53)$$

ifadələri ilə təyin olunur. (7.53) ifadələrini (7.52)-də nəzərə aldıqda:

$$J = J_f - J_{nS} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) - J_{pS} \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) = J_f - \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) (J_{nS} + J_{pS}). \quad (7.54)$$

Sadə çevrilmələrdən sonra dövredəki cərəyan və  $R_y$  - yük müqavimətindəki gərginlik düşgüsü üçün uyğun olaraq

$$J = J_f - J_S \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (7.55)$$

və

$$V_f = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{J_f - J}{J_S} \right) \quad (7.56)$$

ifadələri alınır. (7.56) ifadəsi istənilən rejimdə fotodiodun düsturu adlanır. Fotodiodun müxtəlif iş rejimləri üçün (7.55) və (7.56) ifadələrini təhlil edək.

1) Boşuna iş rejimində  $J = 0$  olduğundan, boşuna iş gərginliyi

$$V_f = V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{J_f}{J_S} \right) \quad (7.57)$$

kimi təyin olunur.  $I$  intensivlikli işıqda vahid zamanda düşən fotonların sayı  $\frac{I}{h\nu}$ , fotokeçiriciliyin kvant çıxışı isə  $\beta$  - olduqda, yaranan elektron-deşik cütünün  $\gamma$  - hissəsi rekombinasiya etmədən p-n keçidə çatdığından

$$J_f = e \cdot \gamma \beta \frac{I}{h\nu}. \quad (7.58)$$

Bu ifadə p-n keçid üzərinə düşən fotonların hamısının keçid tərəfindən udulmasına uyğun gəlir. Fotocərəyanın (7.58) ifadəsi (7.57)-də nəzərə alınarsa,  $V_{bi}$  boşuna işləmə gərginliyinin işığın  $I$  - intensivliyindən asılılığı üçün

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{e\gamma\beta I}{hvJ_s} \right) \quad (7.59)$$

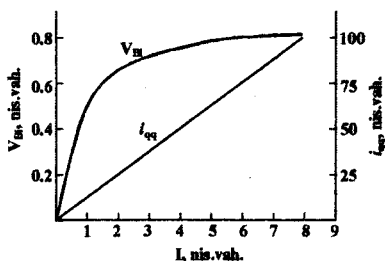
ifadəsi alınar. Zəif həyəcanlaşmalarda  $\ln \left( 1 + \frac{e\gamma\beta I}{hvJ_s} \right)$  həddini sıraya ayırıb kiçik hədləri atdıqda

$$V_{bi} = kT \frac{\gamma\beta I}{hvJ_s} \quad (7.60)$$

ifadəsi alınar. Bu ifadədən görünür ki, doğrudan da zəif həyəcanlaşmalarda  $V_{bi}$  - gərginliyi işığın intensivliyindən xətti asılı olaraq artır (şəkil 7.14). Yüksək həyəcanlaşmalarda isə  $\frac{e\gamma\beta I}{hvJ_s} \gg 1$  olduğundan

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{e\gamma\beta I}{hvJ_s} \quad (7.61)$$

olur. Beləliklə, yüksək həyəcanlaşmalarda işığın intensivliyinin artması ilə boşuna iş gərginliyinin intensivlikdən asılılığı zəifləyir və tədricən doymaya yaxınlaşır. Belə ki, intensivliyin artması ilə  $V_{bi}$  o həddə qədər artır ki, yükdaşıyıcıların hərəkəti üçün maneə olan p-n keçidin potensial çəpəri azalaraq aradan qalxır. Bu hal  $V_{bi}$ -nin maksimal



Şəkil 7.14. Selen fotoelementində  $V_{bi}$  - boşuna işləmə gərginliyinin və  $i_{qq}$  - qısa qapanma cərəyanının işığın intensivliyindən asılılığı

qiymətinə uyğun gəlir və buna görə də  $V_{bi}^{max} = \varphi_{K0}$ . Sərhəddə yaranan potensiallar fərqi qiyəti materialların aşqarlanma dərəcəsiindən, buna görə də  $p$  və  $n$  oblastların Fermi səviyyələrinin fərqiindən asılı olduğundan,  $e \cdot V_{Bi}$ -in maksimal qiyməti  $p$ - $n$  keçid yaradılan materialın qadağan olunmuş zonasının enindən böyük ola bilməz.

Fotodiod  $R_y$  -yük müqaviməti ilə qapandığı halda bu müqavimətdən keçən  $J_y$  cərəyanı (7.55) və (7.56) ifadələrində nəzərə alınmalıdır. Bu halda yük müqavimətindəki gərginlik düşgüsü

$$V_y = \frac{kT}{e} \ln \left( 1 + \frac{J_f - J_y}{J_s} \right) \quad (7.62)$$

olar. Yük cərəyanı isə fotocərəyan ilə  $p$ - $n$  keçiddəki  $J_s$  sızma cərəyanının fərqi kimi

$$J_y = J_f - J_{Si}; \quad J_{Si} = J_s \left( e^{\frac{eV_y}{kT}} - 1 \right) \quad (7.63)$$

şəkində təyin olunur.  $R_y$ -in qiyməti azaldıqca,  $V_y$  - azalır,  $J_{Si}$  isə artır.  $R = 0$  halı qısa qapanma halı,  $J_{qq} = J_f - qısa$  qapanma cərəyanı adlanır. Bu cərəyan tam şəkildə yalnız işığın təsiri altında peyda olan yükdaşıyıcıların seli ilə əlaqədar olduğundan (7.58) ifadəsinə görə onun qiyməti intensivlikdən xətti asılı olar (şəkil 7.14).

Fotodiod rejimində  $p$ - $n$  keçiddən axan yekun cərəyan

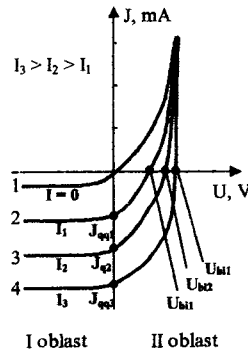
$$J = \frac{\varphi_{X0} - U}{R_y} = J_f - J_s \left[ e^{\frac{e(\varphi - U)}{kT}} - 1 \right] \quad (7.64)$$

şəkində yazıla bilər. Burada  $U$  - keçidə tətbiq olunan xarici gərginlik,  $\varphi$  - işıq təsir etdiyi halda  $p$ - $n$  keçiddə kontakt poten-

siallar fərqi,  $J_f$  - fotodiod dövrəsindəki cərəyan,  $R_y$  - isə yük müqavimətidir.

(7.64) ifadəsi  $U = 0$  olduqda fotoelement rejimi üçün (4.55) tənliyinə, işıqlanma olmadıqda ( $J_f = 0$ ) isə əksinə qoşulmuş adi  $p-n$  keçidin volt-ampere xarakteristikasına çevrilir.  $p-n$  keçidə əksinə istiqamətdə gərginlik tətbiq olunduqda əsas yükdaşıyıcılar üçün potensial çəpərin hündürlüyü kəskin artdığından, yalnız qeyri-əsas yükdaşıyıcıların  $p-n$  keçiddən hərəkəti cərəyan yaradır.  $p-n$  keçidə işıq təsir etdikdə yaranan əlavə yükdaşıyıcılar  $J_s$  əksinə cərəyana əlavə olunaraq  $J_f$  - fotocərəyanı yaradır

və  $J = J_s + J_f$  olur.  $J_s$  - verilmiş temperaturda sabit olduğundan, əlavə yükdaşıyıcıların sayı isə düşən işığın intensivliyindən asılı olaraq xətti qanunla artdığından,  $J$  - cərəyanı da işığın intensivliyindən xətti asılı olacaqdır ( $J \sim I$ ). Bu halda düşən işıq yükdaşıyıcıları yarımkəçiriciyə injeksiya edən emitter rolunu oynayır və bu yükdaşıyıcılar  $p-n$  keçidə diffuziya edərək fotodiod dövrəsində cərəyanı artırır. Buna görə də dövrədəki cərəyan tam şəkildə həyəcanlaşdırıcı işığın parametrlərini özündə əks etdirir. Lakin  $p-n$  keçidin müqaviməti düşən işığın intensivliyindən asılı olaraq azaldığı üçün, tətbiq olunan xarici gərginliyin  $R_y$  - yük müqavimətində düşgüsü artır. Fotohəssas  $p-n$  keçidin müxtəlif işıqlanmalarda və qaranlıqda VAX-1 şəkil 7.15-də təsvir olunmuşdur. Şəkildə I - oblast fotodiod rejiminə, II -oblast fotoelement rejiminə uyğun gəlir.



Şəkil 7.15.  $p-n$  keçidin qaranlıqda (1) və fotohəssas işıq təsir etdikdə (2-4) voltamper xarakteristikaları  
I, nis. vah: 1-0; 2-  $I_1$ ; 3-  $I_2$ ; 4-  $I_3$   
 $I_1 < I_2 < I_3$

## § 7.6. Heterokeçidlərə işığın təsiri

Fotoqəbuledicilərin xarakteristika və parametrlərini yaxşılaşdırmaq üçün bir çox hallarda p-n keçid əvəzinə heterokeçidlərdən istifadə olunur. Bu variant ilk növbədə cihazın spektral həssaslıq diapozonunun genişləndirilməsinə və f.i.ə.-nin yüksəldilməsinə imkan verir. Belə ki, heterokeçidi genzonalı komponent tərəfindən işıqlandırdıqda optik itkiləri minimuma endirməklə bilavasitə həcmi yüklər oblastında fotogenerasiya yaratmaq imkanı əldə olunur. Əgər kontakta gətirilən materialların qadağan olunmuş zonaları  $E_{g1} < E_{g2}$  olarsa, enerjisi  $h\nu \geq E_{g2}$  olan fotonlar genzonalı,  $E_{g2} > h\nu \geq E_{g1}$  enerjili fotonlar isə darzonalı komponentdə udulmaqla həcmi yüklər oblastına nüfuz edir. Bu hadisə «pəncərə» effekti adlanır və heterokeçidin  $E_{g1} \div E_{g2}$  enerji intervalında ftohəssaslıq zolağının yaranmasını nümayiş etdirir. Bununla belə, heterokeçidlərdə kontakt oblastının homokeçidlərə nisbətən təkmilliyi yüksək olmadığından, onlardan istifadə heç də heterokeçidlərdə boşuna iş gərginliyi və qısa qapanma cərəyanını artırmaq üçün deyil, «pəncərə» effekti nəticəsində həcmi yüklər oblastını səthdən kifayət qədər dərində yaratmaq imkanına görə perspektivlidir. Bu halda səth rekombinasiyasını və səth müqavimətində itkiləri minimuma endirmək imkanı yaranır. Heterokeçidlərin əsas xarakteristikaları kontakt oblastındakı enerji halları ilə təyin olunduğundan, belə halların çox və az olduğu iki kənar vəziyyəti nəzərdən keçirmək məqsədəuyğundur.

Kontakt oblastında səth hallarının miqdarı böyük olduqda, bu oblast metal təbəqə kimi iki müxtəlif qadağan olunmuş zonalı yarımkeçiricinin birləşdiricisi rolunu oynayır. Belə heterokeçidə iki müstəqil, ardıcıl qoşulmuş metal-yarımkeçirici kontakt kimi baxılır və heterokeçidin hər bir hissəsinin volt-ampere xarakteristikası p-n keçidə uyğun olaraq

$$U_1 = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{i_{f1} - i}{i_{s1}} + 1 \right]; \quad U_2 = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{i_{f2} - i}{i_{s2}} + 1 \right] \quad (7.65)$$

ifadəsi ilə təyin olunan fotoelementlər kimi fəaliyyət göstərir.

Əlavə olaraq nəzərə alınmalıdır ki, metal-yarımkeçirici kontaktının doyma cərəyanı

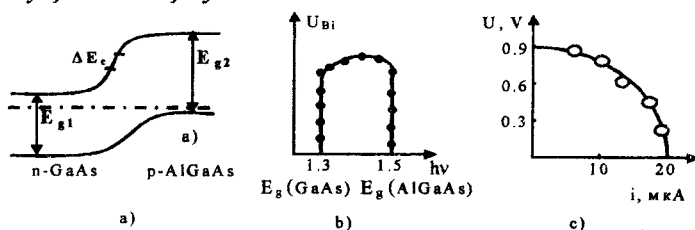
$$i_s = \frac{eD_p}{L_p} p_n + eN_p e^{-\frac{e\phi_0}{kT}} \cdot D_n \frac{d}{L_D^2} \quad (7.66)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $L_D = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{4\pi e^2 N_D}}$  - Debay uzunluğu,  $\phi_0$  isə metal-yarımkeçirici keçidində kontakt potensialları fərqi. Baxılan sistemdə potensial çəpərlər ardıcıl qoşulduğundan, heterokeçidin bütövlükdə VAX-1

şəklindədir. (7.67) ifadəsindən görünür ki, yük müqavimətində maksimal cərəyan  $i_{f1}$  - və  $i_{f2}$  - fotocərəyanlarının qiymətlərinin kiçiyindən də böyük ola bilməz, gərginlik isə daha böyük fotocərəyanı malik keçiddəki potensial çəpərlə təyin olunur.

$$U = \frac{kT}{e} \ln \left[ \left( \frac{i_{f1} - i}{i_{s1}} + 1 \right) \left( \frac{i_{f2} - i}{i_{s2}} + 1 \right) \right] \quad (7.67)$$

Kontakt oblastında səth səviyyələrinin miqdarı kiçik olduqda, həcmi yüklər oblastında rekombinasiya nəzərə alınmadan adi p-n keçiddəki xarakterik hadisələr heterokeçid üçün də reallaşır. Bununla belə, heterokeçiddə fotovoltaiq effekt konkret zona quruluşundan, keçid oblastında potensialın paylanması «sıçrayış» və «dişciyin» olmasından asılı olur.



Şəkil 7.16. n-GaAs - p-AlGaAs heterokeçidinin enerji diaqramı (a) və işıqlanma xarakteristikaları (b, c)

Şəkil 7.16-da  $n-GaAs-p-Al_xGa_{1-x}As$  heterokeçidinin enerji diaqramı, fotohəssaslıq spektri və VAX-1 təsvir olunmuşdur.

### § 7.7. Anomal fotogərginlik

Bir sıra yarımkeçiricilərin polikristallarından hazırlanmış nazik təbəqələri işıqlandırdıqda materialın qadağan olunmuş zonasının eninə uyğun qiymətindən dəfələrlə böyük gərginlik müşahidə olunur. Təcrübələrdə hətta  $3000V$  gərginlik generasiya edən nazik təbəqələrin mövcudluğu aşkara çıxarılmışdır. Bu hadisə *anomal fotogərginlik effekti*, yaranan gərginlik isə *anomal fotogərginlik (AFG)* adlanır. AFG əsasən  $CdTe, GaAs, Si, Ge$  və s. yarımkeçiricilərin buxarlanması vasitəsi ilə alınmış nazik təbəqələrdə o halda müşahidə olunur ki, nazik təbəqənin yerləşdiyi altlıq buxarlanan maddə molekullarının hərəkəti istiqamətinə perpendikulyar yox, müəyyən bucaq altında qoyulsun. Effekt özünün ən yüksək qiymətini o halda alır ki, meyl bucağı  $30\div 60^\circ$  dərəcə arasında olsun və əvvəlcədən altlıq  $100^\circ C$  temperaturda termik işlənsin. Bu halda bir sıra texnoloji amillər, daha doğrusu, altlığın materialı və bircinsliyi, buxarlanma prosesində vakuumun tərtibi, qalıq qatların tərkibi və s. əhəmiyyətli dərəcədə rol oynayırlar. Müəyyən hallarda alınan nazik təbəqə yalnız əlavə işləmələrdən sonra AFG xassəsinə malik olur. Termik işləmə zamanı oksigenin adsorbsiya və reabsorbsiyası nəticəsində hətta alınan fotogərginliyin işarəsi dəyişə də bilər.

AFG hadisəsinin baş vermə mexanizminin izahı üçün indiyədək bir sıra modellər təklif olunmasına baxmayaraq, onlardan heç biri effektin bütün xüsusiyyətlərini izah edə bilmir. Ən çox yayılmış model, polikristal dənəciklərin hər birinin özünü foto e.h.q. yaratmağa qadir kiçik ölçülü fotoelementlər kimi aparması nəticəsində baxılan nazik təbəqənin bütövlükdə bir-birinə ardıcıl qoşulmuş çoxlu sayda belə fotoelementlərdən ibarət olmasını fərz edən modeldir. Elementar fotoelementlər-



də fotoe.h.q.-nin Dember effekti və ya adi  $p-n$  keçiddə fotovo-  
ltaik effekt hesabına əmələ gəlməsi mümkündür.

### § 7.8. Varizon strukturlarda fotoelektrik hadisələri

Müxtəlif yarımkeçirici cihazların hazırlanmasında son vaxtlar homo-  $p-n$  keçidlər, heterokeçidlər, metal-yarımkeçirici kontaktları ilə yanaşı, varizon strukturlu yarımkeçiricilərdən də (*varizon strukturlardan*) istifadə olunmağa başlanılmışdır.

Varizon yarımkeçirici dedikdə, müəyyən istiqamətdə (müəyyən ox boyunca) kimyəvi tərkibi kəsilməz dəyişən material nəzərdə tutulur. Uyğun olaraq, həmin istiqamət boyunca yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasının eni də kəsilməz dəyişər. Varizon yarımkeçiricilər komponentlərinin tərkibi dəyişən bərk məhlullar əsasında alınır və onlar özlərini kəsilməz heterostrukturlar kimi aparır.

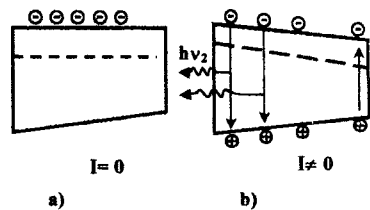
Varizon yarımkeçiricinin daxilində kvazielektrik sahə yaranır və bu sahə həmin yarımkeçiricidə işıqın təsiri ilə əmələ gəlmiş tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar üçün dreyf hərəkəti yaratmaqla, onların səthdə və həcmdə rekombinasiyasının qarşısını alır. Buna görə də bir çox hallarda fotoelektrik cihazlarının işıq təsir edən üzündə varizon strukturalar yaratmaqla onların qısa və uzun dalğalar oblastlarındakı həssaslığını artırmağa nail olmaq mümkündür. Belə ki, əgər tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların qadağan olunmuş zonanın eninin qradienti hesabına yaranmış elektrik sahəsinin təsiri altında dreyf sürəti onların səth rekombinasiyası sürətindən böyük olarsa, onda böyük enerjili (qısa dalğa uzunluqlu) fotonlarla şüalandırma zamanı fotohəssaslığın səth rekombinasiyası hesabına azalması aradan qalxar.

Varizon yarımkeçiriciləri işıqlandırdıqda, qadağan olunmuş zonanın eninin qradienti hesabına müəyyən fotoelektrik hərəkət qüvvəsi yarana bilər. Bu foto e.h.q.-nin əsas xüsusiyyətləri spektrin maksimumunun qadağan olunmuş zonanın eninin dəyişməsinə uyğun olan oblastında fotonların  $h\nu$  - enerjisinin böyüməsi ilə xətti artması, eləcə də tarazlıqda olan

yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının azalması ilə e.h.q. -nin böyüməsidir.

Varizon yarımkeçiricilər infraqırmızı şüalanmanı görünən işığa çevirən fotoelektrik çevricilərinin hazırlanmasına imkan yaradır. Belə struktur darzolaqlı tərəfdən  $h\nu_1$  - enerjili infraqırmızı işıqla işıqlandırıldıqda, həmin hissənin səthi yaxınlığında elektron-deşik cütləri generasiya olunur. Struktura tətbiq olunmuş xarici elektrik sahəsi icazəli zonaların meylini elə dəyişir ki, qeyri-əsas yükdaşıyıcılar (deşiklər) strukturun genzonalı hissəsinə dartılır və burada elektronlarla rekombinasiya olunaraq  $h\nu_2 > h\nu_1$  kimi həyəcanlaşdırıcı işığa nisbətən daha böyük enerjili (*görünən*) işıq kvantları şüalandırır. Belə strukturların enerji zona diaqramları şəkil 7.17-də təsvir olunmuşdur.

Varizon yarımkeçiricilər metallarla kontakta gətirildikdə Şottki baryerine analogi olan potensial çəpər emələ gəlir. Belə səth-çəpər strukturunun fotoelektrik xassələri bir sıra xüsusiyyətlərə malikdir. Belə ki, yükdaşıyıcıların kvazielektrik sahəsində qadağan olunmuş zonanın azalması istiqamətindəki dreyfi ilə yanaşı, diffuziyası da baş verir. İşıqlandırılmanın hansı (böyük, yaxud kiçik qadağan olunmuş zona) tərəfdən həyata keçirilməsindən asılı olaraq diffuziya və dreyf prosesləri eyni və ya əks istiqamətlərə yönəlir. Varizon yarımkeçiricilərə xas olan bu xassələr düzləndirici çəpərin hansı (darzonalı, yaxud genzonalı) hissəyə çəkilməsindən, eləcə də işıqlanmanın hansı tərəfdən həyata keçirilməsindən asılı olaraq müxtəlif şəkildə özünü büruzə verir. Bu sistemlərdə varizon strukturun qalınlığının metallarla kontaktdakı həcmi yüklər layı ilə yükdaşıyıcıla-



Şəkil 7.17. Varizon yarımkeçiricinin enerji zona diaqramı

- a) Termodinamik tarazlıq halında.  
b) xarici elektrik sahəsində işıqlandırıldıqda.

rın diffuziya-dreyf məsafəsi cəminə olan nisbəti mühüm əhəmiyyət kəsb edir.

Səth-çəpər varizon strukturlarında fotocərəyanın spektri həm enlizolaqlı, həm də darzolaqlı (*selektiv*) xarakterə malik ola bilər.

Əgər p-n keçidin komponentlərindən biri varizon yarımkeçirici olarsa, onda bu hissədə kvazielektrik sahənin mövcudluğu nəticəsində səthdə generasiya olunan yükdaşıyıcılar p-n keçidə doğru dartırlar. Buna görə də həm səthdə, həm də həcmdə həmin yüklərin rekombinasiya sürəti kiçilər. Nəticədə, p-n keçidin həm qısa, həm də uzun dalğalar oblastındakı həssaslığı böyüyür. Varizon strukturların həcmindəki rekombinasiya itkiləri ilə əlaqədar fotohəssaslığın kiçilməsi adətən bütün spektral həssaslıq diapozonunda müşahidə olunur. Bu itkiləri varizon layın qalınlığını kafi qədər kiçiltməklə əhəmiyyətli dərəcədə aşağı salmaq olur. Sonuncu halda varizon laydan yükdaşıyıcıların keçmə müddəti onların yaşama müddətindən çox kiçik olur. Digər tərəfdən, işığın kifayət qədər effektiv udulmasını təmin etmək üçün uducu layın qalınlığı mümkün qədər böyük olmalıdır.

## VIII FƏSİL

### FOTOQƏBULEDİCİLƏR

Optoelektron cihaz, qurğu və sistemlərinin əsas elementlərindən biri fotoqəbuledicidir. *Fotoqəbuledici* - işıq selinin təsiri ilə hər hansı parametri dəyişən, yəni işığa reaksiya verən (ışıq selini hiss edən) cihazdır. Müasir dövrdə xarici və daxili fotoeffekt, eləcə də işığın istilik təsiri hadisələrinə əsaslanan müxtəlif fotoqəbuledicilər mövcud olsa da, onlardan ən geniş tətbiq tapanları *xarici fotoeffekt* əsasında işləyən vakuum fotoelementləri və *daxili fotoeffektə* əsaslanan *fotoresistorlar, fotodiodlar, fototranzistorlar, tutumlu fotoelektrik cihazlarıdır.*

#### § 8.1. Fotoqəbuledicilərin xarakteristika və parametrləri

Fotoqəbuledicilərin işıq selinə həssaslığını nümayiş etdirən bir sıra xarakteristika və parametrləri var. Bu xarakteristika və parametrlər hər bir fotoqəbuledici üçün fərdi əhəmiyyət kəsb etməklə yanaşı, həm də cihazın konkret imkan və keyfiyyətliliyini müəyyənləşdirdiyindən, bir qayda olaraq əsas və həlledici rol oynayan parametrlər seçilir.

Ümumiyyətlə, fotoqəbulediciləri *volt-ampere, spektral, enerji (ışıq), temperatur, astana və tezlik xarakteristikaları* kimi xarakteristikalar, eləcə də *işçi gərginliyi ( $U_{i\varphi}$ ), maksimal yol verilən gərginlik ( $U_{max}$ ), səpilmə gücü ( $P_s$ ), qaranlıq müqaviməti ( $R_q$ ), qaranlıq cərəyanı ( $i_q$ ), spektral həssaslığın qısa ( $\lambda_q$ ) və uzundalğalı ( $\lambda_u$ ) sərhədi, xəttiliyin dinamik diapazonu ( $\Delta$ ), spektral xarakteristikanın maksimumu ( $\lambda_{mk}$ ), cərəyan ( $S_i$ ) və volt ( $S_U$ ) fotohəssaslığı, xüsusi aşkar etmək (ayırmaq) qabiliyyəti ( $D^*$ ), astana həssaslığı ( $P_a$ ), fotomeylin*

*artma* ( $\tau_a$ ) və *düşmə* ( $\tau_d$ ) zaman sabitləri, küy gərginliyi ( $U_k$ ) və küy cərəyanı ( $i_k$ ), effektiv fotohəssas səthin sahəsi ( $S_{ef}$ ), effektiv görüş dairəsi ( $\Omega_{ef}$ ), qonşu elementlərin fotoelektrik əlaqə əmsalı ( $K_{fe}$ ) kimi parametrlərlə xarakterizə edirlər.

Digər cihazlarda olduğu kimi, fotoqəbuledicilərdə də volt-ampər xarakteristikası - cihazdan axan cərəyanın onun uçları arasındakı potensiallar fərqiindən (gərginlikdən) asılılığını göstərir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu halda əsasən  $i_q$  - qaranlıq və  $i_f$  - fotocərəyanın cəmindən ibarət  $i_i = i_q + i_f$  - işıq cərəyanının, yaxud  $i_f$  - fotocərəyanın gərginlikdən ( $U$ ) asılılığına baxılsa da, müəyyən məqsədlər üçün  $i_q(U)$  - qaranlıq  $VAX$  da nəzərdən keçirilir. Qeyd etmək lazımdır ki, fotoqəbuledicilərin bu xarakteristikaları müxtəlif növ fotoqəbuledicilər üçün bir-birindən əsaslı şəkildə fərqlənir. Ona görə də hər bir növ fotoqəbuledicinin  $VAX$ -nın həmin növ qəbulediciyə baxdıqda nəzərdən keçirilməsi daha məqsədəuyğundur.

*Spektral xarakteristika* - fotoqəbuledicilərin eyni şəraitdə müxtəlif dalğa uzunluqlu monoxromatik şüalanmaların (ışığın) təsirinə reaksiyasını müəyyənləşdirir və fotosiqnalın onu yaranan işığın dalğa uzunluğundan (yaxud da enerjisindən) asılılığını göstərir. Bu xarakteristika cihazın fəaliyyət göstərə biləcəyi spektral oblastı təyin etməklə, onun spektral və inteqral həssaslıqlarını nümayiş etdirir. Qeyd etmək lazımdır ki, fotoqəbuledicinin spektral xarakteristikasına müxtəlif dalğa uzunluqlu işıq selinin hökmən eyni intensivliyində (fotonların bərabər sayında) baxılmalıdır.

*Enerji (ışıq) xarakteristikası* bəzi hallarda *ampər-vatt*, *volt-vatt*, *lüks-ampər xarakteristikası* da adlanır və fotosiqnalın həyəcanlaşdırıcı işıq selinin intensivliyindən asılılığını göstərir. Bu xarakteristika fotohəssaslığı xarakterizə edən başqa parametrlərin (*qəbuledicinin inteqral və ya spektral həssaslığının*) işıqlanma intensivliyindən asılılığı kimi də ifadə oluna bilər.

Digər xarakteristikalarından fərqli olaraq, fotoqəbuledicinin *temperatur xarakteristikası* konkret bir parametrin deyil, qaranlıq cərəyanı, qaranlıq müqaviməti, fotohəssaslıq və başqa parametrlərdən hər hansı birinin, yaxud da bir neçəsinin ətraf mühitin temperaturundan asılılıqlarını göstərir. Bu halda hansı parametrin temperaturdan asılılığının götürülməsi ilk növbədə cihazın istismar sahəsi və şəraitindən asılıdır.

*Fotoqəbuledicinin tezlik xarakteristikası* - cihazın fotohəssaslığının təsir edən işıq selinin modulyasiya tezliyindən asılılığını təsvir edir. Bu xarakteristika cihazın ətalətliliyinin göstəricisidir.

Haqqında danışılan xarakteristikalarla yanaşı, fotoqəbuledicilərin işi və keyfiyyəti onların zəif işıq siqnallarına reaksiyasını göstərən *astana xarakteristikaları*, *stabilliyi*, *xidmət müddəti*, müxtəlif şəraitlərdə işləyə bilmə qabiliyyəti ilə də təyin olunur.

*Fotoqəbuledicinin işçi gərginliyi* – ehtəsabit gərginlikdir ki, bu gərginlikdə cihaz uzun müddət istismar olunduqda onun parametr və xarakteristikalarında heç bir ciddi (nəzərəcərpacaq) dəyişiklik baş vermir. Adətən bu gərginlik fotoqəbuledicinin deşilmə gərginliklərinə nisbətən kifayət qədər kiçik götürülür. *Maksimal yol verilən gərginlik* - ehtəsabit qiymətli gərginlikdir ki, gərginliyin bu qiymətində cihazın parametrlərinin nominal qiymətlərdən meyli hələ də müəyyən olunmuş hüdudlardan kənara çıxmır. Stasionar və impuls iş rejimlərində  $U_{i_s}$  - işçi gərginliyinin qiymətləri fərqli olur. İmpuls rejimində  $U_{i_s}$  - nisbətən böyükdür.

*Səpilmə gücü* ( $P_s$ ) - cihazdan fotocərəyan keçdikdə ayrılan *Coul* gücdür və o, fotoqəbuledicinin qızma dərəcəsini təyin edir. Bir çox hallarda yüksək  $P_s$ -in qiyməti  $i_q$  - qaranlıq və  $i_f$  - fotocərəyanların dönməyən dəyişmələrinə səbəb olur. Hər bir fotoqəbuledici səpilmə gücünün müəyyən maksimal ( $P_{SM}$ ) qiyməti ilə xarakterizə olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, heç vaxt  $P_s > P_{SM}$  olmasına yol verilməməlidir.

$P_{SM}$  -in qiyməti ilk növbədə cihazın istilikötürmə şəraitindən, işçi səthinin sahəsindən və başqa amillərdən asılıdır.

*Qaranlıq müqaviməti* - fotoqəbuledicinin üzərinə onun həssas olduğu spektral oblastdan işıq selinin düşmədiyi haldakı müqavimətidir. Qaranlıq müqaviməti fotoqəbuledicinin həssaslığını təyin edən ən başlıca parametrlərdəndir. Bu kəmiyyətin qiyməti böyük olduqca fotoqəbuledici vasitəsi ilə daha zəif işıq siqnallarını qeyd etmək mümkün olur.

*Differensial müqavimət*- fotoqəbulediciyə tətbiq olunan gərginliyin və ondan axan cərəyanın kiçik dəyişmələrinin nisbətini göstərir.

İşçi gərginlik tətbiq olunan fotoqəbuledicidən qaranlıqda (cihaza spektral fəthəssaslıq diapozonundan olan işıq seli təsir etmədiyi halda) axan cərəyana cihazın *qaranlıq cərəyanı* deyilir. Adətən bu kəmiyyətin mümkün qədər kiçik olmasına çalışırlar.

Fotoqəbuledicinin spektral xarakteristikası həm qısa, həm də uzun dalğa tərəfdən məhdudlanmaqla müəyyən dalğa uzunluğu diapozonunu əhatə edir. Bu məsələdə müəyyən müqayisələr və qiymətləndirmələr apara bilmək üçün «spektral həssaslığın qısa və uzun dalğalı sərhədləri» anlayışlarından istifadə olunur. Bu sərhədlər uyğun olaraq cihazın fəthəssaslığının öz maksimal qiymətinin  $0,1$  hissəsinə bərabər olan qiymət aldığı ən kiçik (*qısa*) və ən böyük (*uzun*) dalğa uzunluqları götürülür.

Fotoqəbuledicinin spektral fəthəssaslığının maksimum qiymətinə uyğun dalğa uzunluğuna isə onun spektral xarakteristikasının maksimumu deyilir. Bu parametrlər ayrı-ayrı müxtəlif fotoqəbuledicilərdə müxtəlif amillərdən asılıdır.

Adətən fotoqəbuledicilərdə işçi diapozon kimi *VAX* və *LAX*-ın xətti oblastları götürülür. Bu baxımdan cihazın enerji xarakteristikasının  $\Delta = 10 \lg(I_{\max} / I_{\min})$  xətti olduğu işıq seli diapozonunu ( $I_{\max}$ -dan  $I_{\min}$ -a qədər) xarakterizə edən və desibellə ölçülən xəttiliyin dinamik diapozonu adlanan parametrdən istifadə olunur.

Vahid intensivliyə və ya vahid gücə malik işıq selinin yaratdığı fotocərəyana və ya voltlarla ölçülən fotosiqnala uyğun olaraq fotoqəbuledicinin  $S_i$ - cərəyan və  $S_V$ - gərginlik (volt)

həssaslığı deyilir. Bu kəmiyyətlər uyğun olaraq  $\frac{A}{Lk}$ ,  $\frac{A}{Vt}$  və

$\frac{V}{Lk}$ ,  $\frac{V}{Vt}$ -la ölçülür. Bir çox hallarda fotoqəbuledicinin üzə-

rinə düşən şüalanmanın seli əvəzinə onun  $\frac{Vt}{m^2}$ -la ölçülən in-

tensivliyi (şüalanma selinin sıxlığı) götürülür.

Cərəyan və volt həssaslıqları şüalanmanın integral selinə görə təyin olunduqları halda *integral*, monoxromatik selə görə təyin olunduqları halda isə - *monoxromatik həssaslıqdan* danışıılır. Monoxromatik həssaslıq anlayışından istifadə etdikdə spektral paylanmanın maksimumuna uyğun  $S_i$  - və  $S_V$  - qiymətləri götürülür, lakin əksər hallarda dalğa uzunluğunun həssaslığın iki dəfə azalmasına uyğun gələn qiyməti də göstərilir.

$S_i$  - və  $S_V$  - parametrləri:

$$S_i = \frac{i_i - i_q}{I}, \quad S_V = \frac{U_i - U_q}{I} \quad (8.1)$$

ifadələri ilə təyin olunur ki, burada da  $i_i, U_i$  və  $i_q, U_q$  - kəmiyyətləri uyğun olaraq işığın təsiri altındakı ümumi və işıq təsir etmədiyi halda (*qaranlıqdakı*) cərəyan və gərginliklərin qiymətləridir.

Fotoqəbuledicinin

$$D^* = U_f \frac{\sqrt{\Delta f \cdot S}}{U_k \cdot I} \quad (8.2)$$

ifadəsi ilə təyin olunan ( $U_\phi$  - və  $U_K$  - uyğun olaraq fotosiqnalın və küyün voltlarla ölçülən qiymətləri,  $\Delta f$  - tezliyin  $Hs$ -lərlə



ölçülən buraxılma zolağı,  $S$  - fotoqəbuledicinin həssas səthinin  $\text{sm}^2$ -la ölçülən sahəsi,  $I$  isə onun üzərinə düşən işıq selinin lümenlərlə qiymətidir) və cihazın zəif siqnalları qeyd edib, ölçə bilmək qabiliyyətinin son həddini göstərən *xüsusi ayırdetmə qabiliyyəti* onun tətbiq imkanlarını müəyyənləşdirən

əsas parametrlərindəndir. Bu parametr  $\text{sm} \cdot \text{Hs}^{1/2} \text{Vt}^{-1}$ -lə ölçülür. Nəzərə almaq lazımdır ki, bu parametr daha çox iki bir-birinə ən yaxın qiymətə malik işıq siqnallarını cihazın fərqləndirə bilməsi ölçüsüdür. Onu siqnalın küyə bərabər olduğu işıq seli gücünün səviyyəsini göstərən astana həssaslığı ( $P_a$ ) ilə qarışdırmaq lazım deyil. Lakin nəzərə almaq lazımdır ki, bu

iki parametr arasında  $P_a = \frac{\sqrt{S}}{D^*}$  şəklində əlaqə var.

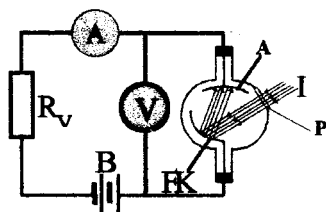
İmpuls işıqlandırılma rejimində fotoqəbuledicinin ətalətliyini qiymətləndirmək üçün fotosiqnalın başlanğıc (*ön*) cəbhəsinin qalxmasını xarakterizə edən  $\tau_q$  - qalxma və işıq impulsu kəsildikdə fotohəssaslığın sönməsini (arxa cəbhənin düşməsinə) xarakterizə edən  $\tau_d$  - düşmə zaman sabitlərindən istifadə olunur. Bu parametrlər işığın modulyasiyası tezliyinin limit qiymətlərini müəyyənləşdirir. Həmin limit qiymətlərdən böyük qiymətlərdə modullaşmış fotosiqnalın ciddi azalması baş verir. Bir qayda olaraq, fotoqəbuledicilərdə  $\tau_q < \tau_d$  və  $\tau_d$  - zaman sabiti işığın təsiri kəsildikdən sonra eksponensial qanunla azalan fotosiqnalın qiymətinin  $e$  dəfə kiçildiyi zaman müddəti kimi təyin olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, sinusoidal modulyasiya halında fotoqəbuledicinin cəldliyi fotosiqnalın öz stasionar qiymətinin 0,7 hissəsinə qədər kiçildiyi  $f_s$  - sərhəd tezliyi ilə xarakterizə olunur. Fotoqəbuledicinin  $U_K$  - *küy gərginliyi* və  $i_K$  *küy cərəyanı* isə uyğun olaraq göstərilən tezlik zolağında cihazın dövrəsinə daxil olan yük müqavimətindəki gərginlik düşgüsünün fluktuasiyasının və cihazdan keçən cərəyanın flüktuasiyalarının orta kvadratik qiymətləridir.

## § 8.2. Elektrovakuum fotoqəbulediciləri

Fotoqəbuledicilər iş prinsipinə, hazırlandığı materiallara, tətbiq və ya istimar sahələrinə görə qruplaşdırılır. Ən geniş yayılmış variant elektrovakuum və yarımqeçirici fotoqəbuledicilər üzrə aparılan qruplaşdırmaadır.

*Elektrovakuum fotoqəbuledicilərindən* daha geniş tədqiq sahəsinə malik olanları *elektrovakuum fotoelementləri* və *fotoelektron vurucularıdır*. Bu cihazlar vakuum şəraitində baş verən xarici fotoeffekt hadisəsi və ya bu hadisə ilə həyəcanlaşdırılıb, sonra digər növ elektron emissiyası hadisəsi ilə müşayiət olunan (gücləndirilən) elektron hadisələri əsasında işləyir.

Elektrovakuum fotoelementi (vakuum fotoelementləri) – yüksək dərəcədə vakuum yaradılmış və fotokatodla (*FK*) anoda (*A*) malik vakuum lampasıdır (şəkil 8.1). Lampanın xüsusi pəncərəsindən (*P*) fotokatod üzərinə düşən işıq seli (*I*) xarici fotoeffekt (*fotoelektron emissiyası*) yaradır. Əgər fotoelement onun anodu müsbət qütbə qoşulmaqla xarici sabit gərginlik mənbəyinin (*B*) dövrəsinə daxil edilibsə (şəkil 8.1), emissiya olunmuş elektronlar müsbət yüklənmiş anoda cəzb olunur. Nəticədə xarici dövrədən *i*- elektrik cərəyanı axır və axan fotocərəyanın qiyməti fotokatodun üzərinə düşən işıq selinin yaratdığı fotoelektronlardan yalnız anoda gəlib çatanların sayı ilə təyin olunur. Vakuum fotoelementlərinin əsas işçi elementi fotokatoddur. Fotokatod elə materialdan, həm də elə quruluş və formada hazırlanmalıdır ki, uyğun spektral oblastda kifayət qədər yüksək kvant çıxışına malik olsun. Eyni zamanda qaranlıq cərəyanı kiçik olmalı və fotokatodun həssaslığını pisləşdirməməlidir.



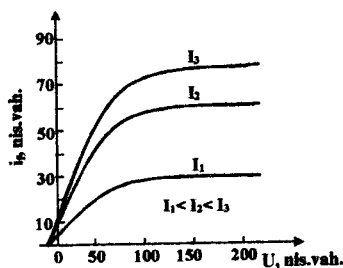
Şəkil 8.1. Vakuum fotoelementinin dövrəyə qoşulma sxemi

Fotokatodlar iki variantda hazırlanır. Birinci variantda cihazın fotoemitter təbəqələri elə hazırlanır ki, işığın təsiri ilə onlardan çıxan fotoelektronlar işıq dəstəsi istiqamətində yönəlir. İkinci halda isə fotokatod üzərinə işıq dəstəsi bir tərəfdən düşür, elektronlar isə digər tərəfdən emissiya olunurlar. Qeyd etmək lazımdır ki, praktiki baxımdan ikinci hal daha əlverişlidir. Belə quruluşlarda fotohəssas material nazik təbəqə şəklində birbaşa şüşə balonun pəncərə rolunu oynayan şəffaf divarına çəkilir, anod isə həmin hissənin qarşısında yerləşdirilir.

Vakuum fotoelementinin əsas xarakteristikaları *volt-ampere* və *ışıq* xarakteristikalarıdır. *VAX* işıq selinin sabit intensivliyində fotoelement dövrəsindən axan fotocərəyanın ( $i_f$ ) anod gərginliyindən asılılığını əks etdirir (şəkil 8.2).

Vakuum fotoelementinin şəkildə təsvir olunan volt-ampere xarakteristikası aşağıdakı kimi izah olunur. Anod gərginliyinin ( $U_a$ ) kiçik qiymətlərində fotokatoddan emissiya olunmuş elektronların heç də hamısı anoda gedib çatmır. Katodun səthinin yanında mənfi həcmi yüklər oblastı (elektron buludu) yaranır. Anod gərginliyinin sonrakı artımında elektron buludu tədricən sorulur və nəhayət, gərginliyin müəyyən qiymətində emissiya olunmuş elektronların hamısı anoda doğru yönəlir. Bu halda *VAX* doyma halına çıxır – doyma rejimi müşahidə olunur. Bu rejimdə anod cərəyanının artması yalnız fotoelektronların sayını hər hansı təsir nəticəsində çoxaltmaqla, məsələn, işığın intensivliyini artırmaqla həyata keçirilə bilər.

Vakuum fotoelementinin işıq xarakteristikası cihazın dövrəsindəki fotocərəyanın işıq selindən asılılığını əks etdirir (şəkil 8.3) və işçi rejimdə bu asılılıq xətti xarakterə malik olur. Xarakteristikanın meyli Stoletov qanununu əks etdirən



Şəkil 8.2. Müxtəlif işıqlanmalarda vakuum fotoelementinin volt-ampere xarakteristikası

$$i_f = k_0 I \quad (8.3)$$

ifadəsindəki  $k_0$  - əmsalı ilə təyin olunur. Ədədi qiymətcə  $i_f(I)$  asılılığının meyl bucağının tangensinə bərabər olan

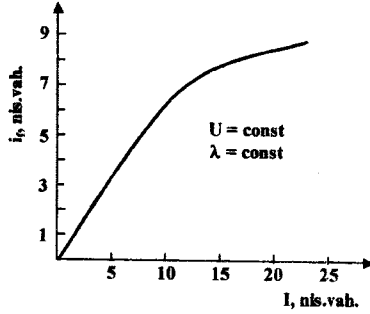
( $k_0 = \operatorname{tg} \alpha$ ) bu əmsal düşən işığın spektral tərkibindən asılı olmur. Onun qiyməti  $I=1 \text{ lm}$  işıq selinin yaratdığı fotocərəyanı təyin edir və cihazın integral həssaslığı adlanır.

İşığın intensivliyinin böyük qiymətlərində vakuum fotoelementinin işıq xarakteristikası subxətti xarakter alır. Bu, iki səbəbdən

– fotokatodun «yorulmasından» və doyma rejimindən həcmi yüklər rejiminə keçməkdən irəli gəlir. Qeyd etmək lazımdır ki, fotokatodun materialından və quruluşundan asılı olaraq, vakuum fotoelementlərinin volt-ampere və lüks-ampere xarakteristikaları bəzən bir qəddər başqa formaya da malik ola bilər.

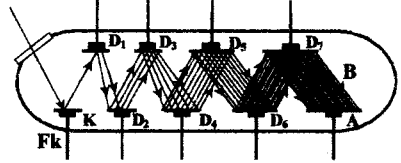
Real vakuum fotoelementlərində  $I=0$  olduqda, bəzən  $i_f \neq 0$  olur. Fotokatoddan termoelektron emissiyası, eləcə də şüşə gövdədən sızma hesabına baş verə bilən bu cərəyan qaranlıq cərəyanı adlanır.

*Fotoelektron vurucusu* - anod cərəyanı ikinci elektron emissiyası hesabına gücləndirilən elektrovakuum cihazıdır (şəkil 8.4). Bu cihaz vakuum balonunda (B) yerləşmiş fotokatod (FK), anod (A) və *dinod* (D) adlanan ikinci elektron emissiyası katodlarından ibarətdir. Fotokatodun üzərinə  $I$ - işıq seli düşdükdə ondan emissiya olunan fotoelektronlar elektrik sahəsi vasitəsi ilə sürətləndirilir və fotokatodun yanındakı birinci dinodun üzərinə yönəldilir. Bu dinodun səthi ikinci emissiya üçün çox əlverişli olan mürəkkəb tərkibli oksid təbəqələri ilə



Şəkil 8.3. Vakuum fotoelementinin işıq xarakteristikası

örtüldüyündən, ondan asanlıqla ikinci elektronlar emissiya olunur. Bu elektronlar, öz növbəsində, ikinci dinoddan, ikinci dinoddan emissiya olunmuş elektronlar isə üçüncüdən ikinci elektron emissiyası yaradır və proses bu yolla bütün cihaz boyu ötürülür. Nəticədə, fotokatoddan fotoemissiya hesabına çıxmış az sayda elektronların bir çox tərtiblərlə gücləndirilmiş (çoğaldılmış) sədası anoda çatır. Bunun nəticəsində cihazın fotokatodunun üzərinə düşən zəif fotosiqnalın anod dövrəsində yüksək dərəcədə gücləndirilmiş elektrik xəyalı alınır.



Şəkil 8.4. Fotoelektron vurucusunun iş prinsipinin sxematik təsviri

Əgər birinci dinoddan baş verən *ikinci elektron emissiyası əmsalını* (birinci dinoddan ikinci elektron emissiyası hesabına çıxan elektronların sayının onun üzərinə düşən ilkin fotoelektronların sayına olan nisbəti)  $\sigma_e$  - ilə işarə etsək (adətən  $\sigma_e \approx 6 \div 8$  olur), onda ikinci dinoddan çıxan elektronların sayı ilkin fotoelektronların sayından  $\sigma_e^2$  və nəhayət, n-ci dinoddan çıxan elektronların sayı isə ilkin fotoelektronların sayından  $\sigma_e^n$  dəfə çox olar.

Fotoelektron vurucularında fotokatoddan ilkin emissiya olunan elektronların ( $n_\phi$ ) heç də hamısı birinci dinoda çatmır. Əgər birinci dinoda çatan fotoelektronların sayı  $n_1$  - olarsa, onda

$$\eta_k = \frac{n_1}{n_\phi} \quad (8.4)$$

şəklində təyin olunan və toplanmanın (yığılmanın) effektivliyi adlanan kəmiyyət vahiddən kiçik olar. Eyni zamanda qonşu dinodlar arasında da elektronların bir qismi səpilərək dəstəni tərk edirlər. Bu proses gücləndirmə kaskadının effektivliyi ad-

lanan əmsalla qiymətləndirilir. Adətən,  $\eta \approx 0,70 \div 0,95$  tərtibində olur. Nəticədə,  $n$  - sayda dinoda malik fotoelektron vurucusu üçün anoda çatan ( $i_{fa}$  - anod cərəyanını yaradan) elektronların sayı

$$n_0 = n_\phi \eta_k \prod_{i=1}^n \eta_i \sigma_i \quad (8.5)$$

olur.

Fotoelektron vurucularında  $i_{fa}$  anod cərəyanının, ilkin  $i_{fk}$  - katod cərəyanına nisbəti

$$M = \frac{i_{fa}}{i_{fk}} \quad (8.6)$$

cihazın cərəyana görə gücləndirmə əmsalı adlanır.

Fotoelektron vurucularında fotokatodun  $K_0$  - integral həssaslığının  $M$ - cərəyana görə gücləndirmə əmsalı ilə hasili

$$K_\phi = K_0 M \quad (8.7)$$

cihazın integral həssaslığı adlanır və fotoelektron vurucularında onun qiyməti yüzlərlə  $A/lm\text{-ə}$  çatır.

Fotoelektron vurucuları iki əsas hissədən - giriş kamerasının elektrooptik sistemindən və dinod sistemindən ibarətdir.

*Giriş kamerası*- balonun içəri tərəfinə (*iç divarına*) çəkilmiş işığa həssas təbəqə şəklində hazırlanmış yarımşəffaf lay şəklindəki fotokatoddan və elektron dəstəsinin birinci dinodun üzərinə yönəldilməsini təmin edən bir sıra elektrodlardan (*elektrooptik sistemdən*) ibarətdir.

Fotoelektron vurucularının dinod sistemi isə öz quruluş və konstruksiyasına görə çox müxtəlif (*elektrostatik fokuslanan, «uzununadeşikli», əlavə elektrodlu sistemlər*) tiplərdə ola bilər.

Vakuüm fotoelementləri başlıca olaraq görünən oblastdan olan və böyük intensivliyə malik işıq siqnallarını, fotoelektron

vürucuları isə infraqırmızı oblastdan olan zəif işıq siqnallarını qeyd etmək üçün istifadə olunur.

### § 8.3 Fotorezistorlar

*Fotorezistor* - elektrik müqaviməti işığın təsiri altında dəyişən iki qütblü cihaz olmaqla, ən sadə quruluşa malik yarımkeçirici fotoqəbuledicidir. Fotorezistorun işi fotokeçiricilik hadisəsinə əsaslanır. Fotorezistorlar həm məxsusi, həm də aşqar fotokeçiricilik əsasında fəaliyyət göstərir.

Fotorezistorların hazırlanması üçün elementar və mürəkkəb tərkibli yarımkeçiricilərdən, monokristal nazik lövhələrdən, polikristal nazik təbəqələrdən, həm də preslənmiş tozşəkilli kütlələrdən istifadə oluna bilər.

Öz quruluşuna görə işıq dəstəsi ilə cərəyanın istiqaməti bir düz xətt üzərində olan *uzununa* və işıq dəstəsi ilə cərəyanın istiqaməti bir-birinə perpendikulyar olan *eninə*, eləcə də *planar strukturlu* və *yarımşəffaf kontaklı fotorezistorlar* mövcuddur.

Fotorezistorların parametrləri və xarakteristikaları ilk növbədə onların hazırlandığı materialdan asılıdır. Yarımkeçirici maddə kimyəvi tərkibinə görə eyni olduqda da monokristal lövhədən, polikristal nazik təbəqədən, preslənmiş kütlələrdən hazırlanmış fotorezistorların xarakteristika və parametrləri kəmiyyətcə bir-birindən nəzərə cərpacaq dərəcədə fərqlənir. Monokristallar əsasında hazırlanmış fotorezistorlarda spektral həssaslığın selektivliyi və seçmə qabiliyyəti daha yüksək olur. Buna səbəb digər şəraitlər eyni olduqda monokristalların daha təkmil və quruluşca daha bircins olmasıdır.

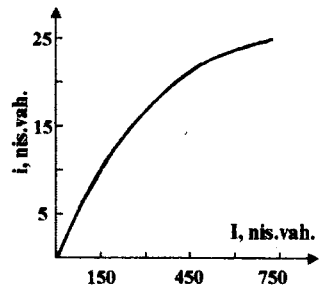
Fotorezistorların fotohəssaslığını yüksəltmək üçün çox vaxt onları soyudurlar və bununla da onlarda əsas yükdaşıyıcıların tarazlıq konsentrasiyasını aşağı salırlar. Fotohəssaslığın artımı rezistorun bəzi parametrlərində kəmiyyət və keyfiyyət dəyişikliyi yaradır. Məsələn, bəzi fotorezistorlarda temperaturun aşağı düşməsi ilə cihazın spektral həssaslığının qırmızı sərhədi daha uzun dalğalar oblastına doğru sürüşür.

Fotorezistorların enerji (lüks-amper) xarakteristikaları ümumi halda

$$i_f = A \cdot I^\gamma$$

kimi üstlü qanuna tabe olur. Burada  $A$  – mütənasiblik əmsalı,  $\gamma$  - isə fotorezistorun enerji xarakteristikasının qeyri-xəttiliyini xarakterizə edən kəmiyyətdir. Müxtəlif işıqlanmalarda cihazın lüks-amper xarakteristikası superxətti ( $\gamma > 1$ ), xətti ( $\gamma = 1$ ) və subxətti ( $\gamma < 1$ ) oblastlara malik ola bilər (şəkil 8.5). Çox yüksək intensivliklərdə fotocərəyanın artması işıq selinin artmasından geri qalır. Bu halda LAX-da doymaya meyl hiss olunur, lakin aşkar şəkildə doyma baş vermir. Adətən, fotorezistorları elə tərkibli yarımkəçirici materiallardan və elə formada hazırlayırlar ki, işçi rejimdə onların elektrik xarakteristikaları xətti olsun.

Fotorezistorun volt-amper xarakteristikası dedikdə, adətən təsir edən işığın intensivlik və dalğa uzunluğunun dəyişmədiyi halda fotocərəyanın tətbiq olunan gərginlikdən asılılığı nəzərdə tutulsa da, əksər hallarda qaranlıq ( $i_q$ ) və işıq ( $i = i_q + i_f$ ) cərəyanlarının da gərginlikdən asılılıqları verilir. Qaranlıq VAX xətti olduqda qaranlıq və fotocərəyanların praktiki olaraq, istənilən nisbətində fotorezistorun işıq cərəyanının VAX-ı xətti olur. Bəzən nazik təbəqələrdən və preslənmiş kütlələrdən hazırlanmış fotorezistorlarda çox kiçik gərginliklərdə, eləcə də səpilmə gücünün müəyyən olunmuş qiyməti aşdığı böyük gərginliklərdə VAX qeyri-xətti ola bilər. Bundan başqa, qeyri-omik kontaktlar halında da VAX qeyri-xətti olur.



Şəkil 8.5. Fotorezistorun işıq (lüks-amper) xarakteristikası.



Fotorezistorların praktiki tətbiqlərində işıqlananda müqavimətin dəyişməsi misli  $\left(\frac{R_q}{R_i} = \frac{i_i}{i_q}\right)$  və müqavimətin nisbi dəyişməsi  $\left(\frac{\Delta R}{R_q}\right)$  böyük əhəmiyyət kəsb edir. Bu kəmiyyətlər həm

də fotorezistorun həssaslıq ölçüləridir. Qeyd etmək lazımdır ki,  $R_i = f(I)$  asılılığı fotorezistorun enerji (lüks-ampere) xarakteristikası ilə analojidir.

Fotorezistorların zaman sabitlərinin orta qiyməti, bir qayda olaraq bir neçə *mikrosaniyədən* yüzlərlə *millisaniyələrə* qədər ola bilər. Nazik təbəqələr əsasında fotorezistorlarda zaman sabiti monokristal lövhələr əsasında strukturlara nisbətən böyük, preslənməklə hazırlanmış fotorezistorlara nisbətən isə kiçikdir. Işıqlanma artdıqca fotorezistorun ətalətliyi kiçilir və bu kiçilmə nisbətən zəif işıqlanmalarda daha güclü müşahidə olunur. Bu xüsusiyyət ilk növbədə keçiriciliyin artması ilə əlaqələndirilə bilər.

*Fotorezistorların sərhad tezliyi* ( $f_s$ ) sinusoidal modulyasiya halında elə tezliyə deyilir ki, fotohəssaslıq sabit işıqlanma halına nisbətən  $e$  - dəfə azalsın. Əksər fotorezistorlar üçün  $f_s = 10^3 - 10^4$  Hz-dir. Fotorezistorlar üçün optimal qalınlıq

( $d_0$ ) olaraq təqribən udma əmsalının tərs qiymətinə  $\left(\frac{1}{\alpha}\right)$  bərabər qalınlıq götürülür, çünki kiçik qalınlıqlarda işığın fotoaktiv udulma oblastı daralır, böyük qalınlıqlarda isə fotorezistorda siqnalı böyütməyən və işıqla modullaşdırılmayan, yalnız küy yaradan *passiv (ballast) hissə* mövcud olur.

Əksər yarımkeçirici cihazlar kimi, fotorezistorların da xarakteristika və parametrləri ciddi şəkildə temperaturdan asılıdır. Bu asılılıq fotocərəyanının temperatur əmsalı adlanan

$$\alpha_T = \frac{1}{i_f} \cdot \frac{\partial i_f}{\partial T} \Big|_{\Phi = \text{const}} \quad (8.8)$$

kəmiyyəti ilə təyin olunur. Fotocərəyanın nisbi dəyişməsinə xarakterizə edən bu kəmiyyət normal iş rejimində adətən  $\alpha_T \approx 10^{-4} + 10^{-3} K^{-1}$  qiymətinə malik olur.

Digər fotoqəbuledicilərlə müqayisədə fotorezistorun bir sıra üstünlükləri var. Belə ki, onun hazırlanması ucuz başa gəlir, mürekkəb konfigurasiyalı fotohəssas elementlərin hazırlanma texnologiyası çox sadədir, eləcə də bu cihazların pre-slənmiş və nazik təbəqəli elektrolüminessensiya şüalandırıcıları ilə yüksək dərəcədə texnoloji uyuşmasını yaratmaq mümkündür.

Fotorezistorların başlıca çatışmazlıqları isə, nəzərə çarpacaq dərəcədə ətalətli olmaları, xarakteristikalarının temperatur və zamana görə qeyri-stabillikləridir.

#### § 8.4. Fotodiodlar

*Fotodiod* – işıq siqnallarını qeyd edən və işıq təsir etməyən halda adi yarımkeçirici diodun funksiyalarını yerinə yetirə bilən bir *p-n* keçidli, iki çıxışa malik yarımkeçirici cihazdır.

Fotodiodun əsas (işçi) elementi *p-n* keçiddir. Fotohəssaslıq diapozonuna uyğun olan işıqla bu *p-n* keçidi işıqlandırdıqda generasiya olunan tarazlıqda olmayan elektron-deşik cütü keçidin elektrik sahəsi vasitəsi ilə bir-birindən ayrılır. Həmin yükdaşıyıcılar hesabına yaranan əlavə cərəyan ( $i_f$  fotocərəyanı) istiqamətcə *p-n* keçidin əks cərəyanı ilə üst-üstə düşür. Ona görə də işıq təsir edən halda *p-n* keçidin  $VAX$  -

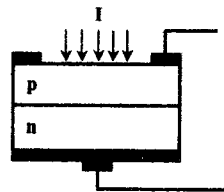
$$i = i_o \left( \exp \frac{eU}{kT} - 1 \right) - i_f \quad (8.9)$$

şəklində ifadə olunur.

Fotodiodun iş prinsipi *p-n* keçidin *fotodiod rejimindəki* iş prinsipinə əsaslanır.

Fotodiodun sadə quruluş sxemi və volt-amper xarakteristikası uyğun olaraq şəkil 8.6 və 8.7-də verilir. Fotodiodun iş prinsipi, parametr və xarakteristikaları haqqında fikir yürütməkdən ötrü sadəlik üçün şüalanmanın *p-n* keçidin *p-*

oblastında udulması zamanı işıqın intensivliyi bütün qalınlıq boyunca sabit qalmağına uyğun olan ( $\alpha W_B \ll 1$ , burada  $\alpha$  - udulma əmsalı,  $W_B$  - bazanın qalınlığıdır) halda fotocərəyanın qiymətini hesablayaq. Keçid əks istiqamətdə qoşulduqda işıqın təsiri ilə generasiya olunmuş yükdaşıyıcıların keçiddən daşınması tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların bazada (baxılan halda  $n$ -hissədə) daşınmasından fərqlənir. Ona görə də fotocərəyanı təyin etmək üçün  $e$   $p$ - $n$  keçidin əks cərəyanının ifadəsindən istifadə etmək olar.  $p$ - $n$  keçidin  $p$ -oblastı daha çox aşqarlanarsa ( $p_p \gg n_n$ ), əks cərəyan



Şəkil 8.6. Fotodiodun quruluş sxemi

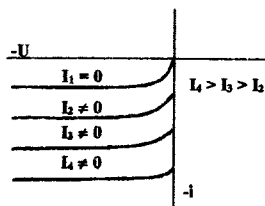
$$i_0 = eSL_p \frac{P_n}{\tau_p} \quad (8.10)$$

kimi təyin olunur. Burada  $L_p$  - qeyri-əsas yükdaşıyıcıların diffuziya uzunluğu,  $\tau_p$  - isə yaşama müddətidir. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar üçün analogi olaraq fotocərəyan

$$i_f = eS \left( \frac{\Delta p}{\tau_p} \right) W_B \quad (8.11)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $\Delta p$  - işıqın təsiri ilə generasiya olunmuş yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır.  $p$ - $n$  keçidin baza oblastı çox nazik olduğundan  $W_B \ll L_p$  şərti ödənilir və  $\Delta p = \eta \alpha \tau_p \cdot I$  ifadəsini nəzərə alaraq

$$i_f = e \alpha W_B \eta S I = e C \eta S I \quad (8.12)$$



Şəkil 8.7. Işıqın müxtəlif intensivliklərində fotodiodun əksinə volt-ampere xarakteristikaları

yazmaq olar. Burada  $S$  - bazanın işıq düşən səthinin sahəsi,  $\eta$  - kvant çıxışı,  $I$  - işığın intensivliyi,  $C = \alpha W_B$  - işə şüalanmanın bazada udulan hissəsini xarakterizə edən ölçüsüz (adsız) kəmiyyətdir.

Qeyd etmək lazımdır ki, (8.12) ifadəsi daha ümumi (baza oblastında işığın intensivliyinin eksponensial qanunla azaldığı) hallarda da doğrudur.  $C$  əmsali  $\alpha, W_B, D_p, L_p$  və tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların səth rekombinasiyası sürətindən asılıdır. Bu kəmiyyətin maksimal qiyməti vahidə bərabərdir və səth rekombinasiya sürətinin qiyməti artdıqca azalır.  $C \leq 1$  olduğundan  $p$ - $n$  keçiddə fotocərəyanın gücləndirilmə əmsali *selvari çoxalma* halları istisna olmaqla, heç bir halda vahiddən böyük ola bilmir. Bununla yanaşı,  $p$ - $n$  keçidli fotodiodların bir sıra üstünlükləri var ki, onlardan da ən başlıcalarından biri cihazın kiçik ətalətliyidir. Optoelektronikada tətbiq oluna bilmək üçün çox vacib olan bu xüsusiyyəti təyin edən zaman sabiti  $p$ - $n$  keçidli fotodiodlarda  $10^{-10}$  saniyəyə çatır.

Əksinə gərginliyin kifayət qədər böyük qiymətlərində (əksinə istiqamətdəki  $VAX$  doyma halına çatdıqda) işıqlandırılmış fotodiodun  $VAX$ -nin ifadəsi

$$i = -(i_0 + i_f) = -i_0 - eC\eta SI \quad (8.13)$$

şəklini alar. Bu ifadədən görüldüyü kimi,  $p$ - $n$  keçiddən axan cərəyan gərginlikdən asılı olmayıb, düşən işığın intensivliyi ilə təyin olunur və həyəcanlaşdırıcı işığın intensivliyi artdıqca cərəyan xətti qanunla dəyişir. Fotodiodda fotocərəyanın işığın intensivliyindən xətti asılı olması mühüm əhəmiyyət kəsb edir və fotodiodların fotorezistorlarla müqayisədə ən böyük üstünlüklərindən biri sayılır.

Fotodiodlarda adətən bazanın eni  $W_B < L_p$  olduğundan, işıqla generasiya olunmuş yükdaşıyıcıların böyük əksəriyyəti  $p$ - $n$  keçidə gəlib çata bilir. İşıqla generasiya olunmuş yükdaşıyıcıların itkiləri əsasən bazanın həcmində və xüsusilə də onun səthində baş verən rekombinasiya hesabına olur. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların belə itkilərini azaltmaq üçün ba-

zadə səth rekombinasiyasını minimuma endirmək lazımdır. Bunu, bir qayda olaraq, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların səthə doğru yönəlməsinin və səthə çıxma bilməsinin qarşısını almaqla, məsələn, baza oblastı daxilində aşqar atomlarının qeyri-bircins paylanması hesabına yaranan daxili elektrik sahəsinin, eləcə də səth yaxınlığında *həcmi yüklər oblastının* yarıldılması vasitəsi ilə həyata keçirirlər.

Fotodiod  $p-n$  keçidin əks istiqamətdə qoşulma rejimində işlədiyindən onun qaranlıq müqaviməti fotorezistora nisbətən xeyli böyük olur. Uyğun olaraq fotodiodda  $\frac{R_q}{R_i}$  nisbəti də fotorezistorlardakına nisbətən daha böyük olur.

Fotodiod işıq şüalarını qəbul və ya qeyd etmək üçün işlədildikdə adətən  $S_{i\lambda}$  - *monoxromatik həssaslıq*, işığın təsiri altında generasiya olunmuş yükdaşıyıcıların itkilərini qiymətləndirmək lazım gəldikdə isə *toplanma əmsali* ( $\chi$ ) adlanan parametrdən istifadə olunur. Bu kəmiyyət generasiya olunmuş yükdaşıyıcıların hansı hissəsinin  $p-n$  keçid tərəfindən ayrı-ayrı fotocərəyan yaratdığını nümayiş etdirir. Qeyd etmək lazımdır ki, cihazın üzərinə düşən işıq selinin itkisi, başlıca olaraq, səthdən qayıtma hesabına baş verir.

Real  $p-n$  keçidlər üçün monoxromatik həssaslıq

$$S_{i\lambda} = (1 - r_q) \chi \eta \lambda / 1,24 \quad (8.14)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $\lambda$  - dalğa uzunluğu (*mikrometrlərlə*),  $r_q$  - cihazın işıq düşən səthinin qaytarma əmsalidir. Fotodiodların həssaslığını artırmaq üçün bir çox hallarda  $p-n$  keçidin *həcmi yüklər oblastında* baş verən *sel çoxalması* hadisəsindən istifadə olunur.

Fotodiodun spektral xarakteristikası fotorezistorun spektral xarakteristikasına analojidir. Bu halda da fotohəssaslığın uzun dalğa tərəfdən sərhədi yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zonasının eni ( $E_g$ ) və ya aşqar səviyyəsinin enerji mövqeyi ilə müəyyənləşir. Qısa dalğalar tərəfdən fotohəssaslığın düşməsi-

nin (azalmasının) səbəbi dalğa uzunluğunun kiçilməsi ilə udma əmsalının böyüməsi nəticəsində işığın nüfuzetmə dərinliyinin azalması və nəticədə udulmanın rekombinasiyasının çox sürətli olduğu səthə yaxın təbəqədə baş verməsidir. Buna görə də fotehəssaslığın qısa dalğa tərəfdən olan sərhədi bazanın enindən və səth rekombinasiyasının sürətindən asılıdır. Fotodiodun bazasının enini ( $W_B$ ) və səth rekombinasiyasının sürətini ( $S_s$ ) kiçiltməklə onun fotehəssaslığının spektral paylanma əyrisinin qısa dalğalar tərəfdən sərhədini daha kiçik dalğalar oblastına doğru sürüşdürmək mümkündür.

Adətən, fotehəssaslığı uzun dalğalar oblastında yüksəltməyə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların diffuziya uzunluğunu artırmaqla, qısa dalğalar oblastında isə fotodiodun baza oblastında *dartıcı elektrik sahəsi* yaratmaqla nail olunur. Qısa dalğalar oblastında fotehəssaslığı artırmaq üçün fotoqəbuledicinin səthi yaxınlığında *səth-çəpər strukturalarında* olduğu kimi, həcmi yüklər yaratmaq variantından da istifadə oluna bilər.

*Ventil rejimindən* fotodiod rejiminə keçdikdə fotodiodun  $p-n$  keçidinin həcmi yüklər oblastı genişləndiyindən və *toplanma əmsalı* böyüdüyündən cihazın həssaslığı dəyişir və spektral xarakteristikanın maksimumu uzun dalğalar oblastına doğru sürüşür. Çox vaxt fotodiodun işıq təsir edən səthindən şüalanmanın əks olunmasını azaltmaq üçün həmin səthə müəyyən *örtük təbəqələri* çəkirlər. Bu üsul cihazın həssaslığını  $5 \div 10$  % artırmağa imkan verir.

Fotodiodun spektral həssaslığının temperaturdan asılılığı əsasən toplanma əmsalının temperatur asılılığından irəli gəlsə də, burada işığın udulma əmsalının, yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zonasının eninin, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların diffuziya uzunluğunun temperatur asılılığı da müəyyən rol oynayır.

Fotodiodlar fotorezistorlara nisbətən daha *çevik* fotoqəbuledicilərdir və intensivliyə görə modulyasiya olunmuş işıq siqnallarını qeyd etmək üçün istifadə edilir.

Ümumi halda fotodiodun etəletliyi üç proseslə (tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların bazada diffuziya və ya dreyfi,  $p-n$

keçidin həcmi yüklər oblastından uçuşu, dövrədəki müqavimət və tutumlu ( $RC$ -hasili ilə) ilə müəyyənləşir.

Fotodiodların astana həssaslığı onlardakı küyün səviyyəsi ilə təyin olunur. Əlavə küyləri minimuma endirməklə, bu cihazlarda *həssaslıq astanasının* aşağı qiymətlərini almaq mümkündür.

Müasir fotodiodların hazırlanmasında, başlıca olaraq, *Ge*-və *Si* - yarımkəçiricilərindən istifadə olunur.

Fotodiodlarda  $p$ - $n$  keçiddən əsasən qeyri-əsas yükdaşıyıcıların cərəyanı axdığından və qeyri-əsas yükdaşıyıcıların qaranlıq cərəyanı praktik olaraq sıfır bərabər olduğundan, bu cihazların ayırma qabiliyyəti fotorezistorlara nisbətən böyük olur.

Fotodiodun diod rejimi ventil rejiminə nəzərən bir sıra üstünlüklərə malikdir. Bu üstünlüklər az etalətlilik, xarakteristikaların stabilliyi və geniş dinamik diapozonu, uzundalğalı oblastda yüksək fotohəssaslıq kimi xüsusiyyətlərlə şərtlənir.

Fotodiod rejimi çatışmazlıqlardan da xali deyil. Bu baxımdan ilk növbədə, fotodioddan hətta işıq təsir etmədiyi halda da axa bilən əks qaranlıq cərəyanı və mövcud olan əlavə küyü göstərmək olar.

Fotodiodların çox müxtəlif (*ərintili, diffuziyalı, selli, p-i-n strukturlu və heterokeçidli, səth-çəpər strukturaları əsasında, mikroplazmalı və injeksiyalı*) tipləri mövcuddur.

## § 8.5. Fototranzistorlar

Fotoqəbuledicilər içərisində *fototranzistorlar*, öz iş prinsipi və tətbiq imkanlarına görə xüsusi maraq və əhəmiyyət kəsb edir.

Optoelektronikada həm *bipolyar*, həm də *sahə fototranzistorları* tətbiq olunur və öyrənilir.

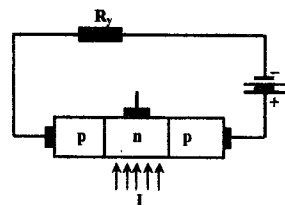
*Bipolyar fototranzistorlar* - iki  $p$ - $n$  keçidli yarımkəçirici işıq qeydedicisidir.

Bu cihazı fotodiod və tranzistordan ibarət bir sistem kimi təsvir etmək olar. Burada işıqlandırılan *baza – kollektor keçidi*

özünü fotodiod, bilavasitə emitter keçidi altında yerləşən hissə isə özünü tranzistor kimi aparır. Fototranzistor *ikiqütblü cihaz* kimi üç birləşmə sxemi üzrə dövrəyə qoşula bilər. Hər üç halda cihazın çıxışlarından biri sərbəst (qoşulmamış) qalır. Uyğun olaraq fototranzistorların - *sərbəst kollektor*, *sərbəst emitter* və *sərbəst baza rejimlərindən* danışıılır. Bu rejimlərdən ikisi – sərbəst kollektor və sərbəst emitter, p-n keçidin fotodiod rejimində qoşulması sxemindən demək olar ki, fərqlənmir.

Fototranzistorun iş prinsipini aydınlaşdırmaq üçün ən sadə və çox rast gəlinən hala – sərbəst baza rejimində işləyən fototranzistora baxaq (şəkil 8.8). Baxılan fototranzistor p-n-p tipli

dir. Belə struktur işıqlandırılmadıqda kollektor keçidi əksinə istiqamətdə qoşulduğundan, tətbiq olunan xarici gərginlik əsasən tranzistorun bu keçidində düşür ( $U_{eb} \ll U_{bk}, U_x \approx U_{bk}$ ). və nəticədə, dövrə qapandıqda cihazdan axan cərəyan kollektor keçidinin əks cərəyanına ( $I_{ek}$ ) bərabər olur. Məlum olduğu kimi, p-n-p tranzistorunda bu cərəyan qeyri-əsas dəşiklərin bazadan kollektora və qeyri-əsas elektronların kollektordan bazaya keçidi



Şəkil 8.8. Sərbəst baza rejimində işləyən fototranzistorun dövrəyə qoşulma sxemi

ilə yaratdığı cərəyanlardan ibarətdir. Dəşiklərin bazadan çıxması və elektronların bazaya daxil olması baza oblastında əlavə mənfi yük yaradır. Nəticədə emitter keçidinin hündürlüyü kiçilir və emitterdən bazaya bu əlavə mənfi yükü tarazlaşdırmaq (kompensə etmək) üçün əsas dəşiklər daxil olur. Adi tranzistorun iş prinsipindən məlumdur ki, emitter keçidindən bu cərəyanı yaradan dəşiklərin müəyyən hissəsi kollektor keçidinə çataraq ondan axan əks cərəyanı gücləndirir.

Cihazın baza oblastını işıqlandırdıqda yaranan fotocərəyan kollektor keçidinin əksinə cərəyanı ilə eyni istiqamətdə yönəldiyindən onu gücləndirir və kollektor cərəyanının yekun qiyməti  $i_{ke} = i_{keo} + i_f$  olur. Lakin  $i_f \gg i_{keo}$  olduğundan  $i_{ke} \approx i_f$



və dövrədən axan ümumi cərəyan  $i_{ke} = k_b i_f$  olur. Burada

$k_b = \frac{i_k}{i_b}$  - baza cərəyanının ötürmə (gücləndirmə) əmsəlidir.

$k_b > 1$  olduğundan sonuncu ifadədən görünür ki, eyni işıq siq-nalının təsiri altında eyni şəraitdə fototranzistorda yaranan foto-siqnalın qiyməti, fotodioddakına nisbətən daha böyük olur. Deməli, optoelektron sistemlərində fotodiod əvəzinə fototran-zistordan istifadə edildikdə uyğun olaraq inteqral həssaslıq  $k_b$  - dəfə böyüyür. Lakin bu halda sərhəd tezliyinin qiyməti  $k_b$  - dəfə kiçilər və nəticədə gücləndirmə əmsəlinin tezlik zolağı-nın eninə olan hasili dəyişməz qalar (fotodioddakından fərqlənməz).

Eyni yarımqeçirici materialdan hazırlanmış fototranzistor-ların spektral xarakteristikası uyğun fotodiodun spektral xarak-teristikası ilə eyni olur. Əksər hallarda bu cihazların həssaslığı-nı uzun dalğa oblastına doğru genişləndirmək üçün baza oblas-tını müvafiq kimyəvi elementin atomları ilə aşqarlayırlar. Bu halda aşqar fotoqeçiriciliyin hesabına cihaz daha uzun dalğa oblastında həssas olsa da, həmin uzun dalğa oblastında işləmək üçün, əvvəla, əksər hallarda cihazın soyudulması tələb olunur; ikincisi isə, aşqar səviyyələrinin *fotoionlaşması* nəticəsində bazada başlıca olaraq əsas yüklərin konsentrasiyası dəyişir. Lakin bu halda bazanın müqaviməti dəyişir və əgər baza sabit

elektrik gərginliyi ilə qidalanırsa, onda  $i_b = \frac{U_B}{R_B}$  baza cərəyanı

dəyişir. Bu isə öz növbəsində kollektor cərəyanının uyğun

$i_K = k_b \frac{U_B}{R_B}$  dəyişməsinə səbəb olur.

Fototranzistorun həssaslığını artırmaq üçün onun bazası yüksəkəmlü yarımqeçirici materialdan hazırlanmalıdır.

Fototranzistorda küylər öz təbiətinə görə fotodioldakı-na analojidir və səviyyəcə bərabər gücə malik vakuum triodu gücləndiricisindəkindən bir neçə dəfə yüksəkdir.

Yüksək fotohəssaslıq, geniş işçi temperatur diapozonu, sadə hazırlanma texnologiyası və yüksək etibarlılıq fototranzistorun müxtəlif optoelektron qurğu və sistemlərdə geniş tətbiqinə imkan yaradır.

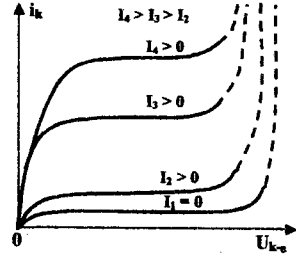
Fototranzistorun volt-amper xarakteristikası (şəkil 8.9) ümumi emitter rejimində işləyən adi tranzistorun çıxış xarakteristikalarını xatırladır. Lakin burada əsas parametr  $i_B$  - baza cərəyanı yox,  $I$  - işıq seli olur. Bu xarakteristikaların dik başlanğıc hissəsi doyma rejiminə uyğun gəlir. Xarakteristikanın yastı hissəsində onun absis oxuna nisbətən meyli bipolyar tranzistor halında olduğu kimi, baza oblastının modulyasiyası effekti ilə izah olunur.

Fotodiod kimi, fototranzistorların da enerji xarakteristikaları xəttidir. Gərginlik artıqca bazanın modulyasiyası nəticəsində fotocərəyan bir qədər artır. Fototranzistorun tezlik

xassələri yükdaşıyıcıların baza oblastında diffuziya hərəkəti və keçidlərin yük tutumları ilə müəyyən olunur. Fotodiodlarda olduğu kimi, fototranzistorlarda da işıq selinin modulyasiya tezliyi artıqca müəyyən tezlikdən sonra fotocərəyan azalır.

Fototranzistorlar da fotorezistor və fotodiodlar kimi, *fotodetektorlar* vəzifəsində, yeni işıq siqnallarını aşkarlayıb, onları qeyd etmək üçün işlədildiyindən, elə fototranzistorların iş keyfiyyətini də digər iki fotoqəbuledicidəkinə uyğun parametrlərlə (*ışıq selinin astana qiyməti, aşkar etmə qabiliyyəti, cərəyan və volt həssaslıqları və s.*) qiymətləndirirlər.

Artıq qeyd edildiyi kimi fototranzistorun ən vacib parametrlərindən biri onun fotocərəyanına görə gücləndirmə əmsalıdır. Bu kəmiyyət sərbəst (açıq) baza rejimində kollektor keçidindən axan fotocərəyanın işıqlandırılan  $p-n$  keçidin diod rejimindəki fotocərəyanına olan nisbətine deyilir.



Şəkil 8.9. Işıq müxtəlif intensivliklərində sərbəst baza rejimində işləyən fototranzistorun çıxış xarakteristikası

Fototranzistorun cərəyan həssaslığı (*boşuna işləmə və qısa qapanma rejimlərində*) cihazın çıxışındakı cərəyanın dəyişməsinin uyğun işıq selinə olan nisbətində deyilir.

Volt həssaslığı isə uyğun gərginlik dəyişməsinin işıq selinin intensivliyinə olan nisbətini göstərir.

*p-n* keçidli sahə (kanal) fototranzistorunun iş prinsipi funksional baxımdan cihazın cərəyan keçirən kanalının eninin işığın təsiri altında dəyişməsinə əsaslanır.

Kanal fototranzistorunun əsas xüsusiyyət və üstünlükləri onların VAX-nın dikliyinin temperaturdan zəif asılılığı, bi-polyar tranzistorlara nisbətən radiasiyaya qarşı daha dözümlü olması, sərhəd tezliyinin daha böyük qiymətə malik olmasıdır. Bütün bunlar qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti və yürüklüyünün kiçilməsi, eləcə də girişdə diffuziya və yük tutumlarının olmaması hesabınadır.

### § 8.6. Tutumlu fotoqəbuledicilər

*p-n* keçidli hər bir strukturda, o cümlədən də diodda, uyğun olaraq keçidi əmələ gətirən həcmi yüklərin və keçiddən cərəyan axarkən onun sərhədində toplanmış sərbəst yükdaşıyıcıların xarici gərginlikdən asılılıqları ilə müəyyən olunan *yük* və *diffuziya tutumları* özünü göstərir. Yük tutumu əks, diffuziya tutumu isə düz istiqamətdə qoşulmuş *p-n* keçiddə üstünlük təşkil edir. Hər iki kəmiyyət *p-n* keçidli cihazların, xüsusilə də yarımkeçirici diodların əsas parametrlərindəndir.

Bir qayda olaraq, yük tutumunun tətbiq olunan əksinə istiqamətdəki xarici gərginlikdən asılılığı əsasında işləyən və elektrik gərginliyi ilə idarə olunan elementlər kimi istifadə edilən yarımkeçirici cihazlara *varikap* deyilir.

Varikaplar *p-n* keçidli digər yarımkeçirici cihazların əksəriyyəti üçün ümumi olan bir sıra parametrlərlə yanaşı, həm də yalnız onların özlərinə xas olan parametrlərlə xarakterizə olunurlar. Bu parametrlər aşağıdakılardır: minimal xarici gərginlikdəki  $C_{\max}$  - *maksimal*, maksimal xarici gərginlikdəki  $C_{\min}$  - *minimal* və nominal xarici gərginlikdəki  $C_{\text{nom}}$  - *nominal tu-*

tumlar; nominal gərginlikdəki  $Q_{nom}$  - nominal keyfiyyət əmsalı; tutumun gərginlikdən asılılığındakı ( $C \approx U^{K_0}$ ) üstün ( $K_0$ ) - qiyməti, maksimal tutumun qiymətinin minimal tutumun qiymətinə nisbəti ilə təyin olunan  $K_C$  - bürümə əmsalı, tutumun ( $C_T$ ) və keyfiyyət əmsalının ( $Q_T$ ) temperatur əmsalı.

Ümumi şəkildə varikapın (eləcə də p-n keçidin) tutumunu

$$C = A \cdot S \cdot (U_K + U_X)^{-K_0} \quad (8.15)$$

şəklində yazmaq olar. Burada da  $U_K$  - xarici gərginlik tətbiq olunmadığı ( $U_X = 0$ ) halda keçiddəki kontakt potensiallar fərqi,  $A$  - isə sabit əmsaldır. Kəskin p-n keçidlər üçün  $K_0 = \frac{1}{2}$ .

Adətən  $C_{nom}$  - almaq üçün p-n keçidin en kəsiyinin uyğun ölçüləri seçilir.

Varikapın  $Q$  - keyfiyyət əmsalı keçidin reaktiv müqavimətinin aktiv müqavimətinə nisbəti ilə təyin olunur. Bütün hallarda varikapın baza hissəsinin  $r_b$  müqaviməti, p-n keçidə paralel qoşulmuş differensial ( $r_p$ ) və sızma ( $r_s$ ) müqavimətlərinin cəminə bərabər olan  $r_0$  müqavimətindən kiçik olduğundan ( $r_b \ll r_0$ ) alçaq tezliklər oblastı üçün ( $\omega C \ll \frac{1}{\sqrt{r_b r_0}}$  olduqda)  $Q \approx \omega C r_s$ , yüksək tezliklər oblastı üçün ( $\omega C \gg \frac{1}{\sqrt{r_b r_0}}$  olduqda) isə  $Q \approx \frac{1}{\omega C r_b}$  yazmaq olar

Varikapların baza hissəsi elə yarımkəçirici materialdan hazırlanır ki, tələb olunan deşilmə gərginliyini tətbiq etdikdə onun xüsusi müqaviməti minimal qiymətə malik olsun.

Varikaplar, başlıca olaraq, rəqs konturlarının tezliklərinin tənzimlənməsi, ifrat yüksək tezlikli siqnalların gücləndirilməsi

və generasiyası (*parametrik diodlar*) və s. məqsədlər üçün istifadə olunur.

Varikapların ən maraqlı və geniş tətbiq imkanına malik variantı fotovarikaplardır. *Fotovarikaplar* eyni bir cihazda işıq enerjisini elektrik signalına çevirməyə və həmin signalı *parametrik gücləndirməyə* imkan verir. Belə varikapın iş prinsipi onun əsas elementi olan *p-n* keçidin tutumunun işıqlanmadan asılı olmasına əsaslanır. Bu zaman yaranan fotoe.h.q.-nin keçidin tutumuna təsiri bir növ elə xarici gərginliyin dəyişməsinin *p-n* keçidə təsiri kimidir. Fotovarikapların tutumlarının keyfiyyət əmsalı ( $Q_C$ ) tezliyin geniş diapozonunda böyük qiymətə malik olur. Məsələn, *Si* varikaplarında tezliyin  $3 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^2$  *Hz*; *GaAs* varikaplarında isə  $10^2 \div 10^4$  *Hz* intervalında  $Q = 10^2 - 4 \cdot 10^2$  olur.

Fotovarikapların əsas parametri olan *fotohəssaslıq əmsalı* işıq seli intensivliyinin vahid dəyişməsində cihazın tutumunun nisbi dəyişməsinin qiymətini göstərir. Fotovoltaik rejimdə işləyən fotovarikaplarda fotohəssaslıq əmsalının qiyməti fotodiod rejimində işləyən haldakından böyük olur.

Qeyd etmək lazımdır ki, Şottki diodlarında da yük tutumunun işığın təsiri ilə dəyişməsi analogi mexanizmlə baş verir. Bu halda tutumun gərginlikdən asılılığı çox kəskin xarakterə malikdir, yəni bürümə əmsalının qiyməti böyükdür. Fotovarikapların hazırlanması üçün metal-dielektrik- yarımkeçirici (*MDY*) strukturları da böyük perspektivə malikdir.

### § 8.7. Koordinata görə həssas fotoqəbuledicilər

Optoelektronika üçün *koordinata görə həssas fotoqəbuledicilər* daha böyük əhəmiyyət kəsb edir. Koordinata görə həssas fotoqəbuledicidə çıxış signalı cihazın həssas səthinin işıqlandırılan hissəsinin yerindən asılı olur. Bu cihazlar adətən *ışığı saçan obyektlərin* fəzada yerini təyin etmək, deformasiyanı ölçmək, *iki koordinatlı rəqsləri* çevirmək və s. üçün istifadə olunur.

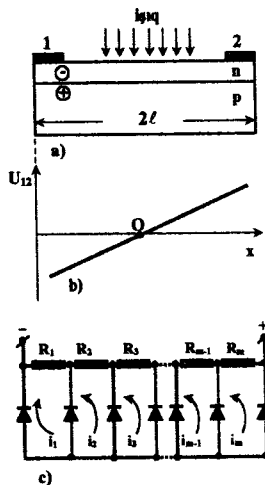
Ən sadə koordinata görə həssas fotoqəbuledici *uzununa fotoeffekt* əsasında işləyən p-tip keçiriciliyə malik alçaqomlu altlıqlarla yüksəkumlu n-tip keçiricilikli lay arasında yaranmış p-n keçiddir (şəkil 8.10, a). Burada fotogərginlik n- hissəsinin üzərindəki kontaktlar (1 və 2) vasitəsi ilə ölçülür. Cihazın iş prinsipi onun ekvivalent sxemi (şəkil 8.10, c) vasitəsi ilə daha aydın və anlaşıqlı təsvir olunur. Burada  $n$  - və  $p$  - oblastların xüsusi müqavimətləri ( $\rho_n$  və  $\rho_p$ ) və qalınlıqları ( $w_n$  və  $w_p$ ) ilə seçilir ki, uyğun olaraq  $\rho_n \gg \rho_p$  və  $w_n \ll w_p$  şərtləri ödənsin. Bu halda  $p$ -oblastın  $n$ -təbəqəsinə nəzərən *ekvipotensial səth* olduğunu qəbul etmək, eyni zamanda həm də  $p$ - $n$  keçid oblastını və  $n$ -bazanı *uzununa paylanmış diodlar və rezistorlar* şəklində təsvir etmək olar.

Fotodiodun müəyyən hissəsi nazik işıq dəstəsi ilə işıqlandırıldıqda işıqlanan yerdə ventillə fotoe.h.q. yaranır. Bu e.h.q.-nin

təsiri altında diod və rezistordan ibarət olan hər bir elementar konturdan cərəyan axar və bu cərəyanlar hər bir rezistorda gərginlik düşküsi yaradar. Bu halda cihazın sıxaclarındakı (1 və 2) gərginlik bütün rezistorlardakı gərginlik düşkünlərinin cəbri cəminə bərabər olar. Cihazın ekvivalent sxemlə təsvirindən (şəkil 8.10, c) görüldüyü kimi, gərginlik

$$U_{12} = i_2 R_2 + i_3 (R_2 + R_3) + \dots + i_m (R_2 + \dots R_m) - i_1 R_1$$

kimi təyin olunur. Şüa  $R_2$  və  $R_3$  rezistorları arasında hərəkət etdirildikdə  $i_2 R_2$  toplananı mənfi işarə ilə olar və  $U_{12}$  gərginliyi azalar. Şüa lövhənin ortasına ( $x = 0$ ) nöqtəsinə gətirildik-



Şəkil 8.10. Koordinata görə həssas fotodiodun quruluşu (a); gərginliyin koordinatdan asılılığı (b); cihazın ekvivalent sxemi (c)

də, yekun  $U_{12}$  gərginliyinin ifadəsindəki müsbət və mənfə toplananların sayı bərabərləşər və  $U_{12} = 0$  qiymətini alar. Şüanın  $x = 0$  nöqtəsini keçib, 2-ci sıxaca doğru hərəkəti zamanı  $U_{12}$  - gərginliyi öz işarəsini dəyişir (şəkil 8.10, b). Qeyd etmək lazımdır ki, işıqlanmanın verilmiş qiymətində yerdəyişmə xarakteristikasının dikliyi  $\rho_n$ -in böyüməsi və bazanın  $\omega$ -qalınlığının kiçilməsi ilə artır.

Baxılan sistemdə rekombinasiya və başqa itkilər mövcud olduğundan  $U_{12}$  - gərginliyi həmişə diodun fotoe.h.q.-nin qiymətindən kiçik olur.

Uzununa quruluşlu fotoeffektli cihazların həssaslığı adətən  $(1 \div 1,5) \frac{mV}{mVt}$  mm-ə qədər çatır. Koordinata görə həssas fotoqəbuledicilərin başlıca çatışmazlığı onlarda *sıfırıncı gərginliyin koordinatlarının termik dreyfidir*.

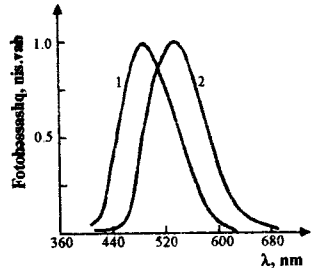
*Uzununa fotohəssaslığın minimal qiymətini almaq üçün işığın təsiri ilə generasiya olunmuş elektron-deşik cütünün tam ayrılması və keçidin uzununa fotogərginliyinin götürüldüyü hissəsinin yüksək müqaviməti təmin olunmalıdır.* Qeyd etmək lazımdır ki, bu tələblərə ən çox heteroqəçidlər əsasında hazırlanmış koordinata görə həssas fotoqəbuledicilər cavab verir.

## IX FƏSİL

### OPTİK İNDİKATORLAR

#### § 9.1 Optoelektronikada indikatorlar

Optoelektronikada inikas olunmuş informasiyanı vizuallaşdırmaq üçün istifadə edilən tablo, ekran, şəkil və s. qurğuların tərkibi edən spektrin oblastında şüaburaxan indikatorlardan ibarətdir. İnsan gözünün görmə (həssaslıq) funksiyası qəbul edilən işığın dalğa uzunluğundan asılı olub, gündüz işığında  $0,55 \text{ mkm}$ , gecə işığında isə  $0,50 \text{ mkm}$  maksimuma malik olmaqla (şəkil 9.1),  $0,40 \div 0,70 \text{ mkm}$  kimi çox dar spektral oblastı əhatə edir. Gecə görməsində uzundalğalı sərhəd  $0,60 \text{ mkm}$ -ə qədər sürüşür. Gözün belə xassəsi onda iki növ reseptorların -kolbacıq və çubuqcuqların mövcudluğu ilə əlaqələndirilir. Daha həssas çubuqcuqlar kiçik intensivliklərdə fəaliyyət göstərir və onların spektral həssaslıq oblastı  $0,38 \div 0,64 \text{ mkm}$  intervalına uyğun gəlir. Daha yüksək intensivliklərdə fəaliyyət göstərən az həssas kolbacıqlar isə  $0,41 \div 0,72 \text{ mkm}$  dalğa uzunluqlarında həssaslığa malikdirlər. İnsan gözü işıq intensivliyini qəbul etmək diapozonunun genişliyinə görə nadir cihazdır. Onun qara fonda qeyd



Şəkil 9.1. İnsan gözünün gecə (1) və gündüz (2) görməsinin spektral effektivliyi

edə biləcəyi parlaqlığın minimal qiyməti  $10^{-7} \frac{kd}{m^2}$ , yuxarı

həddi isə  $10^6 \frac{kd}{m^2}$ -ə çatır. Yuxarı həddən böyük intensivliklər

insan gözündə ağrı duyğusu yaradır. Nəzərə alsaq ki, ağ-qara

televizor ekranının parlaqlığı  $\sim 200 \frac{kd}{m^2}$ , kinoteatrlarda «çıxış»



siqnalı tablosunun parlaqlığı  $10 \frac{kd}{m^2}$ -dir, onda optoelektronikada

işlədilər biləcək indikatorların parlaqlığı  $10 + 1000 \frac{kd}{m^2}$  intervalına

uyğun gəlməlidir. Gözün digər vacib parametri seçilə bilən iki ən yaxın nöqtənin görünmə bucağı kimi təyin olunan *ayırdetmə qabiliyyətidir*. Əgər obyektə qədər məsafə  $l_0$ , obyektin

hündürlüyü isə  $h$  olarsa, görünmə bucağı radianla  $\alpha \sim \frac{h}{l_0}$  kimi

təyin olunur. İnsan gözünün görmə bucağı  $16 \div 20^\circ$  üfiqi,  $12 \div 15^\circ$  şaquli açılışa malik olduğundan, informasiyanın inikas ekranı

elə seçilməlidir ki, onun eninin hündürlüyünə nisbəti  $\frac{4}{3} \div \frac{5}{3}$

aralığında olsun. İnformasiyanın etibarlı oxuna bilməsi üçün, indikatorun işıq intensivliyi kənar intensivliklərin orta qiymətindən  $\Delta I_a$  qədər fərqlənməlidir. Kənar intensivlik  $I_a$  həm

ekranın fon işıqlanması, həm də baxış zonasına düşən digər şüalandırıcıların intensivlikləri cəmi kimi təyin olunur və

gözün *adaptasiya intensivliyinə* uyğun gəlir.  $k_{II} = \frac{\Delta I_a}{I_a}$  nisbəti-

nin  $\Delta I_a$ -nin *gözlə qeyd oluna bilən ən kiçik sərhədinə* uyğun qiymətinə *astana aydınlığı* (kontrastı) deyilir. İşçi vəziyyətdə

informasiyanı oxuya bilmək üçün  $I_a = 10 + 1000 \frac{kd}{m^2}$  qiymətində

$k = 0,02 \div 0,05$  olduğundan, xəyalın kontrastı (*xəyalın intensivliyinin fon intensivliyinə olan nisbəti*) göstərilən qiymətdən ən azı 10 dəfə çox olmalıdır. Əgər informasiya dəyişən siqnallar vasitəsi ilə ötürülərsə, gözün ətalətliyini

nəzərə almaq labüddür. Dəyişən siqnal  $100 \frac{kd}{m^2}$  parlaqlığa

malik olduqda, göz  $f > 50Hz$  tezlikli indikatorun səyriməsini hiss etməyəcəkdir. Müasir optoelektronikada oxunan informasiyanın rəng çalarları xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. İnsan gözünün rəngli görməsi spektral həssaslığı bir-birindən

məsi spektral həssaslığı bir-birindən kəskin fərqlənən üç növ kolbacıqların mövcudluğu ilə əlaqədardır. Bu kolbacıqlardan hər biri uyğun olaraq qırmızı, yaşıl, göy rənglərdən yalnız birini qəbul etmək iqtidarındadır. İnsan gözü ilə rəngarəng təsvirlərin dərk edilməsi bu kolbacıq reseptorlarının kombinasiyası ilə təmin olunur. Riyazi analoq olaraq rəngli görmə koordinatları qırmızı ( $\lambda = 0,7mkm$ ), yaşıl ( $\lambda = 0,564mkm$ ) və göy ( $\lambda = 0,435mkm$ ) olan üçölçülü vektorun vəziyyət müxtəlifliyi kimi təsvir oluna bilər.

## § 9.2. Vakuüm indikator cihazları

Vakuüm indikator cihazlarının iş prinsipi katodolüminessensiya hadisəsinə əsaslanır. Lüminoforu enerjisi bir neçə elektronvolt tərtibində olan sürətli elektronlar seli ilə həyəcanlaşdırdıqda alçaqvoltlu katodolüminessensiya hadisəsi baş verir və bu hadisə həmin lüminofor əsasında indikatorlar düzəltməyə imkan yaradır. Katodolüminessensiya öz fiziki xassələrinə görə digər lüminessensiya növlərindən əsasən həyəcanlaşma mexanizmi ilə fərqlənir. Lüminoforun səthinə düşən sürətli elektronların bir qismi elastiki və qeyri-elastiki toqquşmalara məruz qalır, digər bir hissəsi isə həcmə daxil olur. Elektronun mühitə daxil ola bilmə dərinliyi lüminofor üzərinə düşən elektronun kinetik enerjisindən asılıdır. Elektronların kinetik enerjisinin lüminofor maddəsinin kristal qəfəsində eksitonlar, elektron-deşik cütleri, isti elektronlar kimi elementar həyəcanlaşmalar yarada bilməsi, onların kristal boyunca hərəkəti sayəsində işıqlanma mərkəzlərinin həyəcanlaşdırılmasına səbəb olur. Elektronların enerjisi böyük olarsa, onlar atomu həyəcanlaşdıraraq öz yollarında ikinci elektronları yaratmağa qadir olurlar və bu elektronlar da həmçinin elementar həyəcanlaşmalarda iştirak edə bilərlər. Bütün bu hadisələr lüminessensiya yaranan oblastların elektronların daxilolma dərinliyindən xeyli böyük olmasına səbəb olur. Katodolüminessensiyanın parlaqlığının

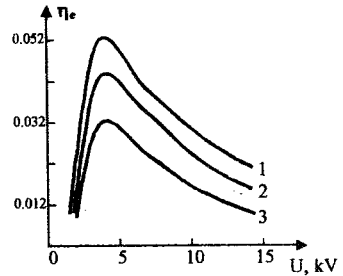
elektronların sayından ( $j$  cərəyan sıxlığından) və sürətləndirilmə gərginliyindən ( $U$ ) asılılığı

$$I = j(U - U_a)^\delta \quad (9.1)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $U_a$  - lüminoforun işıqlanmasının başlanmasına uyğun gələn gərginlikdir və *astana gərginliyi* adlanır,  $\delta$  - kəmiyyəti isə həm lüminoforun xassələrindən, həm də  $U$  gərginliyindən asılı olaraq  $0,8-1,5$  qiymətlərini alır. Adətən  $U$ -nün artması ilə  $\delta$ -nın qiyməti kiçilir. Aşağı voltlu katodolüminessensiya halında adətən  $\delta=1$  olur.  $U_a$  - astana gərginliyinin mövcudluğu lüminofor dənəciklərinin səthində ilkin elektronları qaytaran potensial çəpərin olmasına əsaslanır. Stabil katodolüminessensiya, ikinci elektronların sayının mühitə daxil olan ilkin elektronların sayı ilə müqayisə edilə bilməsinə uyğun gələn gərginliklərdə baş verir. Yüksək-voltlu katodolüminoforlarda  $U_a$  bir neçə yüz volt tərtibində olduğundan, sürətləndirici  $U$  gərginliyinin qiyməti bir neçə kilovolt təşkil etməlidir. Bu isə yüksək-voltlu lüminoforların əsas çatışmayan cəhətidir. Alçaq-voltlu lüminoforların hazırlanmasında yüksək keçiriciliyə malik materiallardan istifadə edildikdə səthə yığışan yükün qiyməti nisbətən kiçik olur və səthdəki potensial çəpərin qiyməti bir neçə elektronvolta qədər azalır. Bu isə  $U_a$ -nın bir neçə volt təşkil etməsinə uyğun gəlir. (9.1) ifadəsinə görə, katodolüminessensiyanın intensivliyinin elektron cərəyanından asılılığı geniş diapozonda xətti xaraktere malik olur. Elektron cərəyanının böyük qiymətlərində şüalanma mərkəzlərinin doyması, temperatur effektləri, yaranan tormozlayıcı sahənin artması bu xətti asılılığı bir qədər zəiflədir və  $I(j)$  asılılığı tədricən doyma halına çıxır. Eyni zamanda şüalanmanın enerji çıxışı azalır, çünki həyəcanlaşdırıcı elektronların enerjisinin daha böyük hissəsi lüminoforun qızmasına sərf olunur. İndikatorun parlaqlığının  $200 \div 700 \frac{kd}{m^2}$  intervalındakı qiymətlərində elektron cərəyanının sıxlığı

$$j = 0,5 \div 200000 \frac{mkA}{sm^2} \text{ t\u00e9rtibind\u00e9 olur.}$$

Katodol\u00fcminessensiyada enerji itkil\u00e9ri, ba\u015fl\u00fca olaraq, yaranm\u0131\u015f q\u0131zmar elektron v\u00e9 de\u015fiklerin \u00e7ox ki\u00e7ik ( $10^{-12}san$ ) zaman m\u00fcd\u00e9ti \u00e4rzind\u00e9 \u00e4lav\u00e9 enerjil\u00e9rini itir\u00e9r\u00e9k adi y\u00fckda\u015f\u0131y\u0131cılara \u00e7evrilm\u00e9si il\u00e9 \u00e4laq\u00e9dard\u0131r. Bu zaman enerjinin  $\sim 60 \div 70\%$ -i q\u00e9f\u00e9s r\u00e9qsl\u00e9rin\u00e9 s\u00e9rf oluna bilir. N\u00e9tic\u00e9d\u00e9, katol\u00fcminessensiyanın enerji \u00e7\u0131x\u0131\u015f\u0131  $\eta_k$  n\u00e9z\u00e9ri olaraq  $0,35$ -d\u00e9n b\u00f6y\u00fck olmur. Real  $ZnS:Cu$  l\u00fcmिनoforunda enerji \u00e7\u0131x\u0131\u015f\u0131  $0,2$  t\u00e9rtibind\u00e9dir. Katodol\u00fcminessensiyanın enerji \u00e7\u0131x\u0131\u015f\u0131n\u0131n s\u00fcretl\u00e9ndirici g\u00e9rginlikd\u00e9n as\u0131l\u0131l\u0131\u011f\u0131 \u015fekil 9.2-d\u00e9 t\u00e9svir olunmu\u015fdur. G\u00e9rginliyin nisb\u00e9t\u00e9n ki\u00e7ik qiym\u00e9tlerind\u00e9  $U$ -nun artmas\u0131 il\u00e9  $\eta_e$  d\u00e9 art\u0131r. Bu is\u00e9 g\u00e9rginliyin artmas\u0131 il\u00e9 daha \u00e7ox elektronun s\u00e9th \u00e7\u00e9p\u00e9rini d\u00e9f ed\u00e9r\u00e9k l\u00fcmिनofora daxil olmas\u0131n\u0131 n\u00fcmay\u0131\u015f etdirir. G\u00e9rginliyin m\u00fcm\u00e4yy\u00e9n qiym\u00e9tlerind\u00e9  $U$ -nun artmas\u0131 il\u00e9  $\eta_k$ -nin azalmas\u0131 b\u00f6y\u00fck miqdarda q\u0131zmar elektron v\u00e9 de\u015fik-



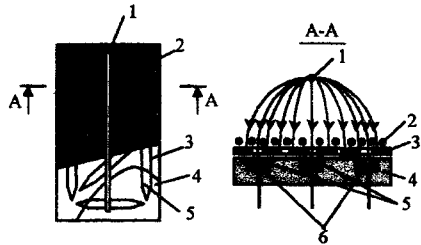
\u015fekil 9.2. Elektron c\u00e9reyasının m\u00fcm\u00e4lif qiym\u00e9tlerind\u00e9 ya\u015f\u0131l \u0131\u015f sa\u00e7an katodol\u00fcmिनoforun enerji \u00e7\u0131x\u0131\u015f\u0131n\u0131n g\u00e9rginlikd\u00e9n as\u0131l\u0131l\u0131\u011f\u0131,  $mkA/sm^2$ : 1- 5; 2- 10; 3- 20

l\u00e9rin yaranmas\u0131, bunun n\u00e9tic\u00e9sind\u00e9 is\u00e9 istilik effektlerinin g\u00fccl\u00e9nm\u00e9si il\u00e9 \u00e4laq\u00e9dard\u0131r. Elektron c\u00e9reyasının artmas\u0131 il\u00e9 istilik effektlerinin g\u00fccl\u00e9nm\u00e9si h\u00e9m kvant effektivliyinin, h\u00e9m d\u00e9 onun maksimumuna uy\u011fun g\u00e9l\u00e9n g\u00e9rginliyin azalmas\u0131 il\u00e9 m\u00fcm\u00e4y\u0131et olunur. \u0131\u015fqlanma intensivliyi, onun r\u00e9ngi, kvant effektivliyi, enerji \u00e7\u0131x\u0131\u015f\u0131 h\u00e9m d\u00e9 l\u00fcmिनoforun kimy\u00e9vi t\u00e9rkibind\u00e9n v\u00e9 ona daxil edilen a\u015fqarların n\u00f6v\u00fcnd\u00e9n, miqdar\u0131ndan as\u0131l\u0131d\u0131r. R\u00e9ngli televizor ekranları \u00fc\u00e7\u00fcn \u00e9sas\u00e9n  $ZnS:Ag$  (g\u00f6y),  $Zn_{1-x}Cd_xS:Cu$  (ya\u015f\u0131l),  $Y_2O_3:Eu$  (q\u0131rm\u0131z\u0131) \u015fular buraxan l\u00fcmिनoforlardan istifad\u00e9 olunur. Bel\u00e9 qur\u011fular\u0131n parlaql\u0131\u011f\u0131

$50 \div 300 \frac{kd}{m^2}$  aralığına uyğun gəlir. Göstərilən materiallarla

yanışı, vakuum lüminessensiya indikatorlarında  $ZnO:Zn$ ,  $ZnS:Cu$ ,  $SnO_2:Eu$ ,  $SnO_2 + Y_2O_3S:Eu$  lüminiforlarından da istifadə olunur. Bu lüminiforlar katodolüminessensiyanın astana gərginliyinin kiçik ( $\sim 5V$ ) qiyməti ilə xarakterizə olunduğundan, onlar əsasında indikatorların işçi gərginliyi  $50 \div 70V$  təşkil edir. Təsvir olunan lüminiforlarda lüminessensiyanın davamətmə müddəti mühitin tərkibindən asılı olaraq  $10^{-5} \text{san} \div 10 \text{ dəq}$  müddəti arasında ola bilər. Belə zaman müddətləri həmin lüminiforlar əsasında yaddaşlı ossilloqraflar üçün ekranlar hazırlanmasına imkan verir.

Rəqəm yazabilən vakuum lüminessent indikatoruna və onun hər hansı A-A kəsiyinə baxaq (şəkil 9.3). Bu indikatorlarda anod rolunu səthi lüminifor maddə ilə örtülmüş elektrodlar oynayır. Elektronlar temperaturu  $1000K$  olan 1 katodundan uçaraq,



Şəkil 9.3. Vakuom lüminessent indikatoru və onun A-A kəsiyi

2 toru ilə seqmentşəkilli 6 anodu arasındakı gərginliklə sürətləndirilir və 5 lüminiforunu həyəcanlaşdırır. Indikatoru idarə etmək üçün yalnız müəyyən anodlara gərginlik tətbiq edilir. Onlardan əks olunan elektronlar 3 ekranına düşərək lazımi informasiyanı və ya rəqəmi canlandırır. Vakuom lüminessent indikatorlarında  $ZnS:Ag + In_2O_3$  materialı halındakı göy rəngdən -  $Zn_{1-x}Cd_xS:Ag + In_2O_3$  halında x-i dəyişməklə qırmızı rəngə qədər olan spektrdə işıqlanmalar almaq mümkündür. Bəzi lüminiforlarda şüalanma spektri sürətləndirici gərginliklə tənzimlənir. Gərginliyin artması ilə daha dərin şüalanma mərkəzlərinin həyəcanlaşması nəticəsində şüalanmanın rənginin bənövşəyi dalğalara doğru sürüşməsi baş verir. Məsələn,

$SnO_2$  : *Eu* və  $ZnS$  : *Cl, Ag* lüminoforlarında gərginliyi  $20V$ -dan  $60V$ -a qədər artırıqda şüalanma rəngi *narıncıdan yaşıla* qədər dəyişir.

Vakuum lüminessent indikatorlarının böyük xidmət müddəti ( $10^4$  saata qədər), kifayət qədər yüksək cəldliyi ( $\sim 10^{-3}$  san) onların geniş məqsədlər üçün istifadəsinə şərait yaradır. Müxtəlif lüminoforların kombinasiyası vasitəsi ilə rəngarəng işıqlanmaların alınmasına nail olmaq mümkündür.

İndikatorların çatışmayan cəhətləri kimi nisbətən kiçik aydınlığa (kontrasta) və açılış bucağına malik olmalarını, eləcə də göy, sarı və qırmızı rəngli şüalanmaların alınması çətinliklərini göstərmək lazımdır.

Enerjisi bir neçə *kiloelektronvolta* çatan elektron seli ilə həyəcanlaşdırılan katodlüminessensiya bir neçə elektron şüası vasitəsi ilə xəyalın formalaşdırıldığı elektrovakuum cihazlarının fəaliyyətinin əsasını təşkil edir. Şüaların intensivliyi və fəza vəziyyəti xüsusi idarəedici sistemlər vasitəsi ilə həyata keçirilir. Bu cihazlar özlərini, başlıca olaraq, *elektron-şüa boruları* kimi göstəririlər və yüksək işıq vermə  $\left(10 \div 25 \frac{lm}{Vt}\right)$ , kafi

parlaqlıq  $\left(300 \frac{kd}{m^2}\right)$ , eləcə də xəyalın aydınlığı, rənglərin və çalarların ötürülmə dəqiqliyi ilə seçilirilər. Belə strukturların əsas çatışmazlığı yüksək işi gərginlik və böyük hündəsi ölçülər ilə əlaqədardır.

### § 9.3. Qazboşalma indikatorları

Qazboşalma indikatorlarının iş prinsipi qazlarda elektrik boşalması zamanı baş verən şüalanmaya əsaslanırsa da, bu indikatorlarda, başlıca olaraq, soyuq katodda səyriyən boşalma hadisəsindən istifadə olunur. İndikator  $100 hPa$  təzyiqli təsirsiz qazla doldurulur. Gərginliyin kiçik qiymətlərində katoddan uçan elektronların kinetik enerjisi kifayət etmədiyindən, onla-

rın qaz atomları ilə toqquşması elastiki xarakter daşıyır. Anod gərginliyinin artması ilə elektronların enerjisi artaraq qaz atomlarının ionlaşma enerjisi səviyyəsinə çatır və nəticədə qaz atomları ilə toqquşma qeyri-elastiki xarakter daşıyır. Toqquşma nəticəsində yaranan yeni elektronlar tətbiq olunmuş gərginliyin təsiri altında anoda doğru, müsbət ionlar isə katoda doğru hərəkətə başlayırlar. Müsbət ionlar katoda dəyərək ondan yeni (ikinci) elektronları emissiya edir. Nəticədə indikator lampasından axan cərəyan artır. Müsbət ionların yürüklüyü elektronlarınkına nisbətən çox kiçik olduğundan, elektronlar dərhal hərəkətə başlasalar da, müsbət ionlar ləngiyərək katod yaxınlığında fəza yükləri əmələ gətirir. Bu mərhələdə anod gərginliyi azalsa da, katod ətrafında fəza yüklərinin çoxalması ilə axan cərəyan artmaqda davam edir və nəticədə cihazın volt-ampere xarakteristikasında mənfi differensial müqavimətli hissə müşahidə olunur. Qazboşalma cihazları böyük ətalətliyə malik olurlar. Boşalma sahəsində cərəyan impulsunun gərginliyə nəzərən gecikməsi həm soyuq katoddan elektron uçuşunun qanunauyğunluğu ilə, həm də elektron selinin formalaşması ilə əlaqədardır. Anod gərginliyi kəsildikdə elektron və ionlar ani olaraq rekombinasiya etməyə imkan tapmır və nəticədə belə indikatorların cəldliyi yaxşı halda  $10^3$  san tərtibində olur.

Qazboşalma indikatorlarının hazırlanmasında ən çox istifadə olunan mühit *neon və helium* qazlarının qarışığıdır. Bu qarışığın elektrik boşalması zamanı şüalanması narıncı qırmızı oblasta uyğun gəlir. Qarışığa bir qədər *arqon* əlavə edilməsi ilə şüalanma spektrini qırsadalğalı oblasta doğru sürüşdürmək mümkündür.

Qazboşalma indikatorlarının işıqverməsi  $0,1 \div 0,3 \frac{lm}{Vt}$  olduğundan, onların enerji çıxışı  $0,1 \div 0,3$  % tərtibində olur, lakin parlaqlığı  $10000 \frac{kd}{m^2}$  kimi yüksək qiymətə çata bilər. Bu cihazlarda işıqvermənin kiçik olmasına əsas səbəb qaz boşalmasında ultrabənövşəyi şüaların əmələ gəlməsidir. Bu şüalanmanı

görünən işığa çevirmək və indikatorun rəngarəngliyini təmin etmək üçün fotolüminoforlardan istifadə olunur. Gündüz işıq lampaları kimi fəaliyyət göstərən belə lampaların işıqverimi

$100 \frac{Im}{Vt}$  qiymətinə qədər artsa da, indikatorlarda lüminoforlar-

dan istifadə edilməsi enerji çıxışını 1%-dən artıq edə bilmir.

Mövcud olan qazboşalma indikatorlarının üç növünü qeyd etmək mümkündür: a) *simvol indikatorları*, b) *tiratron indikatorları*, c) *qazboşalma indikatorları paneli (QİP)*.

Simvol indikatorlarında katod yaxınlığında zəif səyriyən boşalmadan istifadə edildiyindən, şüalanma lazım olan simvolun şəklində hazırlanmış katodu bütövlükdə bürüyür. Asılı olmayan katodların kombinasiyası müxtəlif təsvirləri almağa imkan verir. Bu tip indikatorlarda işıqlanma tor şəkilli anoddan xaric olunur.

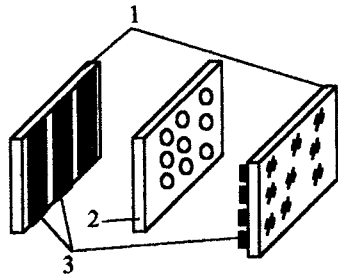
Tiratron indikatorlar simvol indikatorlarından fərqli olaraq bir neçə idarəedici elektrodlar – torlar, anodlar ilə təchiz olunurlar. Bu tip cihazlarda qaz boşalması daha effektiv idarə olunmaqla yanaşı, fotolüminofordan istifadə etməklə qaz boşalmasını görünən işığa çevirmək mümkündür. Bir şüşə cihazda bir neçə müxtəlif rənglə işıqlanan lüminoforla təchiz olunmuş oyuq yerləşdirməklə əlvan rəngli indikator cihazı hazırlana bilər.

QİP-lər üç alt qrupa bölünür: *xarici ünvanlı sabit cərəyanlı QİP*, *özünü fokuslayan sabit cərəyanlı QİP*, *dəyişən cərəyanlı QİP*. Sabit cərəyanlı QİP şəkil 9.4-də təsvir edilmişdir. Bu panel öz-özlüyündə böyük miqdarda ikielektrodlu qaz boşalması özlərinin məcmusundan ibarətdir. İşıqlanma yalnız gərginlik verilən elektrodların kəsişməsində yerləşən oyuqlarda yaranır. Panelin stabil işini təmin etmək üçün üst və alt elektrodlar arasında deşiklərə malik dielektrik matris təbəqəsi yerləşdirilir. Deşiklərin oxu elektrodların kəsişmə oyuqları ilə üst-üstə düşür və qazboşalması həmin deşiklərin tutduğu fəzada baş verir. Özünü istiqamətləndirən QİP-in əsas xüsusiyyəti daxili açılış hadisəsinin baş verməsidir. Belə panelin hər bir sətrində dövrü olaraq boşalma nəticəsində oyuqlar aralığının ionlaşması



baş verir. Əgər hər hansı oyuğa idarəedici gərginlik tətbiq olunarsa, qazboşalması yaranır. Belə panellərin əsas üstünlüyü yaranan qazboşalmasının stabil-  
liyi və bircinsliyi ilə əlaqədardır.

Dəyişən cərəyanla işləyən QİP-də elektrodlar nazik dielektrik qatı ilə örtülür. Belə sistemdən yalnız dəyişən cərəyan axa bilər. Elektrod və qaz arasında dielektrik vasitəsi ilə tutum əlaqəsi dielektrikin səthinə yük yığılması ilə nəticələnir və əmələ gələn əlavə elektrostatik sahənin intensivliyi xaricdən tətbiq olunan sahəyə həm paralel, həm də antiparalel ola bilər. Paralellik halında  $U_y = U_x + U_s$ , yekun sahəsi qazboşalması yaratmaqla dielektriki yenidən yükləyir, nəticədə gərginlik  $U' = U - U_s$  qiymətinə qədər kiçilir və boşalma sönür. Gərginliyin qütblərinin dəyişməsi prosesin təkrarlanmasına səbəb olur və nəticədə oyuq işıq impulsu buraxır. Eyni zamanda əvvəldən  $U_s$  gərginliyi tətbiq olunmuş oyuqlarda qaz boşalması hadisəsi baş vermir. Bu da belə panellərin yaddaş xassəsinə malik olmasına nümayiş etdirir və belə qurğuların matris ekranlarının konstruksiyası üçün mühüm əhəmiyyət kəsb etdiyini müəyyənləşdirir.



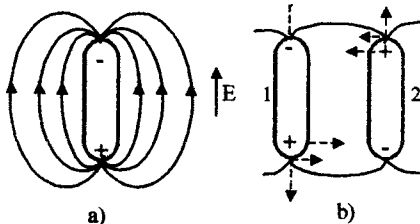
Şəkil 9.4. Sabit cərəyanlı xarici ünvanlı QİP

1- şüşə lövhələr, 2- dielektrik matris, 3- şəffaf elektrodlar

## § 9.4. Maye kristallar əsasında indikatorlar

Maye kristallar maddənin elə aqreqat halına deyilir ki, o həm mayelərə xas olan *axıgıcılıq*, *səthi gərilmə* xassələrinə, həm də yalnız bərk cisimlərdə müşahidə olunan fiziki xassələrin *anizotropluğu*na malik olsun. Belə rəngarəng xassələrə malik ola bilmək, ilk növbədə, mühitin anizotrop qonşu molekullarının oxlarının bir-birinə nəzərən paralel düzülməsinə baxmayaraq, onların kütlə mərkəzlərinin periodik qəfəs yaratma-

dan fəzada xaotik paylanmaqla sərbəst hərəkət edə bilməsindən irəli gəlir. Qonşu molekulların nizamlı düzülüşü molekullar arasında zəif elektrik qarşılıqlı təsirinin mövcudluğu ilə əlaqədardır. Bu qarşılıqlı təsir maye kristal molekullarının sferik olmayıb, dartılmış quruluşa malik olması nəticəsində dipol momentinin yaranması vasitəsi ilə əmələ gəlir (şəkil 9.5). Əksər maye kristallarda molekullar uzunsov *siqaretəbənzər*



Şəkil 9.5. Maye kristal molekulu-dipolu (a), molekulların düzülüşü (b)

şəklə malik olurlar. Nisbətən aşağı temperaturalarda bu uzunsov molekullar arasında mövcud olan dipol qarşılıqlı təsir qüvvəsi istilik hərəkətinə üstün gələrək molekulları bir sraya düzməyə müvəffəq olur. Temperaturun yüksəlməsi molekulların xaotik hərəkətini intensivləşdirir, molekulların qarşılıqlı düzülüş istiqaməti pozulur və maye kristal adı mayeyə çevrilir. Aşağı temperaturalarda isə maye kristal donaraq bərk kristala çevrilir. Beləliklə, maye kristal halı, yalnız müəyyən temperatur intervallında mövcud olur.

Maye kristalların üç fazası fərqləndirilir.

a) *Smektik maye kristalda* nizamlılıq dərəcəsi ən yüksəkdir. Bu halda maye kristalı təşkil edən molekulların oxunun paralel yerləşməsi ilə yanaşı, həm də onların kütlə mərkəzləri bir müstəvi üzərində qərarlaşır (şəkil 9.6, a). Nəticədə eyni məsafələrdə yerləşmiş eyni istiqamətli molekullar qatı yaranır.

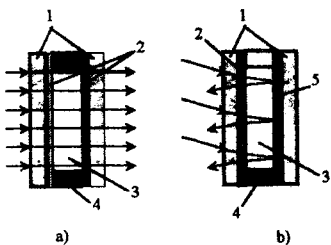
b) *Nematik maye kristalda* molekulların ümumi istiqamətlənməsi smektik fazada olduğu kimi saxlansa da, molekulların kütlə mərkəzləri eyni müstəvi üzərində yerləşməyib, fəzada xaotik paylanır (şəkil 9.6, b).

c) *Xolesterik maye kristalda* bir müstəvi üzərində yerləşən molekulların hamısı bir istiqamət üzrə düzülərlər də, onların düzülüş istiqaməti qonşu paralel müstəvidəki düzülmiş molekulların oxuna nəzərən müəyyən bucaq qədər dönmüş olur. Beləliklə, xolesterik fazalı maye kristalları,

Beləliklə, xolesterik fazalı maye kristalları, molekullarının istiqamətləri qatdan-qata keçdikcə monoton dəyişən laylar şəklində təsvir etmək olar (şəkil 9.6, c).

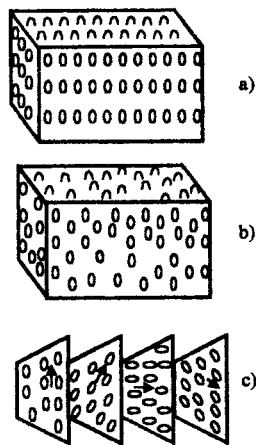
Elektrik keçiriciliyinə görə maye kristallar dielektrik olsalar da, aşqarların köməyi ilə onların xüsusi keçiriciliyi  $10^{-9} \div 10^{-5} \text{Om}^{-1} \text{m}^{-1}$  intervalında dəyişə bilər. Maye kristalların sındırma əmsalı və dielektrik nüfuzluğu anizotrop luq xüsusiyyətinə malik olub, molekulun oxu boyunca və ona perpendikulyar istiqamət üzrə fərqli qiymətlərə malik olurlar. Molekulların dipol momentinə malik olmaqla xarici elektrik sahəsi ilə idarə edilə bilməsi maye kristallar əsasında işıq şüasını idarəedən cihazlar hazırlamağa imkan verir.

*Elektrooptik effektlər* maye kristallar əsasında *indikator* və *ekranların* iş prinsipinin əsasını təşkil edir. Belə indikatorlar yalnız xarici işıq selinə həssas olduqlarından, cüzi güc tələb edirlər. Bu indikatorların zəif işıqlanmada və qaranlıqda fəaliyyət göstərə bilməməsi onların əsas qüsurlarıdır.



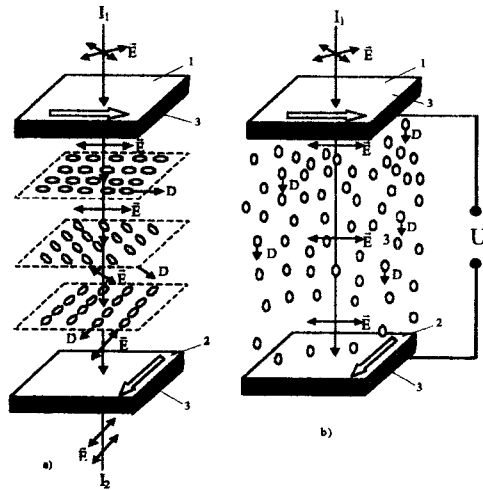
Şəkil 9.7. Şəffaf (a) və qaytaran (b) maye kristal indikatorları  
1- şüşə altıqlar, 2- elektrodlar, 3- maye kristal, 4- yastıqlar, 5- güzgü elektrod

elektrod qeyri-şəffaf güzgü xassəsinə malik olan indikatorlar isə qaytarma əsasında fəaliyyət göstərir (şəkil 9.7, b). Elektrodlar arasında fəza yaradılır və bu fəzaya maye kristal doldu-



Şəkil 9.6. Maye kristalın fazalarının sxematik təsviri  
a) smenitik, b) nematik, c) xolesterik

rulur. Elektrodlara molekullar arasında dipol qarşılıqlı təsirini aradan qaldırmaq üçün kifayət edən xarici gərginlik tətbiq olunduqda, molekulların qarşılıqlı istiqamətlənməsi pozulur və onların düzülüşü xaoslu xarakter alır. Bunun nəticəsində işıq səpilməsi artır və həm keçən, həm də qayıdan intensivlikdə dəyişiklik baş verir. Maye kristallarda bu hadisə *dinamik səpilmə effekti* adlanır. Əgər maye kristal nematikdirsə, onun molekullarının orientasiyasını elektrodların altlıqlarının uyğun istiqamətləndirilməsi vasitəsi ilə tənzimləmək olar. Əgər hazır oyuqda altlığın istiqaməti ilə molekulun orientasiyası arasında bucaq  $90^\circ$  olarsa, maye kristalın molekullarının istiqamətini təyin edən  $\vec{D}$  vektorunun tədrici dəyişməsi nəticəsində elektrodlar arasında molekul orientasiyasının spiralsəkilli forması yaranır (şəkil 9.8, a). Elektrodlara  $U$  - sabit gərginliyi tətbiq etməklə molekullar spiralını dağıtmaq olar. Belə ki, xarici gərginlik təsir etdikdə dipollar elektrik sahəsi boyunca düzülər və şəkil 9.8, b-də təsvir olunmuş mənərə alınır. Bu hadisə *twist-effekt* adlanır və əksər maye kristal indikatorlarının iş prinsipinin əsasını təşkil edir. Maye kristal molekullarının belə düzülüşü keçən işıq polarlaşma müstəvisini döndərir və dönme bucağı tətbiq olunan elektrik sahəsinin intensivliyi ilə tənzimlənir. Elektrodlar oxları qarşılıqlı perpendikulyar qoyulmuş polarizatorlardan təşkil olunarsa, düşən işıq  $\vec{E}$  elektrik vektoru xa-



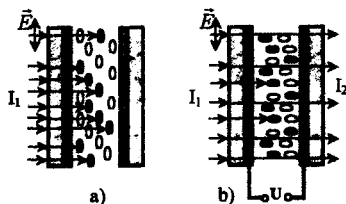
Şəkil 9.8. Maye kristallı indikatorun quruluşu  
a) ilkin vəziyyət, b) gərginlik tətbiq olunduqda

rici sahə olmadıqda tədricən dönərək ikinci elektrodda polyarizatorun oxuna paralel vəziyyətə gəlir və işıq ikinci elektrodan xaric olunur. Tvist-effekt yaratmağa qadir olan xarici sahə molekulları istiqamətləndirdiyindən, işığın elektrik vektorunun dönməsi baş vermir və ikinci elektroda çatan işıq ondan xaric ola bilmir. Tvist-effekt indikatorlarında polyarizator və analizator kimi fəaliyyət göstərən elektrodlardan keçdikdə işığın intensivliyi  $\sim 50\%$  zəifləyir. Əlavə olaraq tvist- effektde açılış bucağının dinamik səpilməyə nəzərən kiçik qiymətə malik olması intensivliyin əlavə itirilməsinə səbəb olur. Bununla belə, tvist-effekt indikatorlarının əsas üstünlüyü xidmət müddətinin xeyli böyük olmasıdır. Bu indikator cihazları kiçik cərəyan sıxlığı  $\sim 3 \frac{mA}{cm^2}$  və işıq gərginliyində ( $5 \div 10V$ ) fəaliyyət göstərir.

Maye kristal indikatorlarının fəaliyyət göstərməsi digər bir maraqlı hadisəyə- *qonaq-ev sahibi* effektinə əsaslanır. Belə indikatorlarda maye kristal maddəsi (*ev sahibi*) boyayıcı molekullarla (*qonaqla*) zənginləşdirilir. Maye kristal molekulları boyayıcı molekulları da özünə paralel istiqamətləndirir və nəticədə şəkil 9.9, a-da təsvir olunan mənzərə alınır. Bu istiqamətə paralel olan elektrik vektoruna malik işıq polyarizator elektrodan daxil olur və

boyaq molekulları tərəfindən tam udularaq ikinci elektroda çata bilmir. İndikatora xarici elektrik sahəsi tətbiq olunduqda, maye kristal molekullarının sahə boyunca düzülməsi boyaq molekullarının da həmin istiqamətə dönməsini təmin edir və nəticədə işıq oyuqdan keçir (şəkil 9.9, b).

Maye kristal indikatorlarının əsas parametri  $0,8 \div 0,9$  qiymətinə malik olan *parlaqlıq kontrastıdır* (K). Parlaqlıq kontra-



Şəkil 9.9. Boyayıcı molekullarla zənginləşdirilmiş maye kristal indikator

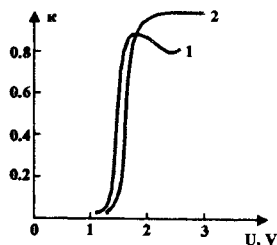
a) ilkin vəziyyətdə, b) gərginlik tətbiq olunduqda

stının qiyməti həm müşahidə bucağından, həm də tətbiq olunan gərginlikdən asılıdır. İndikatorların pasportunda yol verilən görmə bucağının qiyməti və şəkil 9.10-da təsvir olunmuş volt- kontrastlıq xarakteristikası verilir.

Rəngli təsvir almaq üçün maye kristallarda «qonaq-ev sahibi» effekti ilə yanaşı, xolesterik fazalı maye kristallarda işığın seçmə qaytarılması effektindən istifadə edilir. Əgər qonaq kimi maye kristala daxil edilən rəngləyici bir neçə rəngli molekulun qarışığından ibarət olarsa, tətbiq olunan xarici gərginliyi dəyişməklə keçən işığın həm rəngini, həm də intensivliyini tənzimləmək mümkündür. Xolesterik fazalı maye kristallarda isə eyni orientasiyalı molekulara malik səthlərdən əks olunan işıq şüalarının interferensiyası nəticəsində spiralın addımına uyğun dalğa uzunluğuna malik şüaların güclənməsi bütün oyuğun müxtəlif rənglərə bürünməsinə səbəb olur. Xarici elektrik sahəsinin vasitəsi ilə spiralın addımını idarə edərək oyuğun rəngini dəyişmək mümkündür.

Maye kristal indikatorlarının əsas üstünlüyü onların nisbətən ucuz başa gəlməsi və işləməsi üçün çox kiçik enerji tələb olunmasıdır. Bu səbəbdən maye kristal indikatorlarından saatlarda, mikro-kalkulyatorlarda, eləcə də bir çox başqa rəqəmli strukturlarda informasiyanı əks etdirmək üçün ekranların yaradılması məqsədi ilə istifadə edilir. Maye kristallar əsasında portativ televizorların ekranını da hazırlamaq mümkündür. Bu halda ekranda fon işıqlanması yaratmaq üçün əlavə elektrolüminessent panellər işlədilir.

Maye kristal indikatorlarının başlıca çatışmazlığı onların fəaliyyətinin temperaturun dəyişməsinə yüksək həssaslığı ilə bağlıdır. Temperaturun aşağı düşməsi onların iş rejiminin pozulmasına və cəldliyinin kəskin azalmasına səbəb olur. Təsvir olunan cihazların xidmət müddəti də o qədər böyük deyil



Şəkil 9.10. Müxtəlif görmə bucaqlarında volt-kontrastlıq xarakteristikası  
1- 0°, 2- 90°

( $t \leq 10^4$  saat). Xidmət müddətinin məhdudluğu sabit elektrik sahəsində maye kristallarda *elektroxrom* hadisələrinin baş verməsi ilə əlaqədardır. Bu hadisəni qismən aradan qaldırmaq və xidmət müddətini yüksəltmək üçün maye kristal indikatorları dəyişən gərginliklə qidalandırıla bilər.

## § 9.5. Elektroxrom indikatorları

Xarici elektrik sahəsinin təsiri ilə işıq materialın rənginin dəyişməsi əsasında fəaliyyət göstərən strukturlar *elektroxrom indikatorlar* qrupunu müəyyənləşdirir. Elektroxrom indikatorlarda volfram üç-oksidi, iridium oksidləri kimi qeyri-üzvi maddələrlə yanaşı, bir sıra üzvi maddələr də (*viologenlər, biperil duzlar, maye kristallar*) istifadə olunur. Elektroxrom indikatorun prinsipial sxemi şəkil 9.11-də təsvir olunmuşdur. Səthinə şəffaf  $In_2O_3$  keçiricisi çəkilmiş şüşə lövhə üzərində vakuumda termik püskürmə üsulu ilə qalınlığı  $1 \text{ mkm}$  tərtibində olan  $WO_3$  nazik təbəqəsi alınır. Bu qatın üzərinə nazik ( $0,05 \text{ mkm}$ ) şəffaf dielektrik qatı ( $SiO_2$ ), sonra isə keçirici qızıl elektrodu çəkilir.

Şəffaf  $In_2O_3$  elektroduna mənfi potensial tətbiq olunduqda  $WO_3$ -ə elektronların injeksiyası baş verir. Nəticədə katodda kimyəvi reaksiya hesabına volfram sintez olunaraq rəng mərkəzləri yaranır və təbəqənin rəngi göy çalara malik olur. Tətbiq olunan xarici gərginliyin işarəsini dəyişdikdə isə əks reaksiya nəticəsində təbəqənin əvvəlki rəngi bərpa olunur, çünki qızıl elektrodundan elektron injeksiyasına dielektrik  $SiO_2$  qatı mane olur. Voltun hissələri tərtibində gərginlik tətbiq etməklə  $\sim 1 \text{ san}$  müddətində kafi aydınlıq almaq mümkündür. Elektroxrom indikatorlarının ən başlıca xassəsi yaddaşa malik olma-



Şəkil 9.11. Elektroxrom indikatorun quruluşu:  
1- şüşə lövhə, 2- şəffaf elektrod, 3- amorf  $WO_3$ , 4- dielektrik qat, 5- elektrod

ndır. Aktiv hissənin rəngi pozucu elektrik impulsu verilmədikdə saatlarla öz keyfiyyətini qoruya bilir. Təbəqənin rəngini dəyişmək üçün tələb olunan elektrik yükünün miqdarı kiçik olduğundan ( $\sim 5 \text{ mKl/sm}^2$ ), bu cihazlar maye kristallara müqayisədə daha səmərəlidir. Elektroxrom indikatorlarının əsas çatışmazlığı böyük ətalətlik və nisbətən kiçik xidmət müddəti sayıla bilər. Belə ki, əgər oyuq  $\sim 10^7$  dəfə çevirmə icra etməyə qadirdirsə, saatlarda istifadə olunduqda onlar saniyə rəqəmlərini işıqlandıraraq yalnız 3000 saat müddətində fəaliyyət göstərə bilirlər. İndikatorun ətalətliyini bərk aktiv təbəqəni maye kristalla əvəz etməklə azaltmaq mümkün olsa da, oyuqdaxili idarəolunmayan kimyəvi reaksiyaların baş verməsi xidmət müddətini daha da kiçildir. Bu halda yaddaş effekti də xeyli zəifləyir. Bütün bunlara baxmayaraq, elektroxrom indikatorlarından asta dəyişən informasiyaları canlandırmaq üçün uğurla istifadə olunur. Yüksək aydınlıq, iqtisadi səmərəlilik və nisbətən geniş ( $-20 \div +70^\circ \text{C}$ ) işçi temperatur intervalında fəaliyyət göstərə bilməsi belə indikatorların praktikada geniş istifadə olunmasına imkan yaradır.

İndikatorların bir sıra başqa növləri də mövcuddur. Məsələn, mikroelektronika texnologiyasının tətbiqi ilə ayrı-ayrı volfram tellərindən ibarət *vakuüm közərmə indikatorları* vasitəsi ilə lazımi simvolu işıqlandırmaq olar. Stefan-Bolsman qanununa görə volframin temperaturu  $1300^\circ \text{C}$  olduqda onun parlaqlığı

$10000 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2}$ -a qədər çata bilər. Volfram tellərinin yapışdırıldığı

altlıqlar başlanğıcda qara rənglə örtülür ki, bu da yüksək aydınlıq almağa imkan verir. Belə indikatorların fəaliyyət müddəti  $10^4 \div 10^5$  saata qədər olmaqla ağ işıq şüalandırması, müxtəlif işıq filtrləri vasitəsi ilə istənilən rəngin alınmasına imkan yaradır. İndikatorların parlaqlığının onlara tətbiq olunan xarici gərginlikdən asılılığı  $I \sim U^7$  şəklində üstlü qanununa tabe olur. Vakuüm közərmə indikatorlarının əsas çatışmayan cəhəti görünən şüalar üçün kiçik f.i.ə. malik olmalarıdır. Belə ki, işçi temperaturda telin şüalanmasının əsas enerjisi spektrin infra-



qırmızı oblastına uyğun gəlir. Bu indikatorun cəldliyi də yüksək olmur və uyğun zaman müddəti *saniyanin hissələrini* təşkil edir.

*Elektroforez hadisəsindən*, yeni müəyyən rəngə malik yüklü zərrəciklərin digər rəngli dielektrikə nüfuz etmə hadisəsindən, istifadə etməklə də indikatorlar yaratmaq mümkündür. Bu halda tətbiq olunan elektrik sahəsi asılıqan vəziyyətində olan piqmentin hissəciklərini bu və ya digər elektroda doğru hərəkət etdirir. Piqment kimi işlədilən  $TiO_2$  tozcuqları ağ rəngə malik olduqlarından onların hərəkəti elektrodda informasiyanın yazılmasına və ya pozulmasına səbəb olur. Elementin qalınlığı  $50 \text{ mkm}$  olduqda  $30V$  gərginlik,  $1 \frac{mkA}{sm^2}$  cərəyan sıx-

lığında hissəcikləri  $\sim 100 \text{ msan}$  zaman müddətində hərəkət etdirə bilir. Bu indikatorların fəaliyyəti  $10^7 \div 10^8 \text{ tsikl}$  təşkil etməklə,  $-15 \div +50 (^\circ C)$  temperatur diapozonunda baş verə bilər. İndikatorlar yaddaş xassəsinə malikdirlər və tətbiq olunan xarici gərginlik kəsildikdən sonra da informasiya indikatorda uzun müddət saxlanılır. İstifadə olunan piqmenti və dielektrik mayeni seçməklə müxtəlif rənglərin kombinasiyasını reallaşdırmaq mümkündür. Çatışmayan cəhət kimi bu indikatorların nisbətən böyük işçi gərginlik tələb etmələrini və yüksək ətalətliyə malik olmalarını göstərmək olar.

*Elektrolitik indikatorların* işi elektrod üzərinə metal təbəqəsinin *dönən çökdürülmə* prosesinə əsaslanır. Bu halda biri şəffaf olan elektrodlar arasında yerləşdirilmiş elektrolitin elektrolizi prosesində ayrılan metal təbəqə şəffaf elektrodun üzərinə çökür. Bu məqsədlə, başlıca olaraq, gümüşdən istifadə olunur. Gümüşün elektrod üzərinə çökdürülməsi şəffaf elektrod üzərində nazik qeyri-şəffaf təbəqənin yaranmasına səbəb olur ki, bu təbəqə də öz növbəsində işığı udaraq ümumi işıqlı fonda uyğun elementi qaranlıqlaşdırır. Əks istiqamətdə tətbiq olunmuş xarici gərginlik elektrodu yenidən şəffaflaşdırır. Elektrolit indikatorlarının işçi temperatur diapozonunda ( $-40 \div +60 (^\circ C)$ ) xidmət müddəti  $\sim 10^7 \text{ tsikl}$  təşkil edir. Bu indikatorlarda

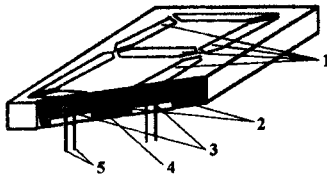
yazılan informasiya bir neçə gün ərzində qoruna bilir. Belə indikatorların başlıca çatışmayan cəhəti onların yüksək ətaletliyə ( $\sim 1$  san) malik olmasıdır.

### § 9.6. Bərk cisim indikatorları

Optoelektronikada istifadə olunan bərk cisim indikatorları *ışığılanan diod* əsasında yaradılır. Işıqlanan diodlar qırmızı, narıncı, sarı və yaşıl rəngli şüalar emissiya etməyə qadirdir. Bu məqsədlə diodlar əsasən  $GaAs_{1-x}P_x$  bərk məhlulu əsasında hazırlanırlar və  $x$ -in qiymətinin  $0,4$ -dən  $1$ -ə qədər monoton dəyişməsi şüalanma spektrinin maksimumunu qırmızıdan yaşıla qədər sürüşdürməyə imkan verir.  $GaP$  kristalı azot atomları ilə aşqarlandıqda yaşıl,  $Zn + O$  kompleksi ilə aşqarlandıqda isə qırmızı rəngli işıq şüalandırır. Son dövrlərdə  $SiC$  əsasında mavi rəngli şüa buraxan diodlar hazırlansa da, onların parametrləri yuxarıda qeyd olunan diodların parametrlərinə nisbətən aşağı, hazırlanma məsrəfləri isə yüksəkdir.

Yarımkeçirici indikatorların artıq nəzərdən keçirilən başqa indikatorlardan başlıca üstünlüyü nisbətən kiçik işçi gərginliyinə malik olmasıdır ki, bu da işıq diodlarını yarımkeçirici integral sxemlərə bilavasitə qoşmağa imkan verir. Bu cihazlar həm də yüksək cəldliyə ( $10^8 \div 10^9$  san), geniş işçi temperatur diapozonuna ( $-60 \div +150$  °C) və böyük xidmət müddətinə ( $\sim 10^6$  saat) malikdirlər.  $GaP$  əsasında yaradılan işıq diodları indikatorlarının şüalandırdığı işığın rəngini bu yarımkeçiriciyə müxtəlif aşqarlar daxil etməklə yaradılan iki  $p-n$  keçiddən ibarət oyuq vasitəsi ilə tənzimləmək mümkündür. Bu halda  $p-n$  keçidlərin hər birini əlahiddə qidalandırmaqla, gözlə görünən yaşıl rəngdən qırmızıya qədər bütün rəng çalarlarını növbələşdirmək mümkündür. Işıqlanmanın rəngini tənzimləmək üçün başqa strukturlardan da istifadə edilə bilər. Belə strukturlara misal olaraq qarşılıqlı paralel birləşdirilmiş müxtəlif rəngli şüalar buraxan iki işıqlanan diodu, antistoks lüminoforlarından istifadə etməklə hazırlanan diodu, şüalanma spektri tətbiq olunan xarici

gərginlikdən asılı olan iki maksimuma malik diodları göstərmək olar. Tətbiq sahəsindən və ölçülərindən asılı olaraq yarımkeçirici indikatorlar *monolit* və *hibrid* şəklində hazırlana bilər. Ölçüsü  $3 \text{ mm}$ -ə qədər olan simvolların canlandırılmasında eyni bir yarımkeçirici kristalda yaradılmış p-n keçidlərdən istifadə etmək mümkündür. Böyük ölçülü işıq panelləri yaratmaq üçün isə ayrı-ayrı işıqlanan diodların plastmass korpusda yığılan hibridindən istifadə olunur (şəkil 9.12). Diodlarda işıqlanan ləkenin ölçüləri kiçik ( $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$ ) olduğundan, şüalanan işığı səpələmək üçün linza, reflektor və digər şəffaf səpici



Şəkil 9.12. Işıqlanan diod indikatorunun quruluşu:

1- inikas seqmentləri, 2- işıqsəpən mühit, 3- işıqlanan diod, 4- plastmass altlıq, 5- elektrik çıxışları

elementlərdən istifadə edilir. Bu quruluş işıqlanan sahəni böyütməklə yanaşı, həm də daxilə qayıtma hadisəsi nəticəsində yaranan optik itkiləri minimuma endirməyə imkan yaradır.

Işıqlanan diod indikatorlarının parlaqlığı  $\sim 10 \div 50 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2}$

tərtibində olsa da, xüsusi hazırlanmış strukturlarda parlaqlığı  $\sim 250 \frac{\text{kd}}{\text{m}^2}$ -a qədər artırmaq mümkündür. Işıqlanma rəngindən asılı olaraq kütləvi istehsalda yarımkeçirici indikatorların işıqverimi  $0,1 \div 1 \frac{\text{lm}}{\text{Vt}}$ , enerji çıxışı isə  $\sim 0,1 \div 0,5 \%$  təşkil edir. İn-

dikatorların f.i.ə.-nin artırılmasında rekombinasiya aktlarında şüalanma keçidlərinin payının artırılması ilə nail olmaq mümkündür. Nəzəri olaraq enerji çıxışını onlarla faizə çatdırmaq  $\sim 100 \div 500 \frac{\text{lm}}{\text{Vt}}$  işıqveriminə uyğun gəlir.

Yarımkeçirici indikator cihazlarının tətbiq sahələri çox genişdir. İstehsal olunan işıqsəpən yarımkeçirici indikatorlar təkcə işıqlanan diodla məhdudlaşmır, seqment şəkilli, matris şəkilli və s. panellər kimi müxtəlif konfigurasiyalara malik ola

bilirlər. Işıqlanan diodlu rəqəm indikatorları elektron saatlarında və mikrokalkulyatorlarda istifadə olunur. Işıqlanan diodlar əsasında informasiyanı inikas etdirən ekranlar üçün modullar hazırlayırlar. Belə şüalandırıcılarda işıqlanan nöqtələrin sayı  $100 \times 100$  və daha çox ola bilər. Diodun volt–amper xarakteristikasının yüksək dikliyə malik olmasını və diodun işıqlanma intensivliyinin temperaturdan kəskin asılılığını nəzərə alaraq bu diodlar panelinin qidalandırılmasında ciddi bircinsliyi təmin etmək tələb olunur. Bu məqsədlə istifadə edilən cihazların dəyəri bəzən diodların özlərinin qiymətlərindən daha baha olur. Bu səbəbdən də işıqsız diod indikatorlu ekranlar başqa prinsiplər əsasında fəaliyyət göstərən ekranlara nisbətən daha baha qiymətə başa gəlir. Həmçinin mövcud ekranların işıqverimi çox aşağı  $\left(1 \frac{lm}{Vt}\right)$  olduğundan, tətbiq edilən güc də başqa ekranlara nisbətən daha yüksək olur.

### § 9.7. Elektrolüminofor indikatorları

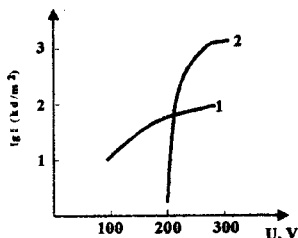
Elektrolüminoforlar əsasında indikatorlar *tozcuqlu və təbəqəli* olmaqla iki qrupa ayrılır. Tozcuqlu elektrolüminofor indikatorlarında deşilmədən əvvəlki (*deşilməqabağı*) elektrolüminessensiya hadisəsindən istifadə edilir. Bu halda güclü elektrik sahəsinə düşən elektron öz enerjisini artıraraq kristal qəfəsin və aşqarların atomlarını ionlaşdırmaq imkanı əldə edirlər. Tozcuqlu elektrolüminessensiya indikatorları tərkibində *mis* (*Cu*) atomları olan materiallar əsasında həm dəyişən, həm də sabit gərginliklərdə fəaliyyət göstərə bilər. Bu lüminoforlar üçün ümumi prinsip tərkibdəki mis atomlarının ikili rolu ilə əlaqədardır. Belə ki, burada mis həm şüalanma mərkəzlərini, həm də elektrik sahəsinin intensivliyini artırmaq üçün enerji çəpərlərini yaratmaqda bilavasitə iştirak edir. Adətən bu çəpərlər tozcuğun fazalarının sərhədində (*ZnS* və *Cu<sub>x</sub>S* arasında) yaranır. Qeyri-stexiometrik *Cu<sub>x</sub>S* fazası ( $x=1,75 \pm 1,96$ ) lüminofor maddəsi sintez olunarkən onun səthində peyda olur.

$Cu_xS$ -in keçiriciliyi  $ZnS$ -ə nisbətən çox böyük olduğundan, elektrik sahəsi çəpərin  $ZnS$  tərəfdən səthində cəmləşir. Elektrolüminessent indikatorun prinsipial sxemi şəkil 9.13-də göstərib. Dielektrik qətran qatın qalınlığı  $50 \div 80$  mkm olmaqla tərkibinə qatılmış lüminoforla çəki nisbəti  $2:1-1:1$  kimi müəyyənləşdirilir. Qətran kimi tezəriyən  $ZnS$  - silikat şüşələrindən, üzvi laklardan, epoksid boyalardan istifadə olunur. Lüminoforda deşilmə hadisəsinin qarşısını almaq və şüalanmanın bir tərəfdən xaric olunmasını təmin etmək üçün istifadə olunan qaytarıcı qatı  $TiO_2$  tozcuqlarından dielektrikə pre-



Şəkil 9.13. Tozcuqlu elektrolüminofor indikatorun quruluşu

1- şüşə altıq, 2- şəffaf  $SnO_2$  elektrodu, 3- dielektrik təbəqə və ya qətranda lüminofor, 4- dielektrik qaytarıcı qat, 5- qeyri-şəffaf elektrod



Şəkil 9.14. Elektrolüminofor indikatorların volt-parlaqlıq xarakteristikası

1- tozcuqlu, 2- təbəqəli indikatorlar üçün

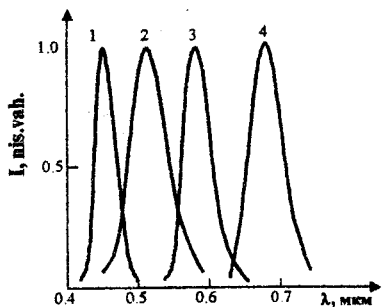
slənmə yolu ilə alınır və onun qalınlığı da dielektrik qatın qalınlığı tərtibində olur. Tozcuqlu elektrolüminofor indikatorun volt-parlaqlıq xarakteristikası şəkil 9.14-də təsvir olunmuşdur.

Bu asılılıq  $I = I_1(f) \cdot U^n$ ,

$I_1(f) \sim f^m$  şəklində qüvvət funksiyası ilə ifadə oluna bilər. Burada  $I$  - indikatorun parlaqlığı,  $U$  və  $f$  uyğun olaraq həyəcanlaşdırıcı gərginliyin

amplitud və tezliyi,  $n$  və  $m$  isə qüvvət göstəriciləri olub uyğun olaraq  $n = 3 \div 4$ ,  $m = 0,7 \div 0,8$  qiymətlərini ala bilərlər. Mislə aşqarlanmış  $ZnS$  lüminoforları hazırlanma texnologiyasından asılı olaraq yaşıl ( $EL-510 M$ ) və mavi ( $EL-455$ ) rəngli şüalar emissiya edirlər. Tozcuqları  $Mn$  ilə aşqarladıqda  $Mn^{++}$  ion daxili keçidlər hesabına narıncı-sarı işıqlanma verən ( $EL-$

580 M), (Zn, Cd) (S, Se) bərk məhlulları Cu ilə aşqarlandıqda isə qırmızı işıqlanma verən (EL- 670) indikatorlar hazırlana bilər. Sənaye əhəmiyyətli bəzi elektrolüminofor indikatorların şüalanma spektrləri şəkil 9.15-də təsvir olunmuşdur. İndikatorun markası onun şüalanma spektrinin maksimumuna uyğun dalğa uzunluğunun nanometrlə qiymətini göstərir. Standart rejimdə (220V, 400Hz) indikatorların parlaqlığı



Şəkil 9.15 Sənaye əhəmiyyətli lüminoforların şüalanma spektri

1-EL-455; 2-EL-510;  
3-EL-580; 4-EL-670.

$10 \div 50 \frac{kd}{m^2}$  təşkil edir. Ən

böyük parlaqlıq sarı və yaşıl rəngli indikatorlara, ən kiçik parlaqlıq isə qırmızı və mavi rəngli indikatorlara uyğun gəlir. Bu cihazların parlaqlığı temperaturdan asılıdır və otaq temperaturunda öz qiymətinin maksimumunu alır. Temperaturun sonrakı artımı həm parlaqlığı, həm də enerji çıxışını azaldır. Belə indikatorların enerji çıxışı  $1 \div 3\%$  təşkil edir. Sabit cərəyanla qidalanan tozcuqlu elektrolüminofor indikatorlarda səthdə  $Cu_xS$  fazasının böyük miqdarı lüminofor qatı boyunca cərəyanın axmasına şərait yaradır. Işıqlanma  $Mn^{++}$  ionlarının zərbələrlə ionlaşması ilə eyni zamanda baş verir. Belə lüminoforlarda enerji çıxışı cərəyan sıxlığının  $5 \frac{mA}{sm^2}$  və tətbiq olunan xarici

gərginliyin  $\sim 100V$  qiymətində  $\sim 0,1\%$  təşkil edir. Mn atomları ilə aşqarlanmış lüminoforlar narıncı-sarı rəngdə işıqlanma, nadir torpaq elementləri ilə aşqarlanma isə yaşıl rəngli şüalanma alınmasına imkan verir. Sonuncu halda indikatorların həm f.i.ə., həm də şüalanma parlaqlığı xeyli aşağı düşür. Nisbətən sadə hazırlanma texnologiyası bu indikatorlar əsasında böyük

sahəyə ( $1 \times 1 \text{ m}^2$ ) və rəvan işıqlanmaya malik panellər hazırlamağa imkan verir. Eyni üsulla çoxrəngli işıqlanmaya malik mikrosxəmlər almaq olur. Artıq belə elektrolüminessensiya işarə indikatorları və mikrosxəmlər sənaye səviyyəsində hazırlanır. Sabit cərəyanla fəaliyyət göstərən tozcuqlu indikatorlar müstəvi ekranlı televiziya qəbuledicilərinin yaradılması üçün istifadə edilir.

Baxılan indikatorların əsas çatışmazlığı onların köhnəlməsi, yeni zaman keçdikcə parlaqlığının azalmasıdır. Parlaqlığın 2 dəfə azalmasına uyğun gələn xidmət müddəti 3000 saat tərtibində olur. Bu müddətin qiyməti tezlik, gərginlik və temperaturun artması ilə daha da kiçilir. Köhnəlmənin əsas səbəbi sulfid-sinkdə  $\text{Cu}$  atomlarının elektromiqrasiyası ilə əlaqədardır. Mis atomları bütün lüminoforların tərkibinə daxil olduğundan, bu çatışmazlığı tozcuqlu lüminoforlarda aradan qaldırmaq mümkün deyil.

*Naziktəbəqəli elektrolüminofor indikatorları* informasiyanı müstəvi ekranlarda inikas etdirmək üçün ən əlverişli strukturlardır. Bu indikatorların sxemi şəkil 9.16-da təsvir olunmuşdur. Şəffaf  $\text{SnO}_2$  elektrodlu şüşə altlıq üzərində buxarlanma yolu ilə əvvəl dielektrik təbəqəsi ( $\text{Al}_2\text{O}_3, \text{Y}_2\text{O}_3, \text{BaTiO}_3$  və s.), sonra  $\text{ZnS}:\text{Mn}$  və ya  $\text{ZnS}:\text{Er, Tb}$ , sonra daha bir dielektrik qatı və nəhayət, qeyri-şəffaf metal elektrodu çəkilir. Alınmış strukturda dielektrik qatlarının qalınlığı  $200 \div 500 \text{ nm}$ , lüminofor qatının qalınlığı isə  $\sim 1 \text{ mkm}$  təşkil edir. Işıqlanan informasiyanın kontrastını artırmaq üçün 5 – dielektrik qatı ilə 6 – qeyri-şəffaf elektrod arasına əlavə işıquducu mühit yerləşdirilir. Bu tip indikatorların işıqlanmasında mis atomları iştirak etmir və şüalanma  $\text{Mn}^{++}, \text{Er}^{+3}, \text{Tb}^{+3}$  və başqa ionlardakı mərkəzdaxili keçidlərə

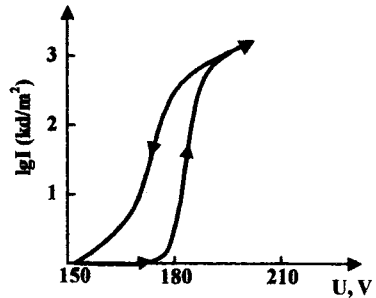


Şəkil 9.16. Təbəqəli elektrolüminofor indikatorun quruluşu:

1 - şüşə altlıq, 2 - şəffaf elektrod ( $\text{SnO}_2$ ), 3, 5 - dielektrik təbəqə, 4 -  $\text{Zn}:\text{Mn}$  təbəqə lüminoforu, 6 - metal elektrod.

uyğun gəlir. Güclü elektrik sahəsi oblastı tətbiq olunan xarici gərginliyin nisbətən böyük qiymətlərində lüminoforu demək olar ki, tam əhatə edir və elektronların tunel effekti vasitəsi ilə lokal səviyyələrdən lüminofor-dielektrik sərhədinə yığılması baş verir. Lüminofor təbəqəsinin quruluşu və lokal səviyyələrin parametrləri şüalanma parlaqlığını təyin edir. Belə indikatorların parlaqlığı  $10^3 \div 10^4 \frac{kd}{m^2}$ -na çata bilər. Dəyişən elektrik

sahəsi ilə həyəcanlaşdırılma halında təbəqəli elektrolüminesent indikatorların işçi gərginliyi  $100 \div 200 V$ , tezliyi isə  $1 \div 5 kHs$  olan kondensatorları xatırladır. Belə indikatorların volt-parlaqlıq xarakteristikaları tozcuqlu lüminoforlara nəzərən daha kəskin dikliyə malik olurlar (şəkil 9.14, 2-ci əyri). Işıqlanma oblastında bu asılılıq  $I = I_1(f) \cdot U^n$  ifadəsinə uyğun gəlir və  $n = 10 \div 30$  kimi böyük qiymətlərə çatır. Aktivatorun ionlarını həyəcanlaşdırmaq üçün elektronları kifayət qədər sürətləndirməyə qadir olan gərginlik *ışığın astana gərginliyi* adlanır. Indikatorun işə düşməsi üçün astana gərginliyinin mövcud olması və xarakteristikanın böyük dikliyi bu indikatorlar əsasında strukturların idarə olunmasına imkan verir. Manqan ionları ilə aktivləşdirilmiş mühitlər sarı-narıncı rəngli ən yüksək enerji çıxışına ( $\sim 0,5\%$ ) malik indikatorlar yaratmağa imkan verir. Başqa rəngli işıqlanmalar almaq üçün  $ZnS$  kristalına  $Tb$  (yaşıl),  $Er$  (qırmızı),  $Pr$  (ağ) aşqarları vurulmalıdır. Bu strukturların enerji çıxışı, şüalanma intensivliyi və xidmət müddəti  $ZnS:Mn$ -a nisbətən aşağıdır.  $ZnS:Mn$  nazik təbəqəli kondensatorlarının vacib xüsusiyyətlərindən biri onların volt-parlaqlıq xarakteristikalarında histerezisin müşahidə olunması ilə informasiyanı yadda saxlaya



Şəkil 9.17. Yaddaş xassəli indikatorun volt-parlaqlıq xarakteristikası



bilməsidir (şəkil 9.17). Histerezisin olub-olmaması dielektrikin materialından və indikatorun hazırlanma texnologiyasından asılıdır. Gərginliyin müəyyən astana qiymətində parlaqlıq kəskin artır, gərginliyin sonrakı azalması isə parlaqlığın monoton azalması ilə müşayiət olunur. Histerezis ilgəyinin orta eni  $20 \div 30$  V tərtibində olub, sətirbəsətir həyəcanlaşma rejimində hiss edilən parlaqlığın xeyli artırılmasına imkan yaradır. Astana alışma gərginliyindən kiçik olmaqla, qiymətcə ona yaxın sabit gərginlik bütün sətirlərə tətbiq olunur, idarəetmə isə 30V-luq impulslarla həyata keçirilir. Növbəti sətərə keçdikdə əvvəlki sətir işıqlanmaqda davam edir və buna görə də ekranın parlaqlığı xeyli güclənir. İdarəedici impulsun gərginliyi tətbiq olunan  $U$  - gərginliyi ilə toplandıqda yaddaş, çıxıldıqda işə informasiyanın silinməsi baş verir. Belə ekranların başlıca və özünü kəskin biruzə verən çatışmazlığı şüalanma histerizesinin zamanından asılı olaraq sürətlə azalması hesabına xidmət müddətinin xeyli aşağı olmasıdır. Yüz saata qədər fasiləsiz işləmə belə ekranlarda yaddaş xüsusiyyətinin yox olması ilə nəticələnir. Hazırda təbəqəli elektrolüminoforların əsas tətbiq sahəsi elektron hesablama maşınlarının (EHM) displeylərinin ekranını işıqlandırmaqdır.  $CdS$  əsasında hazırlanan indikatorlarda eyni zamanda həm fotokeçiriciliyin, həm də şüalanmanın mövcud olması yüksək dikliyə malik xarakteristikalı və yüksək ayırdetmə qabiliyyətli işıq çeviriciləri və xəyal qeydediciləri yaratmağa imkan verir.

İnformasiyanı əks etdirmək üçün işlədilən sənaye əhəmiyyətli indikatorların əsas parametrləri cədvəl 9.1-də verilmişdir.

Cədvəl 9. 1

## Sənaye əhəmiyyətli indikatorların parametrləri

İndikatorun növü	Parlaqlıq, $\left(\frac{kd}{m^2}\right)$	Rəng	Aşırma müddəti (saniyə)	İdarəedici gərginlik (V)	Hər işarəyə tələb olunan güc, (mVt)	Görünmə bucağı (dərəcə)
<b>Aktiv</b>						
Vakuüm-közərmə	500+20000	sarı	$10^{-1} \div 10^{-2}$	5	50-1000	$\pm 60$
Vakuüm-lüminesent	30+1000	göy yaşıl, sarı qırmızı	$10^{-3}$	50+70	100	$\pm 45$
Qaz boşalması	50+900	yaşıl, sarı, qırmızı	$10^{-3} \div 10^{-4}$	70+300	30+500	$\pm 45$
İşıqlanan diodlu	10+400	qırmızı, mavi	$10^{-3} \div 10^{-4}$	1,5+10	10+700	$\pm 50$
Elektrolüminesent tozcuqlu	10+70	yaşıl, sarı, qırmızı	$10^{-2}$	100+200	5	$\pm 80$
<b>Passiv</b>						
Maye kristallı	-	-	$10^{-1}$	3+30	$10^{-3} \div 10^{-1}$	$\pm 30$
Elektroxrom	-	-	$10^{-2} \div 10^0$	0,1+1	$10^{-3} \div 10^{-1}$	$\pm 60$

## X FƏSİL

### OPTRONLAR

#### § 10.1. Optron cütləri

Optoelektronika bütünlüklə optronların yaradılması ilə təşəkkül tapmışdır. İlk optron 1961-ci ildə ABŞ-da yaradılsa da, indi artıq optoelektron cihazların ən başlıca hissələrindən birinə çevrilmişdir.

*Optron cütü* - bir-biri ilə konstruktiv optik və elektrik rəbətində olan idarə olunan işıq mənbəyi ilə yarımkeçirici işıq qəbuledicisinin məcmusudur. Optronlar elektrik və optik signal-ların qarşılıqlı çevrilmələri zamanı müxtəlif funksiyalar yerinə yetirə bilər.

Optronlarda işıq mənbəyi olaraq közərmə lampası, neon lampası və ya elektrolüminessensiya özəyindən istifadə oluna bilsə də, geniş tətbiq tapmış optronlarda işıq mənbəyi qismin-də, bir qayda olaraq, işıqlanan diod və ya yarımkeçirici injek-siya lazerlərindən istifadə olunur.

Optronlarda işıq qəbuledicisi olaraq fotomüqavimət (foto-rezistor), fotodiod, fototranzistor və ya fototiristordan istifadə edilir. Optronun tipi adətən fotoqəbuledicinin növü ilə müəyyənləşir.

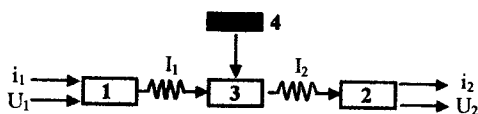
Optron cütündə şüalandırıcı ilə qəbuledici arasındakı mühit *optik kanal* adlandırılır və belə mühit rolunu hava, şüşə, plastmass, eləcə də digər müxtəlif maddələr oynaya bilər. Işıq optik kanalda yayılarkən müxtəlif təsirlərlə onu idarə etmək və yeni informasiyalar daxil etmək mümkündür.

Yalnız bir şüalandırıcı və qəbuledicidən ibarət optron - *optocüt*, mikrosxemlərə birləşdirilmiş bir neçə nizamlayıcı və gücləndirici sistemlərdən təşkil olunmuş sxemlər isə *optoelek-tron integral mikrosxemləri* adlanır.

Optronun prinsiplial sxemi şəkil 10.1-də təsvir edilmişdir. Burada giriş elektrik signalı  $i_1$  cərəyan şiddəti və  $U_1$  gərgin-liyi ilə xarakterizə olunur. Şüalandırıcı (diod və ya lazer) vasi-

təsi ilə bu siqnal  $I_1$  intensivlikli işıq siqnalına çevrilir. Optik kanal vasitəsi ilə ötürülən bu siqnal  $I_2$  intensivliyində fotoqəbulediciyə düşərək onda baş verən əks çevrilmə yolu ilə  $i_2$  cərəyanını və  $U_2$

gərginliyini yaradır. Optik ötürücü mühit idarə olunandırsa (məsələn *elektrooptik*, *maqnitooptik*, *tenzooptik effektlər*



Şəkil 10.1. Optronun prinsipial sxemi:  
1- şüalandırıcı, 2- qəbuledici, 3- optik kanal, 4- idarəedici

*vasitəsi ilə*), onda 4 çeviricisi vasitəsi ilə ötürülən intensivlik  $I_1$ -dən  $I_2$ -yə dəyişə bilər. Şəkil 10.1-dən görüldüyü kimi, optocütler arasında bilavasitə elektrik rabitəsi yoxdur. Bu şərt elektron sxemlərinin giriş və çıxış siqnallarının tənzimlənməsi, onların qalvanik ayrılması (izolə olunması) üçün çox mühümdür. Optocütler arasında həm düz, həm də əks optik və elektrik rabitələrinin mövcud olması, bir sıra sxemlərdə elektrik və optik siqnalların generasiyasına, gücləndirilməsinə, çevrilməsinə imkan verir. İnformasiya optik yolla ötürüldüyündən, belə cihazlar xarici elektromaqnit sahələrinin əngəllərinə qarşı davamlılıq, geniş buraxma zolağına malik olmaq və siqnalı birtərəfli ötürmək xüsusiyyətləri ilə əlamətdardırlar. Optronlarda şüalandırıcının hazırlandığı əsas materiallar yüksək effektivlikli şüalanma qabliyyətinə malik olan  $GaAs$ ,  $Ga_xAl_{1-x}As$  və  $GaAs_xP_{1-x}$  sayılır. Bu materiallar əsasında hazırlanmış işıq diodlarının şüalanması optik spektrin qırmızı ( $0,67 \div 0,7mkm$ ) və yaxın infraqırmızı ( $0,8 \div 0,95mkm$ ) oblastına uyğun gəlir. Işıqlanan diodlu indikatorlardan fərqli olaraq, optron işıq diodlarında işıqlanan ləkə minimum sahəni əhatə edir ki, bu da şüalanma itkilərini minimuma endirməyə imkan verir. Belə diodların işçi gərginliyi  $1,5 \div 2,0V$ , istifadə gücü isə  $1 \div 50 mVt$  olur. Optik kanal üçün material seçdikdə nəzərə almaq lazımdır ki, onun şüalandırıcı ilə spektral həssaslıqlarının uyğunluğu ilə yanaşı, optik itkilərin minimuma endirilməsi üçün sındırma

əmsalları da bir-birinə yaxın olmalıdır. Belə material girişlə çıxış arasında kafi elektrik izolyasiyası ( $\sim 10^{12} \text{ Om}$ ) yaratmaqla yanaşı, həm də optronun konstruksiya tamlığını müəyyən etdiyindən onu müxtəlif xarici təsirlərdən, o cümlədən iqlim dəyişməsindən və radiasiyadan qorunmalıdır. Bu məqsədlə başlıca olaraq üç növ optik kanallardan istifadə olunur. Birinci variantda optik kanal müxtəlif *polimer yapışqanlardan, laklardan, qurumayan özlü silikonlardan, müxtəlif halkogen şüşələrdən* hazırlanır. İkinci variantda optik kanal olaraq *havadan istifadə olunur* və müxtəlif optik linzaların köməyi ilə işığın fokuslanması itkiləri minimuma endirməyə imkan verir. Üçüncü variantda isə optik kanal *lifli işıqötürücülərdən* təşkil olunur. Konkret halda qeyd edilən variantlardan hansının seçilməsi optronun fərdi tətbiq sahəsindən asılıdır. Belə ki, yüksək izolyasiyaya malik olmaqla informasiyanın kiçik məsafələrə optik yolla ötürülməsi tələb olunursa, lifli işıqötürücülərdən, informasiyanı vizuallaşdırmaq və ayırmaq üçün isə hava mühitindən istifadə daha əlverişlidir. Adları yuxarıda sadalanan materialların bir çoxu müxtəlif parametrlərinin dayanıqsızlığı üzündən fərdi çatışmazlıqlara malikdirlər. Məsələn, polimerlərin tərkibində olan  $\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3$ ,  $\text{CH}_2$ ,  $\text{NH}_2$ ,  $\text{NH}$  qrupları tərəfindən rezonans udulma nəticəsində yaxın infraqırmızı oblastda şəffaflıq əmsalı qeyri-sabit olur, istifadə olunan şüşələrin temperatur dəyişməsinə güclü reaksiyası onların parametrlərini dəyişdirir və s. Bütün bu hadisələr optronların stabil fəaliyyətinə təsir göstərir. *Optronların ən böyük üstünlüyü isə elektron sxemlərində qalvanik təcrid olunmanı təmin etməsidir.* Optik kanalı lak və polimerlərdən təşkil olunmuş optronlar nisbətən aşağı elektrik dayanıqsızlığına malik olurlar. *Statik izolyasiya gərginliyi* adlanan və optocütlərin girişi ilə çıxışı arasında maksimal yolverilən gərginliyi xarakterizə edən parametr belə optronlarda  $100 \div 500 \text{ V}$ , hava ötürücülü optronlarda  $1 \div 5 \text{ kV}$ , lifli optronlarda isə  $50 \div 150 \text{ kV}$  tərtibində olur.

Optronların *faydalı iş əmsalı, xidmət müddəti* və digər mühüm xarakteristikaları əsasən şüalandırıcının keyfiyyətliliyi

ilə təyin olunur. Optron elektrik sxemində, başlıca olaraq, işıq qəbuledicisi funksiyasını yerinə yetirdiyindən, istifadə olunan fotoqəbuledici tələb olunan cəldliyə və effektiv parametrlərə malik olmalıdır. Bu səbəbdən optron tipləri şüalandırıcının deyil, fotoqəbuledicinin tipi ilə təyin olunur və uyğun olaraq *fotoresistorlu, fotodiodlu, fototranzistorlu, fototiristorlu* optronlara ayrılırlar (cədvəl 10.1).

Optronlarda fotoqəbuledici kimi, başlıca olaraq, *Si* əsasında hazırlanan fotodiod və fototranzistorlardan istifadə olunur. *p-i-n* strukturlu *Si* fotodiodu öz cəldliyinə və spektral xarakteristikasına görə *GaAs, Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As, GaAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub>*-dən hazırlanmış işıqlanan diodlar ilə yaxşı uzlaşır. *GaP* və onun bərk məhlulları əsasında hazırlanmış işıq diodlarından təşkil olunan optronlarda isə fotoqəbuledici *CdS* və *CdSe* əsasında hazırlanır.

## § 10.2. Optronların əsas xarakteristika və parametrləri

Optron dörd qütblü cihaz olduğundan, onun əsas xarakteristikalarının giriş, ötürmə və çıxış olmaqla üç növü fərqləndirilir. *Giriş xarakteristikası* şüalandırıcının, *çıkış xarakteristikası* isə fotoqəbuledicinin volt-ampere xarakteristikasını müəyyən edir. *Ötürmə xarakteristikası*  $i_2$  - çıxış cərəyanının  $i_1$  - giriş cərəyanından asılılığını ifadə edir. Bu asılılığın qeyri-xəttiliyi ötürülən signalın formasının təhrif olunması ilə nəticələnir. Optronun açılma (işə düşmə) müddəti ( $t_a$ ) çıxış signalının  $t_1$  - artma və  $t_2$  - azalma zaman müddətlərinin cəmi kimi

$$t_a = t_1 + t_2$$

təyin olunur.

Mövcud optronlarda  $t_a$  istifadə olunan fotoqəbuledicilərin tipindən asılı olaraq,  $10^{-9}$  -  $10^{-1}$  san arasında dəyişir. Bir sıra optronların cəldliyi onun fəaliyyətinin tezlik sərhədi ilə təyin

Optron tipləri və parametrləri  
Cədvəl 10.1

Qeydiyyat və parametrlər	Fotomüqavimət optronu	Fotodiod optronu	Tranzistor optronları			Tiristor optronu
			Diod tranzistor optronu	Fototranzistor optronu	Tərkibli fototranzistor optronu	
Sxemlərdə təsviri						
$K_i$ cərəyanın ötürülmə əmsali	1 ÷ 4	0,5 ÷ 3,5		10 ÷ 40	200 ÷ 800	-
Sərhəd tezliyi ( $f_S - MHH$ )	0,005 ÷ 0,01	1 ÷ 10		0,01 ÷ 0,5	0,001 ÷ 0,01	
Qoşulma müddəti ( $t_1 - mksan$ )	$10^3 ÷ 10^5$	0,1 ÷ 1	1 ÷ 2		4 ÷ 10	10 ÷ 30
Açılma müddəti ( $t_2 - mksan$ )	$10^3 ÷ 10^5$	0,1 ÷ 1	1 ÷ 2		4 ÷ 30	30 ÷ 250
Giriş parametrləri $i_1(mA)$ $U_1(V)$	5 ÷ 200 2 ÷ 6	10 – 40 1,1 ÷ 1,8	5 ÷ 20 1 ÷ 2	10 ÷ 40 1 ÷ 2	1 ÷ 30 1 ÷ 5	10 ÷ 800 1 ÷ 3
Çıxış parametrləri $i_2(mA)$ $U_2(V)$	0,2 ÷ 7 5 ÷ 250	0,1 ÷ 1,5 1 ÷ 100	5 ÷ 30 5 ÷ 30	5 ÷ 50 5 ÷ 30	100 ÷ 200 5 ÷ 30	$10^2 ÷ 10^4$ 50 ÷ 1300
$R_{z}(Om)$	$10^9$	$10^9 ÷ 10^{10}$	$1 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^8$	$10^9$	$5 \cdot 10^8$
Sxemlərdə işarə olunma simvolu	OEP	AOD	KOD AOD	AOT	AOT	AOU, TO

olunaraq,  $5kHs ÷ 10MHs$  arasında qiymətlər alır. Optronun cərəyanına görə ötürülmə əmsali

$$K_i = \frac{i_2}{i_1} \quad (10.2)$$

şəklində təyin olunur. Burada  $i_2$  - çıxışdakı,  $i_1$  - girişdəki cərəyanın qiymətidir. Əgər fotoqəbuledicinin  $i_q$  - qararlıq cərəyanı ölçülə biləndirsə, onda ötürmə əmsali

$$K_i = \frac{i_2 - i_q}{i_1} \quad (10.3)$$

şəklində təyin olunur.

$K_i$  optronların pasport parametrini təyin edir və onun qiyməti fotodiod optronu üçün 0,5 qiymətindən fototranzistor optronunda 1000 qiymətinə qədər aralıqda dəyişə bilər.

Optronların digər vacib parametrləri onların *düzümlüyü* və *izolyasiyası* ilə əlaqədardır. Bu parametrlər giriş ilə çıxış elementləri arasında *maksimal yol verilən gərginlik* ( $U_{yv}$ ), *izolyasiya müqaviməti* ( $R_{iz}$ ), giriş və çıxış arasındakı  $C_K$  - *elektrik tutumudur*.

Optronlarda  $R_{iz} \approx 10^{12} \text{ Om}$  olduqda şüalandırıcı və fotoqəbuledici arasında sabit cərəyan vasitəsi ilə əks əlaqəyə imkan verilməsə də, dəyişən cərəyan halında gərginliyin  $\Delta U_2$  qədər sıçrayışı  $\Delta t$  müddətində şüalandırıcıdan

$$i \sim C_K \cdot \frac{\Delta U}{\Delta t} \quad (10.4)$$

şəklində təyin olunan tutum cərəyanının keçməsinə səbəb ola bilər. Ona görə də optronlarda  $C_K$ -nın  $\sim 1 \text{ pFa}$  qiymətinə qədər azaldılması labüddür. Buna isə optik kanalın uzunluğunu artırmaqla nail olmaq mümkündür. Optron tipləri və əsas parametrləri cədvəl 10.1-də təsvir olunmuşdur.



### § 10.3. Optron tipləri

Fotorezistorlu optronlarda işıq qəbuledicisi olaraq əsasən  $CdS$  və  $CdSe$ -dən istifadə olunur. İşıqlanma zamanı fotorezistorun müqaviməti  $R_q$  (qaranlıq müqaviməti) qiymətindən  $R_i$  (ışıda müqavimət) qiymətinə qədər dəyişir. Bir qayda olaraq, fotorezistorlarda  $R_q > R_i$  olur. Fotorezistor optocütlərinin ən

əsas parametrlərindən biri olan  $\frac{R_q}{R_i}$  nisbəti  $\sim 10^4 \div 10^7$  tərti-

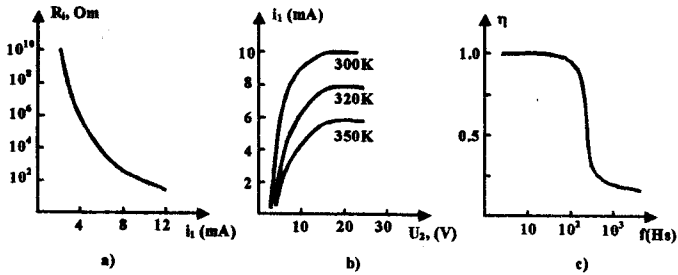
bində qiymətlər alır. Fotorezistorlar adətən böyük etalətiyyə malik olduqlarından, fotorezistor optronlarında işıq mənbəyi olaraq adi közərmə lampalarından da istifadə etmək mümkündür. Belə işıq mənbələri parametrlərinin sabilliyi, böyük xidmət müddəti, ucuz dəyəri ilə əlamətdardırlar və onların işə düşmə müddətinin böyüklüyü ( $10^{-2}$  san) optronun işinə heç bir əngəl törətmir, çünki fotoqəbuledicinin etalətiyyə daha böyük  $10^{-1}$  san tərtibində olur. Közərmə lampaları ilə yanaşı, rezistor optocütü kimi  $GaP$  əsasında hazırlanmış işıq diodlarından da istifadə edilir, çünki axırıncıların şüalanma spektrləri yüksək fəhəssaslığa malik  $CdS$  kristalının fotokeçiricilik spektri ilə yaxşı uzlaşır.

Rezistor optronlarının əsas xarakteristikaları  $R_i(i_1)$  - fotoqəbuledicinin müqavimətinin giriş cərəyanından asılılığı,  $i_2(U_2)$  çıxış volt-ampər xarakteristikası və ötürmə əmsalı  $K$ -nin işığın modulyasiya tezliyindən ( $f$ ) asılılığı şəkil 10.2-də təsvir olunmuşdur. Giriş cərəyanının artması şüalandırıcının işıq selini artırdığından  $R_i$  - kiçilir. Temperaturun yüksəlməsi ilə zonada yükdaşıyıcıların yürüklüyünün azalması hesabına  $R_i$  artır. Bu halda eyni zamanda  $R_q$  də güclü azalır. Hər iki hadi-

sənin nəticəsində  $\frac{R_q}{R_i}$  nisbəti sürətlə azalır. Buna görə də rezistor optronları yalnız nisbətən aşağı temperaturlarda keyfiyyətli

fəaliyyət göstərə bilər. Rezistor optronlarının kifayət qədər ətalətliyi onların istifadə dairəsini məhdudlaşdırır. Tezlik xarakteristikaları vasitəsi ilə şəkil 10.2-də fotorezistor optronunun ətalətliyi nümayiş etdirilmişdir. Fotorezistor optronlarının əsas üstünlüyü onların giriş xarakteristikalarının xəttliliyi və simmetrikliliyi, hər hansı bir təbiətli foto e.h.q. olmaması, çıxışda böyük ( $\sim 250V$ ) gərginliyə malik olmaq imkanı və qaranlıq müqavimətinin yüksək qiyməti ilə əlaqədardır.

Diod optronları əsasən işıqlanan *GaAs* diodları və *p-i-n Si* fotoqəbulediciləri əsasında hazırlanır. Işıqlanan diodun xarici kvant effektivliyi  $\eta_{ke}$  olarsa, onun şüalandırdığı  $I_1$  intensivliyinin  $i_1$  giriş cərəyanından asılılığı



Şəkil 10.2. Fotorezistor optronunun xarakteristikaları

$$I_1 = \eta_{ke} \frac{i_1}{e} h\nu \quad (10.5)$$

kimi təyin olunur. Bu intensivlik fotoqəbulediciyə düşdükdə fotocərəyan  $I_2$  qiymətinə malik olarsa, fotoionlaşmanın kvant çıxışı  $\eta_3$  olduqda, çıxışda yaranan cərəyan

$$i_2 = e\eta_3 \frac{I_2}{h\nu} \quad (10.6)$$

olar.

(10.5) və (10.6) ifadələrindən istifadə etməklə cərəyanın ötürülmə əmsalı üçün

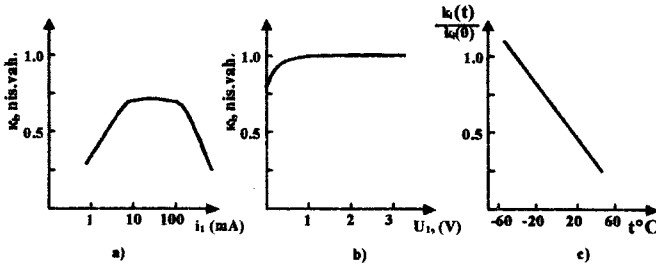
$$K_i = \frac{i_2}{i_1} = \eta_{ke} \eta_3 \frac{I_2}{I_1} = \eta_{ke} \eta_3 K' \quad (10.7)$$

ifadəsi alınar. Burada  $K' = \frac{I_2}{I_1}$  - işıq diodundan fotoqəbulediciyə qədərki yol boyunca baş verən optik itkiləri nəzərə alan kəmiyyət olub, *intensivliyin ötürülmə əmsalı* adlanır. Əgər fotoqəbulediciyə düşən hər bir foton yükdaşıyıcı yaradırsa,  $\eta_3 \cong 1$  olur. Qeyd edək ki, bu şərt *p-i-n* fotodiodlarında da ödənilir. Bu halda cərəyanı ötürmə əmsalı

$$K_i = \eta_{ke} K' \quad (10.8)$$

olur. Real işıq diodlarında  $\eta_{ke} \cong 0,1$  qiymətini ala bildiyindən, hətta ideal ötürücü mühit halında da ( $K'=1$ ) diod optronlarında cərəyanın ötürülmə əmsalı cəmi bir neçə faiz təşkil edir. Bir çox hallarda  $K' < 1$  olması  $K_i$ -ni daha da kiçildir. Şəkil 10.3-də diod optronları üçün cərəyanın ötürülmə əmsalının giriş cərəyanı  $i_1$ -dən, çıxış gərginliyi  $U_2$ -dən və temperaturdan asılılığı təsvir olunmuşdur. Şəkil 10.3, a-dan görünür ki, giriş cərəyanının orta qiymətlərində onun qiymətinin geniş dəyişmə intervalında  $K_i$ -nin qiyməti sabit qalır. Bu, işıq diodunun kvant effektivliyinin cərəyandan asılılığında müşahidə olunan xarakterik oblasta uyğun gəlir. Kiçik cərəyanlarda  $\eta_{ke}$ -nin cərəyandan asılı olaraq artması da, böyük cərəyanlarda azalması da, işıqlanan diodun xarakteristikaları ilə uyğunluq təşkil edir. Fotoionlaşmanın kvant çıxışının sabit olması və lüks-ampere xarakteristikasının xəttilik diapozonu  $K_i$ -nin sabitliyini təmin edir. Böyük cərəyanlarda optocütlərin hər hansının qızması kvant çıxışının ( $\eta_{ke}$ ,  $\eta_3 - nin$ ) və  $K_i$ -nin azalması ilə müşayiət olunur. Şəkil 10.3,b-də cərəyanın ötürülmə əmsalının fotodioda tətbiq edilmiş əks gərginlikdən asılılığı təsvir olunmuşdur. Qəbuledici fotodiod rejimində işlədikdə cərəyanın ötürülmə əmsalı demək olar ki, əks gərginlikdən asılı ol-

mur.



Şəkil 10.3. Diod optronlarında cərəyanın ötürülmə əmsalının giriş cərəyanından (a), çıxış gərginliyindən (b) və temperaturdan (c) asılılığı

Bütünlüklə diod optronlarının hamısında ötürülmə əmsalı bir neçə faiz təşkil etdiyindən, onların çıxış cərəyanları çox kiçik olur. Diod optronlarının zaman parametrləri kimi təqdim olunan *aşırma müddəti*  $0,1 \div 10 \text{ mksan}$  tərtibində olmalıdır. Lakin çıxış cərəyanının kiçik qiyməti böyük çıxış müqavimətləri tələb etdiyindən *yenidən dolma müddəti* onu xeyli böyüdü. *Yenidən dolma* müddəti həm çıxış müqavimətindən, həm də optocütlərin tutumundan asılı olur və  $R_y = 2 \div 20 \text{ kOm}$ ;  $C = 50 \text{ pF}$  qiymətlərində bu müddət  $\sim 1 \text{ mksan}$  təşkil edir. Diod optocütlərində fotoqəbuledici ventil rejimində fəaliyyət göstərərsə, optronun gərginlik mənbəyi kimi istifadə etmək olar. Bu məqsədlə hazırlanan optronlarda ötürülmə əmsalı nisbətən böyük olsa da, faydalı iş əmsalı bir faizdən yuxarı qalxmır.

Tranzistor optronlarının üç növü mövcuddur (cədvəl 10.1). *Diod-tranzistor* optronlarında işıq qəbuledicisi kimi işlədilen fotodiodun çıxışı tranzistorun bazasına birləşdirilir. Digər tip optronlarda qəbuledici sadəcə *fototranzistor* ibarətdir. Üçüncü növ tranzistor optronlarında qəbuledici qismində *tərkibli fototranzistorlar* işlədilir. Hər üç növ tranzistor optronu üçün əsas parametrlər cədvəl 10.1-də təsvir olunmuşdur. Tər-

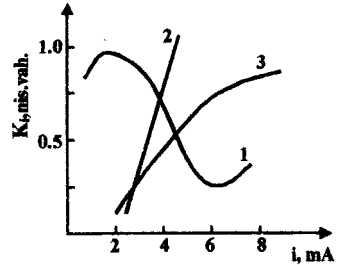
kibli fototranzistorlardan istifadə etdikdə cərəyanın ötürülmə əmsalı daxili güclənmə nəticəsində çox yüksək olsa da, diod-tranzistor optronlarının çevikliyi daha yüksəkdir. Bu növ bütün

optocütler üçün ötürülmə və cəldlik əmsallarının  $D = \frac{K_i}{t_n}$  nis-

bəti giriş cərəyanının geniş dəyişmə intervalında sabit qalır. Beləliklə, optronun çevikliyi artdıqca ötürülmə əmsalı kiçilir, onların nisbəti isə sabit qalır.  $D$  - bir parametrlə olaraq optronun *keyfiyyət əmsalı* adlanır. Keyfiyyət əmsalının qiyməti izolyasiya gərginliyindən asılı olur və bu parametrlə  $U_{iz} = 1 \div 5 kV$  qiymətlər oblastında  $D = 0,1 \div 1 \frac{\%}{mksan}$  qiymətlərini alır. Di-

od optronlarında olduğu kimi, tranzistor optronlarında da şüalandırıcı qismində *GaAs* işıqlanan diodları, fotoqəbuledici qismində isə *Si* fotodiodları işlədilir.

Tranzistor optronlarında (1 - diod-tranzistor, 2 - tərkibli tranzistor, 3 - adi fototranzistor optronları) cərəyanın ötürülmə əmsalının giriş cərəyanından asılılığı şəkil 10.4-də təsvir olunmuşdur. Şəkil 10.3 ilə müqayisədən görünür ki, tranzistor optronlarının ötürülmə əmsalları diod optronlarından xeyli böyükdür. Bu fərq qəbuledici tranzistorda güclənmə əmsalının baza cərəyanından asılılığı ilə



Şəkil 10.4. Tranzistor optronlarında cərəyanın ötürülmə əmsalının giriş cərəyanından asılılığı

əlaqədardır və buna görə də cərəyanın ötürülmə əmsalı  $i_1$ -dən daha güclü asılı olur. Işıqlanan diod optronlarının hamısında olduğu kimi, tranzistor optronlarında da temperaturun artması ilə ötürülmə əmsalının azalması müşahidə olunur ki, bu da şüalandırıcı və qəbuledicinin kvant effektivliyinin dəyişməsi ilə əlaqələndirilir. Temperaturun artması eyni zamanda tranzistor optronunun *ətalətliyini* və *qəbuledicinin qaranlıq cərəyanını*

artırır. Bu dəyişmə tərkibli tranzistorlar halında daha parlaq nəzərə çarpır və temperaturun  $25 \div 100^{\circ}C$  intervalında dəyişməsi qaranlıq cərəyanın qiymətini  $\sim 10^5$  dəfə artırır.

Tiristor optronları əsasən böyük cərəyan və yüksək voltlu dövrlərdə *açar* kimi istifadə olunur. Belə dövrlər radioelektron ( $i_2 = 0,1 \div 10A$ ,  $U_2 = 50 \div 600V$ ) və ya elektrotexniki ( $i_2 = 10 \div 300A$ ,  $U_2 = 100 \div 1500V$ ) məqsədli ola bilərlər. Bu cihazların əsas üstünlükləri yük müqavimətində böyük güc düşgünlərini idarə etməklə, giriş dövrlərini inteqral mikrosxemlərlə uyuşdurmaq xüsusiyyətinə malik olmalarıdır. Tiristor optronlarının əsas parametrləri *cədvəl 10.1*-də təsvir olunmuşdur. Tiristor optronları kommutativ gərginlik və cərəyanların aşırma müddətinin qiymətlərinə görə qruplaşdırırlar. Belə optronlar üçün etalətliyin tipik qiymətləri *cədvəl 10.1* -də verilmişdir. Tiristor optronları *açar* rejimində fəaliyyət göstərdiklərindən, onlar üçün cərəyanın ötürülmə əmsalı  $K_i$  öz mənasını itirir. Bu baxımdan, belə optronlar, başlıca olaraq, açılış üçün giriş cərəyanının nominal qiyməti  $i_i$  və açılışdan əvvəlki çıxış cərəyanının qiymətini xarakterizə edən *əngəllərin maksimal yol verilmə qiyməti* ( $i_{\pi}$ ) ilə xarakterizə olunur. Müxtəlif növ tiristor optronlarında bu parametrlər uyğun olaraq  $i_i \sim 20 \div 200mA$  və  $i_{\pi} = 0,5 \div 1,0mA$  tərtibində olur.

Optronlu mikrosxemlərdə inteqral elektron sxemlərinin elementləri ilə uzlaşan bir və ya bir neçə optocütlərdən istifadə olunur. Belə mikrosxemlər əsasən hibrid şəkildə bir korpus üzərində yığılırlar. Optronlu mikrosxemlər əlahiddə optronlara nisbətən daha geniş tətbiq sahəsinə malik olmaqla üç qrupa bölünür.

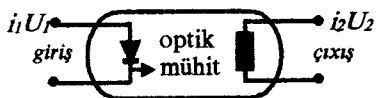
Birinci qrupa *çeviricili mikrosxemlər* daxildir. Bu mikrosxemlərə misal olaraq diod optronunun standart mikrosxem (məsələn, halı çıxış gərginliyinin qiymətinə görə fərqlənən 2495 PP1) ilə birləşməsini göstərmək olar. Bu halda inteqral sxemin iki statik vəziyyəti optron vasitəsi ilə idarə olunur.

İkinci qrup optronlu mikrosxemlər siqnalların analoqlu çevrilməsi vəzifəsini yerinə yetirirlər. Bu halda fotoelement funksiyasını yerinə yetirən iki diod optronuna qoşulmuş mikrosxem, tezliyi geniş intervalda dəyişən transformator kimi fəaliyyət göstərə bilər.

Üçüncü qrup optronlu mikrosxemlər *rele* rolunu oynayır-lar və güc dövrlərində cərəyan və gərginliyin kommutasiyası üçün istifadə olunur.

#### § 10.4. Optocütələr arasında əlaqə

Optronda şüalandırıcı ilə qəbuledici arasında həm elektrik, həm də optik rabitə mövcud ola bilər. Daxili düzünə optik rabitenin mövcud olduğu optronun prinsipial sxemi şəkil 10.5-də təsvir olunmuşdur. Burada girişdəki elektrik siqnallarının güclənməsi və ya sadəcə çevrilməsi prosesinə baxaq. İşıqlanan dioddan axan giriş cərəyanının dəyişməsi diodun şüalanma intensivliyinin, fotoqəbulediciyə düşən işıq selinin dəyişməsi isə onun uyğun parametrlərinin dəyişməsinə səbəb olur. Çıxış dövrəsinə qoşulan yük müqavimətindəki gərginlik düşküünün dəyişməsinin daha yaxşı hiss olunması üçün şüalandırıcı və fotoqəbuledicinin spektral xarakteristikaları bir-biri ilə uzlaşmalıdır. Elementlər arasında əks elektrik rabitəsi giriş və çıxışın tam qalvanik izolyasiyası hesabına aradan qaldırıldığından, elektrik dövrəsinin ayrı-ayrı hissələri bir-birindən asılı olmadan idarə edilə bilər.



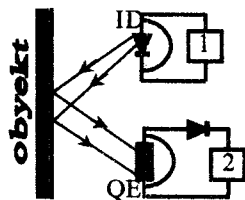
Şəkil 10.5. Optik rabitəli optoelektron cütünün prinsipial sxemi

Optronlardan həm informasiyaları formalaşdırmaq, həm də müəyyən informasiyaların optik üsulla əldə olunması məqsədi ilə istifadə etmək mümkündür. Kontaktsiz (*uzaqdan*) idarəetmə texnikasında obyektlərin vəziyyətinə və onların səthlərində baş verən dəyişikliklərə nəzarət etmək üçün açıq optik kanallı optronlardan istifadə edilə bilər. Belə optronların iki

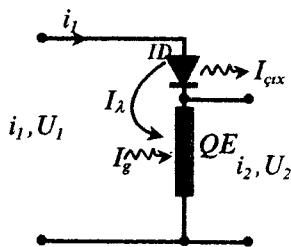
növü mövcuddur. Birinci növ optronlar optik kanala düşən yad qeyri-şəffaf cisimləri hiss edən, ikincilər isə hər hansı səthdən qayıdan işıqda baş verəcək dəyişikliyi hiss edən (*qaytarıcı*) cihazlardır. Açıq kanallı optronların optik kanalında hava aralığı mövcud olduğundan, cərəyanın ötürülmə əmsalı kiçik qiymətə malik olur. Qaytarıcı optronlarda bu kəmiyyət qaytarıcı səthin xassələrindən və şüalandırıcıdan səthə qədər olan məsafədən asılıdır.

Açıq kanallı qaytarıcı optronların prinsipial sxemi şəkil 10.6-da təsvir olunmuşdur. Burada 1 – impuls generatoru ilə qidalanan İD işıqlanan diodunun buraxdığı şüalanma obyektədən əks olunaraq QE qəbuledicisi tərəfindən qəbul edilərək gücləndiriciyə ötürülür. Qəbuledici kimi cədvəl 10.1-də göstərilən hər bir strukturadan istifadə oluna bilər. Sonra signal gücləndiricilərdən keçərək 2 – qeydedicisinə daxil olur. Obyektə baş verən hər hansı cüzi dəyişiklik qayıdan signalın təhrifi şəklində qəbuledicidə qeyd olunacaqdır, lakin bu halda kənar işıqların QE qəbuledicisinə təsir göstərə bilməməsi üçün bir sıra əlavə tədbirlər görülməlidir. Yalnız lifli optik kanala malik bu tipli optronlar əhəmiyyət kəsb edir. Belə cihazlara bəzən *optoelektron zond* da deyilir.

Optronların fəaliyyətində həm müsbət, həm də mənfi əks optik rabitə mümkündür. Əks optik rabitənin mümkünlüyü üçün optocütler arasında optik rabitə ilə yanaşı, həm də elektrik rabitəsi mövcud olmalıdır. Bu səbəbdən belə cihazlar *elektro-optik rabitəli optronlar* adlanırlar. Əks müsbət optik rabitəli optronun iş prinsipinə nəzər yetirək (şəkil 10.7). Bu halda işıq-



Şəkil 10.6. Açıq kanallı optoelektron ölçücüsü

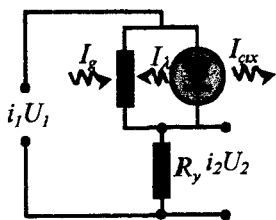


Şəkil 10.7. Müsbət əks optik rabitəli optronun fəaliyyət sxemi



lanan diodun işıq buraxması əks müsbət rabitə hesabına onun şüalanma intensivliyinin *daha da artması* ilə nəticələnir. Bu proses aşağıdakı kımı təqdim oluna bilər. Sabit giriş gərginliyində ( $U_i = \text{const}$ ) kənar  $I_g$  - giriş şüalanması vasitəsi ilə fotoqəbuledicinin müqavimətinin azalması işıqlanan diodda gərginlik düşküsünü artırdığından onun şüalanma intensivliyi artır. Diodun şüalanması qismən fotoqəbuledici tərəfindən qəbul edildiyindən, bu şüalanmanın sonrakı artımı diodda düşən gərginliyi artırır ki, bu da şüalanma intensivliyinin sonrakı artımına səbəb olur.  $I_g$  - giriş şüalanmasının dəyişməz qiymətində giriş gərginliyinin artması ilə diodun şüalanmasının fotoqəbuledici tərəfindən qəbulu onun müqavimətini azaldır. Bu isə, öz növbəsində, diodda düşən gərginliyin artması ilə onun şüalanma intensivliyini daha da artırır. Belə optronlar həm elektrik, həm də optik girişlərə və çıxışlara malik olurlar. İstənilən halda optron elə hazırlanmalıdır ki, diodun şüalandırdığı işığın heç olmasa müəyyən bir hissəsi fotoqəbulediciyə düşsün. Fotoqəbuledici isə diodun buraxdığı şüalara həssas olmalıdır. Bu prosesləri elə tənzimləmək mümkündür ki, həm çıxış cərəyanını, həm də çıxış intensivliyini sıçrayışla dəyişməyə imkan olsun.

Mənfi əks optik rabitəli optronlarda diodun şüalanması həmin diodun işıqlanmasının *zəifləməsi* üçün zəmin yaradır. Belə optronun iş sxemi şəkil 10.8-də təsvir edilmişdir. Bu halda şüalanan diodla fotoqəbuledici bir-birinə paralel birləşdirilmişdir.



Şəkil 10.8. Mənfi əks optik rabitəli optron

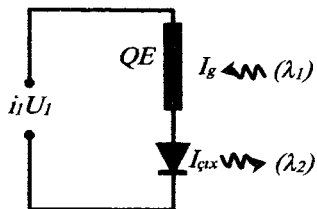
Giriş gərginliyinin artması ilə dioddan axan cərəyanın artması baş verir və diod işıq saçır. Bu  $I_2$  - şüalanması fotoqəbulediciyə düşərək onun müqavimətini azaldır, axan cərəyanın qiymətini isə artırır. Nəticədə giriş cərəyanının artması baş versə də, dioddan axan cərəyanın azalması səbəbindən onun şüalanma intensivliyi zəifləyir. Bu prosesi

həm də sərbəst (kənar)  $I_g$  şüalanması ilə tənzimləmək

mümkündür. Belə optronların əsas xüsusiyyəti onların giriş xarakteristikasının qeyri-xətti olmasıdır.

Elə optronlar da mövcuddur ki, onlarda işıq mənbəyi ilə fotoqəbuledicinin spektral xarakteristikaları uyğun gəlmir, yəni *daxili optik rabitə* mövcud olmur.

Belə optronlara misal olaraq elektrik rabitəli cihazın prinsipial sxemi şəkil 10.9-da verilmişdir. Burada işıqlanan diodla heç bir əlaqəsi olmayan giriş optik signalı  $I_g$  - optronun QE fotoqəbuledicisinin spektral həssaslığına uyğun seçilir və onun müqavimətini azaldır. Bu halda qəbuledici ilə işıqlanan diod



Şəkil 10.9. Elektrik rabitəli optocütler

ardıcıl birləşdirildiyindən, tətbiq olunan  $U_1$  - giriş gərginliyinin bu obyektlərdə yenidən paylanması baş verir və diodda gərginlik düşgüsü artır. Nəticədə, işıqlanan diod şüalanmağa başlayır və bu şüalanmanın spektri dioda məxsus olduğundan, onun  $I_g$  intensivliyi ilə heç bir əlaqəsi olmur. Belə strukturlar işığın dalğa uzunluğunu dəyişdirmək, görünən şüaları infraqırmızı, rentgen şüalarını görünən şüalara çevirmək və başqa məqsədlər üçün istifadə edilir.

## XI FƏSİL

### İNTEQRAL OPTİKA ELEMENTLƏRİ

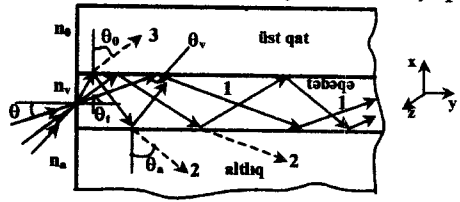
XX əsrin 70-ci illərində optika, fizika və inteqral sxemlər texnologiyasının vəhdətindən optoelektronikanın yeni sahəsi *inteqral optika* yarandı. İnteqral optika ifrat yüksək tezliklər texnikasının, səth hadisələri fizikasının, nazik təbəqələr texnologiyasının ən yeni nailiyyətlərindən bəhrələnilir. Altlıqlar üzərində alınmış müstəvi dielektrik dalğaötürücülərində baş verən optik hadisələr əsasında yaradılan müasir inteqral optika sxemləri informasiyanın optik və optoelektron vasitələrlə işlənməsinin əsasını təşkil edir. İnteqral optika sxemləri elektron inteqral sxemlərin optik analoqu kimi, bir-biri ilə müstəvi işıqötürücülər vasitəsi ilə optik əlaqədə olan nazik təbəqəli koherent və ya qeyri-koherent işıq şüalandırıcısı, modulyator, deflektor, fotoqəbuledici və işıq filtrlərinin müxtəlif növ kombinasiyasından ibarət olur. Bu sxemlərdəki işıq-ötürücülər uyğun elektron inteqral sxemlərinin elementləri arasında əlaqə yaradan metal çıxışları xatırladır. İnteqral optika sxemlərinin idarə edilməsi müəyyən olunmuş kontaktlara elektron qurğuları vasitəsi ilə elektrik sahəsi tətbiq etməklə həyata keçirilir. İnteqral optika sxemlərinin fəaliyyəti girdə en kəsiyə malik nazik işıq ötürücüsü olan *liflər* vasitəsi ilə də həyata keçirilə bilər. Optik şüalanmanın liflərlə ötürülməsi optoelektronikada müstəqil istiqamət kimi «*lifli optik rabitə*»-nin yaranması ilə praktik əhəmiyyət kəsb edir. Beləliklə, *inteqral optika işığın müstəvi ötürücülər, nazik təbəqələr və liflər vasitəsi ilə ötürülməsi və idarə olunması məsələləri ilə məşğul olan elm sahəsidir.*

#### § 11.1 Müstəvi dalğaötürücüləri (ışıqötürücüləri)

İnteqral optikanın əsas elementlərindən biri  $n_v$  sındırma əmsalına malik dielektriklərin daha kiçik sındırma əmsallı

( $n_a < n_v$ ) altlıqlar üzərində alınmış nazik təbəqələrindən ibarət olan *müstəvi optik dalğaötürücülərdir* (şəkil 11.1).

Bu dalğaötürücülərə *ışığıötürücüləri də* deyirlər. Işıq-ötürücülərin üzərinə sındırma əmsalı  $n_0 < n_v$ ;  $n_v$  olan dielektrik qatı çəkilə bilər və ya hava qatı yerləşə bilər. Ötürücülərə əsas tələbat işçi dalğa uzunluğunda dielektrik materialın və onun üzərindəki qatın kifayət



Şəkil 11.1. Çoxqatlı dielektrik təbəqədə şüaların yolu  
1-ışığıötürücü qanad; 2-altlıq qanadı; 3-şüalanma qanadı

qədər *şəffaf* olması və ötürücünün *sərhədlərinin* kifayət qədər *hamar* (şümal) olmasıdır. Müstəvi dielektrik işıq ötürücüdə baş verən proseslər adi həndəsi optikanın qanunları ilə izah oluna bilsə də, lazım gəldikdə dalğa optikasından da istifadə olunur. Dielektrik dalğaötürücüsünün qalınlığı istifadə olunan işıq şüasının dalğa uzunluğu tərtibində ( $0,1-10 \text{ mkm}$ ) olarsa, adi optik hadisələrdə baxılmayan, ifrat yüksək tezliklər (İYT) diapozonunda radiodalğaötürücülərdə baş verən hadisələrə analogi xüsusiyyətlər meydana çıxır. Ayrılma sərhədində işığın düşmə bucağından və sındırma əmsalları arasında münasibətdən asılı olaraq düşən işıq qanadlara ayrılır. Əgər işıq təbəqə boyunca yayılırsa, istiqamətlənmiş və ya *dalğaötürücüsü qanadı* (1-şüası), altlıqdan xaric olarsa (2 şüası) *altlıq qanadı*, üst qatdan xaric olunarsa (3 şüası) *radiasiya və ya şüalanma qanadı* adlanır.

Şəkil 11.1-də təsvir olunmuş planar quruluşu təhlil edək. Işıqötürücünün ucuna sındırma əmsalı  $n=1$  olan mühitdən  $\theta$  bucağı altında işıq şüa-ları göndərilərsə, işıq enerjisinin bir qismi hə-min bucaq altında əks olunur. Sınan şüa isə  $\theta_i$  bucağı altında dielektrik mühitə daxil olar. Sınma qanununa uyğun olaraq  $\theta_i$  və  $\theta$  bucaqları arasında

$$\sin \theta = n_v \sin \theta_i \quad (11.1)$$

kimi əlaqə mövcuddur.  $\theta$  bucağının qiymətini tənzimləmək mümkündür. Şəkil 11.1-ə əsasən bucaqlar arasında həndəsi optikadan məlum olduğu kimi

$$\theta_v = \frac{\pi}{2} - \theta_t$$

münasibəti ödənilir. Əgər  $n_v > n_a$ ;  $n_0$  şərti ödənilərsə, onda  $\theta$  bucağının kiçik və ya  $\theta_v$  bucağının böyük qiymətlərində sərhəddən tam daxili qayıtma hadisəsi baş verir. Bu halda altlıqdan və üst qatdan heç bir işıq şüası xaric olunmur, dielektrik təbəqənin daxilinə qayıdan şüa enerji itkisinə məruz qalmadan işıqtürücü boyunca yayılır. Tam daxili qayıtmanın baş verdiyi ən kiçik bucaq *limit bucağı* adlanır. Limit bucağının qiyməti  $n_v$  ilə  $n_a$  və  $n_0$ -nin qiymətləri arasındakı nisbətdən asılı olaraq altlıqdan və üst qatdan qayıdan şüalar üçün uyğun olaraq

$$\varphi_a = \arcsin(n_a/n_v) \quad (11.2)$$

$$\varphi_0 = \arcsin(n_0/n_v) \quad (11.3)$$

ifadələri ilə təyin olunur.

Altlıq və üst mühitin sındırma əmsalları fərqlənərsə, onda  $\varphi_a \neq \varphi_0$  olar. Qeyd etmək lazımdır ki, bu fərq dielektrik dalğaötürücülərində adətən  $10^{-2}$ -dən kiçik olur. Əgər işığın dielektrik dalğaötürücüsünə düşmə bucağı  $\theta$ , həm  $\varphi_0$ -dan, həm də  $\varphi_a$ -dan kiçik olarsa, onda heç bir səthdə tam daxili qayıtma baş verməz, 3 şüası altlıqdan və üst qatdan qismən qayıdaraq, tədricən zəifləyər. Bu *şüalandırıcı qanada* uyğun gəlir. Belə şüa şəffaf altlıqdan və üst qatdan xaric olunur.

Əgər  $\theta$  bucağı o qədər azaldılsa ki, sərhəddə düşmə bucağı üçün  $\varphi_0 < \theta_v < \varphi_a$  şərti ödənilsin, onda dielektrikdə yayılan şüanın üst qatdan tam daxili qayıtması, altlıqla sərhəddən isə qismən xaric olunması baş verir. Şəkil 11.1-də 2 şüası kimi təqdim olunan şüa *altlıq qanadı* adlanır. Nəhayət,  $\theta_v > \varphi_0$ ,  $\varphi_a$  şərtini ödəyən  $\theta$ -nın kiçik qiymətlərinə uyğun gələn 1-şüaları dielektrik təbəqənin hər iki sərhəddindən tam daxili

qayıtmaya məruz qalaraq dalğaötürücü boyunca itkisiz yayılar. Bu şüa *dalğaötürən qanadı* adlanır. Düşən şüalar üçün bu şərti ödəyən bucaq  $\theta_a$  ilə işarə olunarsa, dalğaötürücü qanadın mövcud olması üçün

$$\sin \theta_a = n_v \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_a\right) = n_v \cos \varphi_a \quad (11.4)$$

şərti ödənilməlidir. Müvafiq çevrilmələr aparıldıqdan sonra bu şərt

$$\sin \theta_a = (n_v^2 - n_a^2)^{1/2} = NA \quad (11.5)$$

ifadəsinə çevrilir. Burada  $NA$  ilə işarə olunan kəmiyyət *dalğaötürənin ədədi aperturu* adlanır.

Dalğaötürən qanad işıq enerjisini ötürməyə imkan verdiyindən praktiki cəhətdən faydalıdır, lakin altlığın və üst qatın xassələri dalğaötürən qanada təsir edir. Belə ki, tam daxili qayıtmada işıq dalğası daha kiçik optik sıxlığa malik olan mühitə qismən nüfuz etməklə tam daxili qayıtma qanununu pozur. Bu hadisə kvant mexanikasındakı *tunel effektinin* optik analoqudur. Sındırma əmsalı kiçik olan mühitə nüfuz edən işıq dalğasının intensivliyi sərhəddən uzaqlaşdıqca eksponensial qanunla azaldığından, tam daxili qayıtma hadisəsinin pozulmasının kəmiyyət parametri kimi *nüfuzetmə dərinliyinin effektiv qiyməti* anlayışından istifadə olunur. Nüfuzetmə dərinliyinin effektiv qiyməti keçən işıq intensivliyinin  $e$ -dəfə azalmasına uyğun gələn məsafə kimi təyin olunmaqla, həm düşmə bucağından, həm də sərhəd materiallarının sındırma əmsalları arasındakı münasibətdən asılıdır. Baxılan strukturda hər iki sərhəddən tam daxili qayıtmanın pozulmasının effektiv dərinliyi uyğun olaraq

$$h_0 = \left[ \frac{\omega}{c} n_v \sqrt{\sin^2 \theta_v - \frac{n_0^2}{n_v^2}} \right]^{-1} \quad (11.6)$$

və

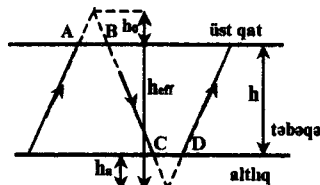
$$h_a = \left[ \frac{\omega}{c} n_v \sqrt{\sin^2 \theta_v - \frac{n_0^2}{n_a^2}} \right]^{-1} \quad (11.7)$$

olur. Bu ifadələrdə  $\omega$ -ışığın dairəvi tezliyi,  $c$ -isə vakuumdakı sürətidir. Bu minvalla dalğaötürənin effektiv qalınlığı  $h_0 + h_a$  qədər artır. Bu hadisə *Qus-Xanxen effekti* adlanır.

Qus- Xanxen effekti işığın dalğa səthinin normalının

istiqaməti ilə şüanın yayılma istiqamətinin üst-üstə düşməməsi nəticəsində meydana çıxır. Bu effektə görə şüanın B- qayıtma nöqtəsi A- düşmə nöqtəsinə görə fəza sürüşməsinə məruz qalır (şəkil 11.2). Bu sürüşmə dielektrik dalğaötürücülərdə enerjinin verilmə prosesində həndəsi optikanın prinsiplərini başa düşməyə imkan yaradır. Beləliklə,

Qus-Xanxen effektinə görə işığın sərhədlərdə qismən udulması baş verir və tam daxili qayıtmada qaytarma əmsalı vahiddən kiçik olur. (11.6) və (11.7) ifadələrinin müqayisəsindən görünür ki, dalğaötürən qanadın altlığa nüfuzetmə dərinliyi üst qata nisbətən xeyli böyükdür. Hər iki dərinliyin mövcud olması, dalğaötürən qanadın intensivliyini azaltdığından, itkiləri minimuma endirmək üçün altlıq mümkün qədər şəffaf olmalıdır. Işıq şüasının şəkil 11.1-də göstəriləyi kimi dalğaötürəndə yayılmasında işığın dielektrik təbəqə boyunca yayılma məsafəsi işıq şüasının qət etdiyi trayektorianın uzunluğundan kiçik olduğundan, optik dalğaötürənləri təsvir etmək üçün



Şəkil 11.2. Qus-Xanxen effektini nəzərə almaqla işıqötürücüdə tam daxili qayıtma  $h_{eff} = h + h_0 + h_a$

əvəzinə

$$\beta = \frac{\omega}{c} n_v \cdot \sin \theta_v \quad (11.8)$$

kimi təyin olunan *yayılma sabitindən* və

$$n_{ef} = n_v \cdot \sin \theta_v \quad (11.9)$$

işıqötürücünün *effektiv sındırma əmsalından* istifadə olunur. Əlbəttə,  $n_{ef}$ -in maksimal qiyməti  $n_v$ -yə ( $\theta_v = \pi/2$ ), minimal qiyməti isə  $n_a$ -ya bərabər olur. Son hal *dalğaötürən qanadın mümkünlük şərti* ( $\theta_v = \varphi_a$ ) adlanır. Beləliklə:

$$n_a < n_{ef} < n_v \quad (11.10)$$

və

$$K_{\lambda} n_a < \beta n_{ef} < K_{\lambda} n_v \quad (11.11)$$

yayılma sabitinin qiyməti üçün dəyişmə intervalı müəyyənləşir.

İşığın dielektrik qat boyunca yayılmasına nail olmaq üçün tam daxili qayıtma hadisəsi ilə yanaşı, *fazaların uyğunlaşması şərti* də ödənilməlidir, yəni üst və altlıq sərhədlərindən qayıtma nəticəsində əmələ gələn faza dəyişməsi  $2\pi$ -nin tam misilləri ilə ifadə olunmalıdır. Bu şərt ödənilməzsə, şüalar interferensiyaya uğrayaraq bir-birini qarşılıqlı söndürürlər. Müstəvi işıqötürəndə *ışığ sahəsinin uyuşma şərti* üçün xarakteristik tənlik

$$2hK_{\lambda} n_v \cos \theta_v - 2\varphi_0 - 2\varphi_a = m \cdot 2\pi \quad (11.12)$$

şəklində yazılmalıdır. Burada  $\varphi_0$ - və  $\varphi_a$ - yuxarı və altlıq qatlarından əks olunmalarda faza sürüşməsi,  $m=0;1;2\dots$  tam natural ədəddir. Dalğaötürən təbəqədə işıq enerjisi diskret ( $\theta_v = \theta_m$ ) budaqlar vasitəsi ilə daşınır və hər budaq (11.8) və (11.9) ifadələrindən təyin olunan müəyyən  $n_m$  effektiv sındırma əmsalına və  $\beta_m$ -yayılma sabitinə malik olmaqla,  $\theta_m$  düşmə bucağı ilə xarakterizə olunur. Burada  $m$  *budağın tərtibi* adlanır. Verilmiş  $\lambda$  üçün *qalınlığın böhran qiyməti* ( $h_{böh}$ ) yalnız bir dalğaötürücü budaq halında

$$h_{böh} = \frac{\lambda}{4} \sqrt{n_v^2 - n_a^2} \approx \frac{\lambda}{4} \sqrt{2n_v \Delta n} \quad (11.13)$$

ifadəsi ilə təyin olunur.

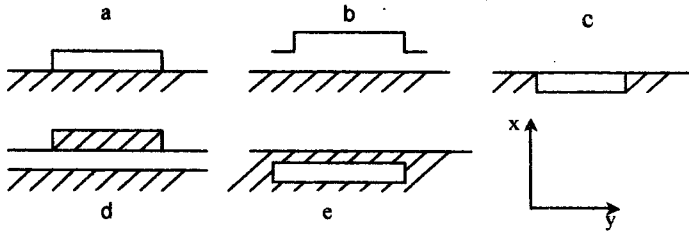


Bu ifadədə,  $n_v$ -və  $n_a$ -nın az fərqləndiyi ( $n_a + n_v \approx 2n_v$ ;  $n_v - n_a = \Delta n$ ;  $n_v \gg \Delta n$ ) fərz olunur. Əgər qalınlıq  $h < h_{boh}$  şərtini ödəyərsə, işıqötürücüdə şüaların kanallaşaraq effektiv yayılma prosesi baş vermir. Qalınlığın artması ilə  $h_{boh}$ - müəyyən həddi aşdıqda iki, üç və s. tərtib işıqötürücü budaqlar əmələ gəlir.  $m$ -in böyük qiymətinə malik budağa  $\theta_m$ -in kiçik qiyməti uyğun gəlir.

## § 11.2. Müstəvi işıqötürücülərin növləri

Yalnız « $x$ » oxu boyunca dəyişmələrə məruz qalan, « $y$ » və « $z$ »-istiqamətləri isə sonsuzluğa uğrayan işıqötürücü strukturlar *planar işıqötürücülər* adlanır və bir sıra real hallarda inteqral-optik element kimi deflektor, nazik təbəqə linzası və prizması funksiyalarını yerinə yetirməyə qadirdir. Bu işıqötürücülərlə yanaşı, inteqral optikada həm qalınlığı, həm də eni məhdudlaşan *zolaq (kanal) işıqötürücülərindən* də istifadə olunur. Bu halda məhdudiyyət həm  $x$ , həm də  $y$ - oxu boyunca olmaqla, eni bir neçə mikron olan nazik işıq dəstələrinin formalaşması mümkündür. Zolaq işıqötürəni linza, güzgü və başqa optik elementlərdən istifadə etmədən işığın düzxətli və əyrixətli yayılmasına nail olmaqda istifadə edilə bilər. İşıq dalğasını dalğaötürənin eni boyunca məhdudlaşdırmaq üçün yan səthlərdən tam daxili qayıtma hadisəsindən istifadə edilir. Buna şəkil 11.3-də təsvir olunmuş strukturlar vasitəsi ilə nail olmaq mümkündür.

Ən sadə struktur sındırma əmsalı  $n$  olan altlıq üzərinə *oturdulmuş  $n_v$*  sındırma əmsalına malik zolaq ( $n_v > n_a$ ) göstərilə bilər (Şəkil 11.3, a.). Bu halda işıq dalğasının eninə məhdudlaşması zolaq-hava sərhədində tam daxili qayıtma əsasında həyata keçirilir. Eyni hadisə *altlığa yeridilmiş zolaq* (Şəkil 11.3, c) halında baş verir. Zolaq tamamilə altlıq materialına *batırıldıqda* (Şəkil 11.3, e), həm qalınlıq, həm də en üzrə məhdudiyyət işıqötürücü-altlıq sərhədində (şaqli və üfiqi səthləri boyunca) reallaşır. Bunlardan başqa, *qoyulmuş* (Şəkil 11.3, d) və *dişcikli* (Şəkil 11.3.b) də istifadə olunur.



Şəkil 11.3. Zolaqlı işıqötürücülərin en kəsiyi:  
*a-qaldırılmış; b-dişikli; c-yeridilmiş; d-qoyulmuş zolaqlı; e-batırılmış*

Həm planar, həm də zolaqlı işıqötürücülərində işıq intensivliyinin azalması istifadə olunan materiallarda udulma, ötürücünün həcmində və səthində səpilmə, altlıq və üst qata şüa keçmələri nəticəsində yaranır. Bu itkilər  $1 \div 3$  dB/sm tərtibində olarsa, ötürücülər praktiki baxımdan faydalı sayıla bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, hətta yüksək şəffaflığa malik materiallardan hazırlanmış ötürücülərdə də əks olunma nəticəsində itkilər böyük qiymət alır. Həcmdə səpilmə əsasən ölçüləri dalğa uzunluğu tərtibində olan defekt və qeyri-bircinslikdən baş verəndən, yaxşı işıqötürücülərdə optik sxemlər üçün xarakterik olan  $1$  sm uzunluqda səpilməni nəzərə almamaq olar. Digər səpilmə işıqötürücünün altlıq və yuxarı qatla sərhədlərində olan kələ-kötürlüklə əlaqədardır. Nəzərə alınsa ki,  $1$  sm məsafəyə yayılan işığın yüksək tərtibli dalğaötürücü budağı təqribən  $10^3$  əks olunmaya məruz qalır, bu faktorun nə qədər böyük praktiki əhəmiyyət kəsb etməsi aydın olar. Zəifləmənin  $1$  dB tərtibində olması üçün hər əks olunmada itki  $10^3$  % tərtibində olmalıdır. Bu da optik dalğaötürücülərin səth hamarlığına qoyulan yüksək tələbatı müəyyən edir. Başqa amillər dəyişmədikdə, səth əks etməsi sərhəd materialların sındırma əmsalları fərqi ilə təyin olunur. Bu baxımdan yeridilmiş və batırılmış (şəkil 11.3.c, və e) zolaqlı ötürücülər qabardılmış (şəkil 11.3, a) ötürücülərə

nisbətən daha böyük səth əksetməsi itkilərinə məruz qalır. Yan səthlərdən zəif səpilmə dişikli və qoyulmuş (şəkil 11.3, *b* və *d*) zolaq ötürücülərinə xasdır. Dişikli quruluşlarda dalğaötürücünün yan divarlarının təsiri zəifləyir, qoyulmuş zolaqlı quruluşlarda isə kəskin yan sərhədlər, ümumiyyətlə, prosədə iştirak etmir.

İşığın udulma nəticəsində *l* qalınlıqlı təbəqədə zəifləməsi (2.3) *Buger-Lambert* qanunu əsasında

$$I_{\text{çx}} = I_{\text{gir}} \exp(-\alpha l) \quad (11.14)$$

ifadəsi ilə təyin olunduğundan, təmiz dielektrik materiallarda *l* sm uzunluqlu ötürücüdə materialın şəffaflıq oblastına uyğun işıq dalğaları üçün udulmanı nəzərə almamaq mümkündür. İşıqötürücüsü olaraq yarımkeçirici materialdan istifadə edilərsə, qadağan olunmuş zonanın enindən böyük enerjilərə malik işıq kvantları üçün udma əmsalı  $10^{+4} \text{ sm}^{-1}$  olduğundan, 0,1 sm uzunluq işığın tamamilə udulması üçün kifayət edir. Şəffaflıq oblastına ( $h\nu < E_g$ ) uyğun gələn fotonlar halında udulma əsasən sərbəst yükdaşıyıcılardan səpilmə nəticəsində baş verir. Nəzərə alınsa ki, bu udulma mexanizmi dalğa uzunluğunun artması ilə *superxətti* qanunla artır, yaxın infraqırmızı oblastdan başlayaraq aşqarlanmış yarımkeçiricilərdə optik udulma kifayət qədər güclü olacaqdır.

Üçüncü optik itki amili-*şüalanma itkiləridir*. Planar və düzxətli işıqötürücülərdə bu amil nəzərə alınmaya bilər. İşıqötürənin öyilmə nöqtələrində bu amilin kifayət qədər güclənməsi səbəbindən o bilavasitə quruluşun əyrilik radiusunun sərhəd qiymətini təyin edir.

İşıqötürücüləri hazırlamaq üçün cihazqayırma və yarımkeçirici mikroelektronika texnologiyalarından geniş istifadə olunur. Ən geniş yayılmış üsullar, güzgü səthə malik altlıq üzərinə termik buxarlandırma, katod və ion-şüa tozlandırma, məhlulların mərkəzdənqaçma qurğusunda püskürülməsi vasitəsi ilə nazik dielektrik təbəqələrinin yaradılması sayıla bilər. Altlıq olaraq şüşə, kvars və digər materiallardan istifadə edilir. Yarımkeçirici monokristallar

əsasında işıqötürücü təbəqələr adətən  $A^{III}B^V$  qrup birləşmələrin maye və ya qaz fazadan epitaksiyası yolu ilə yaradılır. Monokristal təbəqənin səthini müxtəlif usullarla aşqarılamaqla sındırma əmsalının cüzi dəyişməsinə nail olmaq mümkündür.

Materialın sındırma əmsalı kimyəvi tərkibi ilə yanaşı, onun kristal quruluşundan və sərbəst elektronların konsentrasiyasından da asılıdır. Elektron nəzəriyyəsinə görə yüksək tezliklər oblastında sındırma əmsalı

$$n = 1 - \frac{1}{2} \frac{N_l e^2}{\epsilon_0 m_n \omega^2} \quad (11.15)$$

kimi təyin olunur. Bu ifadələrdə  $e$  –elementar yük,  $\epsilon_0$ - elektrik sabiti,  $m_n$ - və  $N_l$ - uyğun olaraq elektronların effektiv kütləsi və sayıdır. Əgər elektronların  $N_l$  sayı  $\Delta N$  qədər dəyişərsə, sındırma əmsalının dəyişməsi

$$\Delta n = \frac{e^2 \Delta N}{2 \epsilon_0 m_n \omega^2} \quad (11.16)$$

olar. (11.15) ifadəsinə görə  $N_l$ -in artması sındırma əmsalını azaldır. Bu amil işıqötürücü yaratmaq üçün başlıca rol oynayır. Sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası həm aşqarlama, həm də təbəqəni sürətli proton və ya elektronlarla şüalandırma yolu ilə tənzimləyə bilər.

Optik ötürücü qatı yarımkəçirici materialın səthində düzləndirici kontakt yaratmaqla almaq mümkündür. Səth təbəqəsi əsas yüklərdən kasıblaşdıqda (Şottki qatı) sındırma əmsalının (11.16) ifadəsinə görə böyüməsi baş verir. Eyni effekt  $p$ - $n$  keçiddə də mümkündür. Nəhayət qeyd edək ki, müxtəlif formalı zolaq işıqötürücüləri yaratmaq üçün optoelektronikada geniş istifadə olunan *litoqrafiya* üsulundan istifadə edilə bilər.

### § 11.3. İnteqral optika işıqötürücülərinə işıq şüalarının girişi və çıxışı

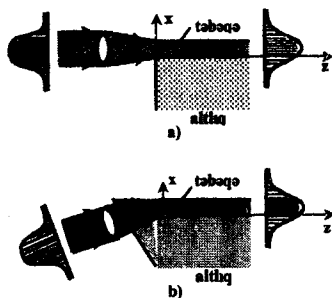
İşığın inteqral optika işıqötürücülərinə girişi prosesində qarşıya çıxan başlıca çətinlik, lazerlər də daxil olmaqla, işıq mənbələrinin buraxdığı işıq dəstəsinin eninin ötürücü təbəqənin qalınlığından çox böyük olması ilə əlaqədardır. Qayıtma effektləri, ötürücüdə diskret budaqların həyəcanlaşması və s. məsələni bir qədər də çətinləşdirir. İnteqral optika sistemlərində işığın giriş və çıxışı üçün *rabitə elementləri* adlanan bir sıra strukturlar təklif olunmuşdur.

Planar işıqötürücülərdə rabitə elementləri 2 qrupa bölünür: dalğaötürənin açıq en kəsiyinə işığın fokuslanması kimi *eninə* rabitə elementləri; işığın dalğaötürənin səthinə maili düşməsinə əsaslanan *uzununa* rabitə elementləri.

Birinci növ elementlərə işığın *birbaşa düşmə* rabitə elementləri, ikinciyə isə *prizma, qəfəs* və *sərhədi daraltmaqla* yaradılan rabitə elementləri daxildir. Şəkil 11.4-də şüalanmanın bilavasitə müstəvi işıqötürənə fokuslanmasına əsaslanan struktur təsvir olunmuşdur.

Sxemin sadəliyinə baxmayaraq, şüalanmanın dalğaötürənə belə girişi üçün işığın submikron ölçüyə fokuslanması tələb olunur. Ona görə də bu hal yalnız laboratoriya şəraitində qaz lazerlərindən istifadə edildikdə reallaşa bilər. Yarımkeçirici lazer halında şüanın linsasız daxil edilməsindən istifadə oluna bilər.

Tuşlamadan sonra lazer tərpenməz şəkildə optik yapışqan vasitəsi ilə bərkidilir. Bütün bunlara baxmayaraq, ucdan daxil edilmənin effektivliyi o qədər də yüksək olmur. Belə ki, dielektrik təbəqənin birləşmə səthindəki qeyri-hamarlıqlarda itkilər baş verir. Təbəqənin sərhədini altlığa batırmaqla bu

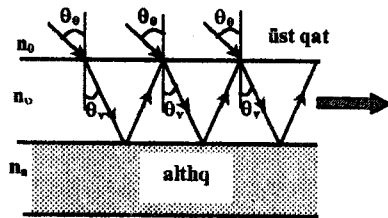


Şəkil 11.4. İşığın dalğaötürənə ucdan verilməsi

- a) təbəqə və altlıq eyni səviyyədədir  
b) təbəqə altlığa batırılmışdır

çatışmazlığı qismən aradan qaldırmaq mümkün olsa da (şəkil 11.4, b), eninə daxil olmadan daha da effektiv üsullar mövcuddur. Belə üsullardan biri kimi işıq dalğaötürənə yandan daxil etməni göstərmək olar. Bu halda işıq dalğaötürənə ucdan yox, xarici səthdən daxil olduğundan, işıq şüasının ölçüsünün dielektrik təbəqənin qalınlığı ilə uyuşma problemi aradan qalxır.

İşıqötürücü təbəqənin xarici səthinə  $\theta_0$  -bucağı altında düşən şüalara nəzər yetirdikdə (şəkil 11.5) görünür ki, təbəqəyə daxil olan şüanın hər iki səthdə tam daxili qayıtmaya məruz qalması üçün bu bucaq kifayət qədər böyük



Şəkil 11.5. Şüanın yandan işıqötürənə daxil edilməsi

olmalıdır. Həyəcanlaşmış budaqların diskretliyi üçün həmçinin (11.12) şərti ödənilməlidir. Baxılan paralel şüa dəstəsi kafi ölçüyə malik olduqda, təbəqə üzrə yayılan işıq dalğasına müxtəlif nöqtələrdə qoşulan şüalarla qarşılıqlı təsirdə sönməməsi üçün dalğa vektorunun tangensial toplananı (z oxu boyunca) sıçrayışa uğramamalıdır:

$$k_\lambda \cdot n_0 \cdot \sin\theta_0 = k_\lambda \cdot n_v \cdot \sin\theta_v \quad (11.17)$$

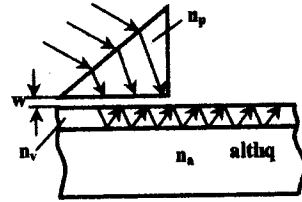
Burada  $k_\lambda = \frac{\omega}{c}$  -vakuumda dalğa vektoru,  $n_0$  -üst qatın,  $n_v$  -

təbəqənin sındırma əmsalları,  $\theta_v$  -isə sınma bucağıdır.  $n_v \cdot \sin\theta_v = n_{eff}$  -ışıqötürənin effektiv sındırma əmsalı olduğundan, (11.17) ifadəsinə görə  $n_{eff} < n_a$ , çünki  $\sin\theta < 1$ . Bu isə öz növbəsində (11.10) şərtini pozur. Belə ki, (11.10) şərtinə görə  $n_{eff} > n_a$  və öz növbəsində  $n_a > n_0$  olmalıdır. Eyni əksliyi altlıq tərəfdən şüalar göndərməklə almaq olar.

Bu əksliyi aradan qaldırmaq üçün işıq ötürücü təbəqəyə prizma vasitəsi ilə daxil edirlər. Bu *prizma rabitə elementi* üsulu adlanır. Prizma üsulunun əsas məğzi ondan ibarətdir ki, (11.17) ifadəsindəki əksliyi aradan qaldırmaq üçün işıq

təbəqəyə sındırma əmsalı  $n_v$  –dən böyük olan material vasitəsi ilə daxil edilir. Belə material altlıq və üst qat üçün işlədile bilməz. Bu məqsədlə şəkil 11.6-da göstərilən quruluşda  $n_p$  – sındırma əmsalına malik üçbucaq prizmadan istifadə etmək mümkündür.

Prizma sındırma əmsalı böyük ( $Ge$ ;  $n=4,0$ ,  $GaP$  ; $n=3,4$ ) olan materiallardan hazırlanır. Lazer şüası prizmaya elə bucaq altında yönəldilir ki, onun oturacağına düşmə bucağı tam daxili qayıtmanın limit bucağından böyük olsun. Prizma ilə təbəqə arasında qatın  $w$  qalınlığı dalğa uzunluğundan kiçik ( $w < \lambda$ ) olduqda, *optik tunel hadisəsi* əsasında (*tam daxili qayıtmanın pozulması hesabına şüa optik sıxlığı az olan mühitə daxil olur*) şüa işıq-ötürənə daxil edilir. Bu zaman (11.17) ifadəsindəki əkslik aradan çıxır, çünki  $n_0$



Şəkil 11.6. Prizma rabitə elementi

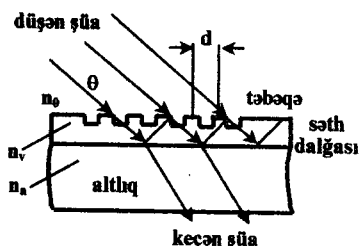
prizmanın  $n_p$  sındırma əmsalı ilə əvəz olunur və  $n_{ef} < n_p$  şərti asanlıqla ödənilir. Düşmə bucağını dəyişməklə fikse olunmuş dalğa uzunluğu üçün işıqötürəni lazımı budağa kökləmək olar. Prizma ilə işıqötürənin əlaqəsinin kafi qəder yaxşı olması üçün  $w$  məsafəsi dalğa uzunluğundan ən azı 10 dəfə kiçik olmalı, prizmanın oturacağıнын uzunluğu isə elə seçilməlidir ki, həmin məsafədə işıqötürən daxilində ən çoxu 100 işıq ziqzaq əks etməsi yerləşsin.

Əgər düşən şüalar bir qəder sağa sürüşsə, işıq enerjisinin bir hissəsi işıq ötürənə daxil ola bilmir. Sola sürüşmə halında isə, optik tunel hadisəsinə görə işıqötürücüyə daxil olan enerjinin bir hissəsi prizmaya qayıdır. Sonuncu hadisə işığın ötürücüdən xaric olunması üçün prizmadan istifadə etməyə imkan yaradır.

Prizma rabitə elementləri inteqral optikanın əsas tələbatını- bütün optik elementlərin nazik təbəqələrdən təşkil olunması prinsipini pozur. Texnoloji cəhətdən daha əlverişli və

planar quruluşa malik optik rabitə elementləri olaraq *difraksiya qəfəsləri* işlədilə bilər. Qəfəs, işıqötürənin səthinə çəkilmiş, bir-birinə yaxın məsafədə yerləşən ştrix xətlərdən ibarətdir. İlk dəfə dielektrik qəfəslərlə işıq şüasının işıqötürücüyə daxil olmasında lazer şüası vasitəsi ilə işlənmiş *fotorezisdən* - görünən və ultrabənövşeyi oblastlarda işığa həssas olan üzvü maddələr qrupundan- istifadə olunmuşdur. Bu halda alınan qəfəsin periodu  $d=0,67 \text{ mkm}$  təşkil edirdi. Sonralar iki rəngli jelatin holoqramlardan istifadə edərək təbəqə ilə  $45^\circ$  bucaq əmələ gətirən interferensiya zolaqları alınmış və Breqq səpilməsi nəticəsində işıqötürücüyə daxil olan intensivliyi artırmaq mümkün olmuşdur.

Qəfəs rabitə elementi şəkil 11.7-də təsvir olunmuşdur. Şəkildən görüldüyü kimi, qəfəs elementinin fəaliyyət prinsipi prizma elementindən təbəqə ilə prizma aralığına qəfəs daxil olunması ilə fərqlənir. Qəfəs istifadə olunan fotorezistin



Şəkil 11.7. Qəfəs rabitə elementi

xassələrindən və onun lazer şüası ilə işlənilməsindən asılı olaraq *sinusoidal*, *üçbucaq* və ya *trapesiya* formasında ola bilər. Bütün hallarda əsas şərt qəfəs periodunun işıqötürənə daxil edilən şüanın dalğa uzunluğu tərtibində olmasıdır. Həndəsi təsəvvürlər əsasında demək mümkündür ki, işığın düşmə bucağının  $\theta_0$  qiymətində qonşu ştrix xətlərə uyğun şüalar arasında fazalar fərqi  $\Delta\varphi=k_\lambda d \sin\theta_0$  ifadəsi ilə təyin olunur. Dalğaötürən qanad o zaman mövcud olar ki, fazalar fərqi  $2\pi$ -nin tam misillərinə bərabər, yəni

$$k_\lambda d \sin\theta_0 = 2\pi m \quad (11.18)$$

və ya

$$d \sin\theta = \lambda m \quad (11.19)$$

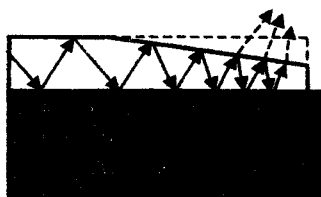


olsun. Bu ifadələrə daxil olan  $m$  vuruğu  $0; \pm 1; \pm 2; \dots$  tam qiymətlərini ala bilər. Bu baxımdan şüaların düşmə bucağını tənzimləməklə qəfəs rabitə elementini lazımı işıqötürən budağa kökləmək olar. Şüanın dalğaötürən qanadının yayılma istiqaməti boyunca qəfəs mövcud olan hissədə büzülmüş sahənin uzunluğu optik kanalda işıq dəstəsinin eni tərtibində olmalı, işıq dəstəsinin ucu ilə qəfəsin ucu üst-üstə düşməlidir.

Qəfəs rabitə elementindən istifadə etdikdə şüalanmanın kanala daxil edilmə effektivliyi nəzəri baxımdan 100% tərtibində ola bilsə də, təcrübi qurğularda  $\sim 10\div 30\%$  -dən artıq olmur. Qəfəs elementi dalğaötürənin bir hissəsi olduğundan optik və mexaniki kontakt yaratmaq çətinlikləri aradan qalxır. Qəfəsi yaratmaq üçün istifadə olunan materialların sındırma əmsallarının qiymətinə də ələ ciddi tələblər qoyulmur. Bu isə sındırma əmsalı böyük olan ( $n=2,4\div 3,4$ ) yarımkeçiricilər əsasında işıqötürən strukturların yaradılmasında aparıcı rol oynayır.

Qəfəs rabitə elementlərinin əsas çatışmazlığı dalğaötürən qanadın dəfələrlə təbəqəni keçərək zəifləməsi nəticəsində altlıqda itib batmasıdır. Belə ki, prizma elementindən fərqli olaraq, qəfəs elementi tam daxili qayıtma əsasında fəaliyyət göstərmir. Digər tərəfdən əgər  $d/\lambda$  nisbəti kifayət qədər kiçik deyilsə, onda qəfəsdə yaranan difraksiyanın yüksək tərtibli maksimumlarında işıq enerjisinin itkisi meydana çıxır. Aydın ki, qəfəs rabitə elementi də prizma elementləri kimi, işığın dalğaötürəndən xaric olunması üçün tətbiq oluna bilər. Bu halda müxtəlif qanadlara çıxış bucağının müxtəlif qiymətləri uyğun gələcəkdir.

Şüanı dalğaötürəndən xaric edərək altlığa çıxarmaq üçün ən sadə vasitə təbəqənin sonunun qalınlığının (şəkil 11.8) tədricən azaldılmaqla *paz şəklinə* salınmasıdır. Pazşəkilli hissəyə daxil olan şüanın dalğaötürən qanadının əks olunma bucağı tədricən kiçilir. Həm üst qatla, həm də altlıqla təbəqənin sərhəddində düşmə bucağının qiyməti (11.2) və (11.3) ifadəsi ilə təyin olunan tam daxili qayıtmanın  $\varphi_0$ - və  $\varphi_x$ -limit bucaqlarından kiçik olduqda, şüa işıqötürəni tərk edir.



Şəkil 11.8. Işıqötürənin ucunu daraltmaqla yaradılan rabitə elementi

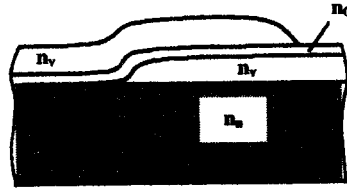
İlkin olaraq düşmə bucağı təbəqə-altlıq sərhəddində  $\varphi_a$  bucağına yaxınlaşır, çünki altlığın sındırma əmsalı üst qatın sındırma əmsalından böyükdür ( $n_a > n_o$ ). Buna görə də təbəqədə yayılan şüa sınaraq altlığa çıxır. Bir sınma nəticəsində dalğaötürən qanadın enerjisinin bir hissəsi təbəqəni tərk edir, digər hissəsi isə təbəqə daxilinə əks olunur və ziqzaq

şəklində yayılmaqda davam edir. Hər mərhələdə altlıqdan xaric olunan şüa dalğaötürən qanadın enerjisini azaldır. Paz şəklində işıqötürəndə düşmə bucağının qiymətinin tədricən azalması davam edir və müəyyən mərhələdə düşmə bucağı  $\varphi_0$  –a bərabər olur. Bundan sonra işıqötürən boyunca yayılan şüalar əvvəlcə altlıqdan, bir qədər sonra isə həm də üst qatdan xaric olunacaqlar. Axırncı hadisənin qarşısını almaq üçün paz şəklində təbəqənin qalınlığı tədricən elə dəyişməlidir ki, üst qatdan çıxma şərti ödənilənə qədər işıq altlıq vasitəsi ilə xaric olunsun. Bu üsulla dalğaötürən qanadın 50-70% enerjisinin altlıq vasitəsilə xaric olunmasına nail olmaq mümkündür.

Nəzərə almaq lazımdır ki, altlıqdan xaric olunan işıq dəstəsi dalğaötürən pazın meyl bucağından asılı olaraq  $1-20^0$  dağılıma bucağına malik olur. Altlığa keçən şüalar öyilmə nöqtəsindən ilkin olaraq yığılan, sonra isə dağılan dəstə təşkil edirlər. Bu isə bir sıra hallarda dalğaötürənin daralması vasitəsi ilə işığın dalğaötürənə daxil və xaric olunmasına məhdudiyət qoyur.

İnteqral optikada vacib hadisələrdən biri də işıq enerjisinin bir işıqötürəndən digərinə ötürülməsidir. Sadəliyinə baxmayaraq, bu məqsədlə işıqötürənlərin uclarının bilavasitə birləşdirilməsindən inteqral-optika sxemlərində çox nadir hallarda istifadə olunur. Bu məqsədlə daha çox istifadə olunan strukturun prinsipial sxemi şəkil 11.9-da təsvir edilmişdir. Bir-birini örtmə oblastında işıqötürənlərin arası sındırma

əmsalı  $n_0 < n_v$  şərtini ödəyən nazik mühitlə doldurulur. Işıqötürənin  $n_v$ - sındırma əmsalı öz növbəsində altlığın  $n_a$ - sındırma əmsalından böyük olur. Işıqötürənlər bir-birinin üzərinə qoyulduğundan, kiçik sındırma əmsallı nazik aralıq təbəqə vasitəsi ilə dalğaötürən qanadın optik tunel effekti vasitəsi ilə ötürülməsi baş verir. Belə strukturlara qoyulan əsas tələb aralıq təbəqəyə onun bircinsli və nazik , işıqötürənlərin isə süayayılma parametrlərinin eyni olmasıdır.



Şəkil 11.9. Bir-birinin üzərinə qoyulmuş işıqötürənlər arasında rabitə

#### § 11.4. İnteqral optik modulyator, deflektor və istiqamətli şaxələndiricilər

İnteqral-optik modulyator, deflektor və skanerlərin iş prinsipləri, demək olar ki, əksər hallarda adi optik sistemlərininki ilə eyni olub, yalnız işığın nazik şəffaf optik işıqötürənlər vasitəsi ilə kanallaşdırılması ilə fəqlənir. Sonuncu xüsusiyyət öz növbəsində işığın modilyasiya və meyl etdirilməsi üçün daha effektiv strukturlar yaratmağa imkan verir. Həcmi optik rabitə elementlərində bəzi fiziki proseslərin reallaşdırılması müxtəlif texnoloji çətinliklərlə üzləşir və ya heç mümkün olmur. İnteqral optikada, başlıca olaraq, elektrooptik, maqnitooptik və akustooptik dalğaötürən modulyatorlardan istifadə olunur.

Akustik dalğalardan dalğaötürən üzrə yayılan işığı modulyasiya etmək üçün istifadəsinə baxaq. Işıqötürəndə yayılan işığın müxtəlif qanadları arasında və ya dalğaötürən qanad ilə altlıq qanadı arasında əlaqə yaratmaq üçün akustik dalğalardan istifadə etmək mümkündür. Sonuncu hal işığı ötürücüyə daxil və xaric etmək üçün yararlıdır. Akustik dalğa

vasitəsi ilə mühitdə yaradılan periodik faza dəyişmələri, fəza qəfəs rabitə elementlərinin oynadığı rolu təkrarlayır.  $\text{LiNbO}_3$  altlığı üzərinə çəkilmiş şüşə dalğaötürəndə optik şüalara koleniar istiqamətdə akustik dalğalar yaratmaqla bu əlaqəni 55% effektivliklə heyata keçirmək mümkündür.

*Elektrooptik işiqötürən modulyatorlarda* əsasən Pokkels effektindən istifadə olunur. Optik şüanın parametrlərini bu effekt əsasında idarə etmək üçün altlığa çökdürülmüş işiqötürənin üst qatı metal elektrodlarla təchiz olunur. İşiqötürənin iş prinsipini pozmaq və yayılan işığın sönməsini aradan qaldırmaq üçün təbəqə ilə elektrod arasında sındırma əmsalı kiçik olan qat yerləşir. Altlıkla üst elektrod arasına  $U$ -modullaşdırıcı gərginlik tətbiq olunur. Dalğaötürən təbəqə çox böyük müqavimətə malik olmalıdır ki, tətbiq olunan gərginlik əsasən onda düşsün. Təbəqənin qalınlığının kiçik qiymətlərində və tətbiq olunan gərginliyin çox da böyük olmayan qiymətlərində işiqötürücüdə elektrik sahəsinin intensivliyi kifayət qədər yüksək ola bilər. Belə ki, təbəqənin qalınlığı  $\sim 1 \text{ mkm}$  olduqda  $\sim 10^5 \text{ V/sm}$  sahə yaratmaq üçün  $\sim 10 \text{ V}$  gərginlik tətbiq etmək kifayətdir. Elektrik sahəsinin təsiri ilə işığın fazasının dəyişməsi və ya polyarlaşma müstəvisinin fırlanması nəticəsində əmələ gələn effektlər vasitəsi ilə uyğun olaraq faza və polyarlaşmaya həssas modulyatorların integral optika tələblərini ödəyən strukturlarının yaradılması bir sıra çətinliklərlə qarşılaşır. Buna görə də daha əlverişli olan üsuldan - sistmə daxil edilən işıq dalğasının amplitudunun (intensivliyinin) modulyasiya edilməsindən istifadə olunur. Bu məqsəd üçün işiqötürən təbəqənin qalınlığı, təbəqənin  $n_v$  və altlığın  $n_a$  sındırma əmsalları ilə seçilir ki,  $U=0$  və ya  $U=U_0$  olduqda dalğaötürən (11.12) şərtinə uyğun olaraq lazımi tərtibli işıq budağı buraxmaq üçün *astanaqabağı bağlı vəziyyətində* olsun. Tətbiq olunan gərginliyi dəyişdikdə (artırıqda) mühitin  $n_v$ -sındırma əmsalının elektrik sahəsinin təsiri altında dəyişməsi nəticəsində struktur uyğun tərtibli dalğaötürən budaq üçün açılır və həmin işıq dalğası kanallaşaraq təbəqə boyunca yayılır. Modulyatorun işi

həcmnin kiçik olması nəticəsində belə strukturların tələb etdiyi güc fəza modulyatorlarına nisbətən *onlarla dəfə* kiçik olur. Zolaqlı dalğaötürən modulyatorları halında isə bu nisbət *yüz dəfələrə* çatır. Bununla əlaqədar olaraq, inteqral optika strukturlarında istifadə olunan materiallara qoyulan tələblər yüngülləşir, onların ucuz və asan texnologiya əsasında alınması reallaşır. Bu məqsədlə həm klassik elektrooptik materiallar hesab olunan  $BaTiO_3$ ,  $LiNbO_3$ , həm də uyğun işçi enerji zolağında şəffaf olan kvars, və ya müxtəlif yarımkeçirici birləşmələr istifadə oluna bilər. Təsvir olunan strukturların yaradılma texnologiyası adi müstəvi işıqötürənlərdən yalnız elektrik sahəsi tətbiq etmək üçün kontaktların qoyulması ilə fərqlənir.

Yarımkeçirici inteqraloptik strukturlarda işıq modilyasiya etmək üçün *Frans-Keldis effektindən* də istifadə olunur. Bu halda işığın dalğaötürən qanadı üçün açılmadan əvvəl «astana» halın mövcudluğu tələb olunmur. Lakin Frans-Keldiş effektində elektrik sahəsi fundamental udma kənarının deformasiyasına səbəb olduğundan, işığın dalğaötürən budağının dalğa uzunluğu materialın qadağan olunmuş zonasının eninə uyğun gəlməlidir. Elektrik sahəsinin təsiri olmadıqda şəffaf işıqötürənə daxil olan işıq burada udulmadan yayılır. Materialın qadağan olunmuş zonasının eni elektrik sahəsinin təsiri ilə

$$E_s = E_s(0) - \left( \frac{e^2 \hbar^2 E^2}{4\pi^2 m_n} \right)^{1/3} \quad (11.20)$$

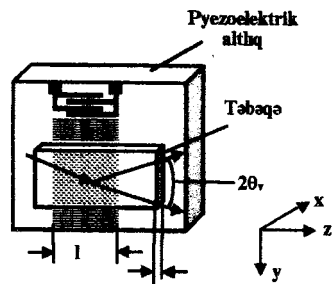
ifadəsinə uyğun dəyişdiyindən, mühit həmin dalğa uzunluqlu işıq üçün qeyri-şəffaf olur və ötürücüyə daxil edilən işıq təbəqənin maddəsi tərəfindən udulmaya məruz qalır. Bu ifadədə  $E$ -elektrik sahəsinin intensivliyi,  $m_n$ -elektronların effektiv kütləsi,  $\hbar$ -Plank sabiti,  $e$ -isə elektronun yüküdür.

Bircins həcmi kristallarda Frans-Keldiş effektini müşahidə etmək üçün çox böyük gərginliklər tələb olunduğundan, bu prinsip əsasında işləyən həcmi işıq moduluyatorları əhəmiyyət kəsb etmir. İnteqral optik modulyatorlarda gərginlik tətbiq

olunan təbəqənin qalınlığı xeyli kiçik olduğundan, gərginliyin cüzi dəyişməsi dalğaötürənə daxil edilən işığın təbəqə tərəfindən udulmasını kəskin dəyişdirir. *GaAs* əsasında hazırlanmış strukturlarda  $\lambda=0,9$  *mkm* olduqda  $10$  V əks gərginliyin təsiri ilə udma əmsalı  $1$ -dən  $10^4$   $sm^{-1}$ -ə qədər dəyişir. Bu minvalla dalğaötürənin uzunluğu  $1$  *mm* olduqda gərginliyin təsiri ilə sistemin işıqötürmə qabiliyyəti  $\sim 10^{43}$  dəfə (!) dəyişməlidir. Bu proses üçün sərf olunan güc isə  $10^{-4}$  *Vt/MHz*-dən yuxarı olmur.

İşığ şüasının fəza vəziyyətini idarə etmək üçün inteqral optikada bir sıra effektlərdən istifadə olunur. *Akustooptik dalğaötürən deflektorun* prinsipial sxemi şəkil 11.10-da təsvir edilmişdir.

$n_v$ -sındırma əmsalı əridilmiş kvarsın  $n_a$ -sındırma əmsalından böyük olan şüşəvari təbəqə  $\alpha$ -kvarsın üzərinə çəkilir. Ştrix elektrodlar kvarsın təbəqə çəkilməyən hissəsində akustik dalğalar yaradır. Bu dalğalar  $\alpha$ -kvarsın səthi boyunca yayılır. Akustik dalğa  $y$ -oxu boyunca yayılaraq çəkilmiş təbəqəni kəsir. Təbəqəyə işıq akustik dalğanın səthinə nəzərən  $\theta_v$ -bucağı



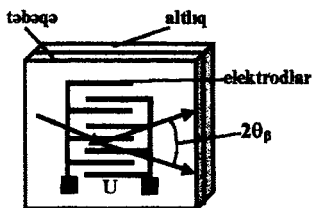
Şəkil 11.10. Akustooptik deflektor

altında istiqamətlənir və akustik dalğanın yaratdığı periodik strukturdan difraksiya edir. Periodik struktur akustik dalğanın təsiri ilə təbəqənin sındırma əmsalının dəyişməsi nəticəsində yaranır. Həcmi akustooptik deflektorlar üçün qarşılıqlı təsir uzunluğundan asılı olaraq, Breqq və ya Raman-Nat difraksiya rejimleri ( § 6.5 ) dalğaötürən deflektorlar halında öz xüsusiyyətlərini saxlayır. Sadəcə, faza sürüşməsini hesablayarkən nəzərə almaq lazımdır ki, akustik dalğa bu halda səthi optik dalğa ilə qarşılıqlı təsirdə olur.

Həcmi modulyatorlarda akustooptik qarşılıqlı təsir sferasında hər iki dalğanın bircinsli olması böyük dəqiqliklə

ödənsə də, dalğaötürən modulyatorlarda onlar  $x$ -oxu boyunca bircinsli intensivliyə malik olmur. Bu səbəbdən faza dəyişməsinin hesablanmasında deformasiyanın qeyri-bircinsliyi hesabına akustik dalğanın qeyri bircins paylanmış işıq intensivliyi ilə qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınması məsələni xeyli çətinləşdirir. Tədqiqatlar göstərmişdir ki, belə strukturların çıxışında işıq dalğasının  $\sim 10^3$  vəziyyətini ayırmaq mümkündür və buna görə də deflektorlardan müəyyən hallarda skaner kimi də istifadə etmək olar.

Difraksiya hadisəsi əsasında fəaliyyət göstərən elektrooptik deflektorların da inteqral optik tipləri hazırlana bilər. Bu halda işıq səthinə *daraq şəkilli* elektrodlar çəkilir (şəkil 11.11).

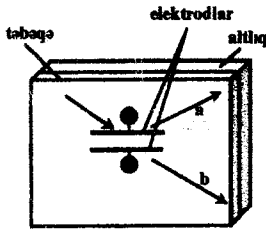


Şəkil 11.11. Elektrooptik işıqötürən deflektor

Elektrooptik deflektor yuxarıda təsvir edilən akustooptik deflektordan onunla fərqlənir ki, bu halda elektrodlara sabit elektrik gərginliyi tətbiq olunur. Elektrik sahəsinin təsiri ilə elektrooptik xassəli təbəqədə elektrod zolaqları arasında məsafənin iki mislinə bərabər olan periodla sındırma əmsalının modifikasiyası baş verir. Işıq şüası üçün darq şəkilli metal elektrodlar yerləşən işıqötürən hissəsi qəfəs rolunu oynayır. Akustik dalğanın yaratdığı qəfəsdən fərqli olaraq, elektrooptik qəfəs qaçan yox, hərəkətsizdir.  $\theta_\beta$  Breqq bucağı altında düşən işıq  $2\theta_\beta$  bucağı altında meyl edir. Əgər tətbiq olunan gərginlik  $U=0$  olarsa, düşən şüanın istiqaməti dəyişməz. Belə quruluşlu deflektor skaner kimi istifadə oluna bilmir və şüanın vəziyyətini yalnız diskret dəyişməyə qadirdir.

İnteqral optik *çeviricinin* (*aşırıcının*) işi işıqötürücünün özündə tam daxili qayıtma hadisəsinin başvermə şərtinin yaradılmasına əsaslanır (şəkil 11.12). Bu halda müstəvi işıqötürənin səthində bir-birinə paralel olan bir cüt elektrod yaradılır. Dalğaötürən təbəqənin materialı elə seçilir ki, elektrodlara elektirik sahəsi tətbiq olunduqda onların arasında

yerləşən səthdə təbəqənin sındırma əmsalı azalsın. Bu məqsədlə  $LiNbO_3$  təbəqəsinə  $Ti$ -diffuziyası nəticəsində alınan mühitdən istifadə edilə bilər. Elektrodlar arasında məsafə  $10 \text{ mkm}$  tərtibində olduqda, tətbiq edilən gərginliyin  $\sim 10 \text{ V}$  qiymətində təbəqənin sındırma əmsalı o qədər dəyişir ki, işıq



Şəkil 11.12. Tam daxili qayıtma əsasında fəaliyyət göstərən çevirici

elektrodlar arasında kiçik sındırma əmsallı mühitə daxil olarkən tam daxili qayıtmaya uğrayır (şəkil 11.12, a-şüası). Əgər  $U=0$  olarsa, sındırma əmsalının biricinsli olması nəticəsində düşən şüanın istiqaməti dəyişmir (şəkil 11.12, b-şüası). Bu halda həndəsi optika qanunları əsasında düşmə bucağı tam daxili qayıtmanın limit bucağından böyük qiymətində qayıtma bucağına bərabər olur. Qeyd etmək lazımdır ki, işığı qəbuledən strukturlar elə yerləşdirilsə ki, ya meyl edən, ya da meyletməyən şüanın qəbulu reallaşsın, təsvir edilən deflektor və çeviricilər sadəcə modulyator kimi fəaliyyət göstərə bilər.

Dalğaötürənin müəyyən hissəsində şəkil 11.7-də təsvir olunan büzməli struktur yaradılsa, büzmələrin periodu yarım dalğa uzunluğuna bərabər olması şərti ödənildikdə işıq şüasının yayılma istiqamətini  $180^\circ$  çevirmək mümkün olur. Bu halda  $\theta_\beta = 90^\circ$  və  $2d = \lambda$  Breqq difraksiya şərti ödəner. Bu da öz növbəsində difraksiya etmiş şüanın düşən şüaya nəzərən meyl bucağı  $2\theta_\beta = 180^\circ$  qiymətinə uyğun gələr. Beləliklə, dalğaötürənin periodik büzməli quruluşa malik hissəsi  $\lambda = 2d$  uzunluqlu dalğalar üçün *selektiv tezlikli güzgü* rolunu oynayır. Daha yüksək difraksiya maksimumları üçün dalğa uzunluğunun iki, üç, dörd və s. dəfə kiçik qiymətləri üçün yuxarıdakı şərt ödənilir. Büzməli hissəyə həm də təbəqədə yayılan işıq üçün dalğa uzunluğuna malik şüaları təcrid edən filtr kimi baxmaq olar. Həm əksolunan, həm də keçən şüaların spektral eni büzmə hissəsinin  $d$ -periodunun büzməli hissəsinin uzunluğuna

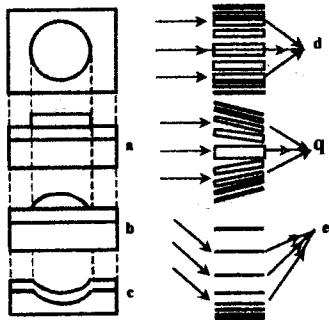


nisbətindən asılı olaraq bir neçə anqstremdən anqstremnin hissələrinə qədər qiymətlər ala bilər.

İnteqral-optik sxemlərdə lazımi dalğa cəbhəsinə malik işıq dəstələri formalaşdırmaq üçün xüsusi *fokuslayıcı linzalardan* istifadə olunur. Belə

strukturların iş prinsipi planar dalğaötürənin effektiv sındırma əmsalının onun enindən və ətraf materialların xassələrindən asılılığına əsaslanır. Bu məqsədlə istifadə olunan strukturların prinsipial sxemi şəkil 11.13-də təsvir olunmuşdur. Müstəvi işıqötürən təbəqənin üzərinə çökdürülmüş sferik təbəqə adi *toplayıcı linza* rolunu oynaya bilər (şəkil 11.13, a). Belə linsada yüksək aberrasiya mövcud olur. Əgər səthin

qalınlığı sərhədlərə getdikcə müəyyən qanunauyğunluqla dəyişərsə, aberrasiya qismən aradan qalxar. Belə struktur *Lünberq linzası* adlanır (şəkil 11.13, b). Lünberq linzası *xromatik aberrasiyaya* malik olur. Dalğaötürən təbəqə çəkilməzdən əvvəl altılıqda müəyyən qanunauyğunluqla çuxurlar yaradılsa, belə struktur *geodeziya linzası* (şəkil 11.13, c) adlanır. Geodeziya linzası xromatik aberrasiya vermədiyindən, ondan çoxbudaqlı dalğaötürənlərdə də istifadə etmək mümkündür. Şəffaf hissələrinin eni sabit olmayıb kənarlara doğru azalan planar difraksiya qəfəsindən toplayıcı linza kimi istifadə etmək olar (şəkil 11.13, d, q, və e). Difraksiya qəfəsləri həm Frenel (d) həm də Breqq (q, e) difraksiyaları əsasında fəaliyyət göstərə bilər. Belə linzaların əsas üstünlüyü planar quruluşa malik olmalarıdır. Effektiv sındırma əmsalının lazımi dəyişməsinə həm təbəqənin sındırma əmsalını dəyişdirməklə, həm də metal və dielektrik

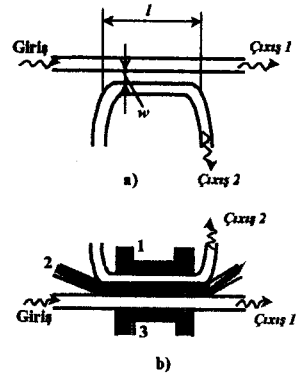


Şəkil 11.13. Fokuslayıcı inteqral-optik elementlər: sferik konturlu qoyulmuş linza (a), Lünberq linzası (b), geodeziya linzası (c), Frenel difraksiya linzası (d), Breqq difraksiya elementi (q, e)

ştrix və zolaqlar çökdürərək dalğaötürən təbəqənin lazımı profilini yaratmaqla nail olmaq mümkündür.

Prizma rabitə elementi və bir-birinin üzərinə qoyulmuş işıqötürən lərlə yanaşı, paralel yerləşdirilmiş zolaqlı dalğaötürənlər də optik tunel effekti nəticəsində bir ötürücüdəki işıq sahəsinin digərinə nüfuz etməsi hesabına qarşılıqlı təsirdə ola bilərlər. Bu prinsip əsasında inteqral-optika sxemlərində geniş tətbiq tapan *istiqlaləndirici paylayıcılar (budaqlayıcılar)* fəaliyyət göstərir. Qarşılıqlı nüfuzetmənin effektivliyi üçün zolaqlı dalğaötürənlər bir-birinə yaxın ( $\sim 1 \text{ mkm}$ ) məsafədə yerləşdirilməli, onların ötürmə parametrləri bərabər, qarşılıqlı təsir uzunluğu isə nisbətən qısa olmalıdır. Böyük qarşılıqlı təsir uzunluğunda işıq dalğası dövrü olaraq bir işıqötürəndən digərinə keçəcəkdir. Enerjinin birtərəfli verilməsi üçün işıqötürənlərin  $l$ -uzunluğu bir-birinə kiçik  $w$  məsafəsi qədər yaxınlaşdırılaraq paralel yerləşdirilir və şəkil 11.14,a-da təsvir olunduğu kimi bir-birindən uzaqlaşdırılır.

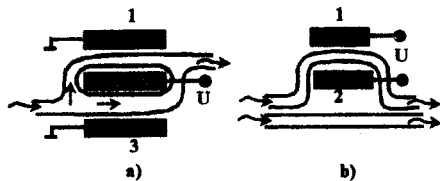
Bu tip paylayıcıların hazırlanması böyük dəqiqlik tələb edir. Belə strukturların yaradılması üçün *fotolitografiya* və *kimyəvi aşındırma* üsulları əvəzinə, *elektron litografiyası* və *ion aşındırmasından* istifadə edilməlidir. Işıqötürənlər arasında rabitə dərəcəsi onlar arasındakı  $w$  məsafəsi ilə tənzimlənir. Əgər istiqamət paylayıcısı elektrodlarla təchiz olunarsa, aktiv inteqral optik rabitə vasitəsinə çevrilə bilər (şəkil 11.14, b). Elektrodlara heç bir gərginlik vermədikdə, girişdən daxil olan işıq enerjisi 2-çıxışı vasitəsi ilə xaric olunur. 1 və 2, və ya 2 və 3 elektrodları arasına elektrik sahəsi tətbiq olunduqda *sinxronluq* şərti pozulur və dalğaötürənlər



Şəkil 11.14. İnteqral optik paylayıcıları:  
a- iki kanallı zolaqlı  
b- KOBRA tipli, 1,2,3- idarəedici elektrodlar

arasında rabitə itir. Elektriklə idarə olunan belə strukturlar *modulyator* və ya *aşırıcı* rolunda çıxış edir və *COBRA* adlanır.  $Al_xGa_{1-x}As$  heteroqecidləri əsasında yaradılan belə strukturların işləmə gərginliyi  $5 \div 10V$ ,  $LiNb_{1-x}Ta_xO_3$  – əsasında hazırlananların isə, cəmi  $1 \div 2V$  təşkil edir.

Məlum Maks-Tsender interferomentlərinin inteqral optik analoqu kimi fəaliyyət göstərən modulyatorların iş prinsipi müxtəlif yollar qət edən iki koherent dalğanın interferensiyasına əsaslanır (şəkil 11.15, a). Girişdən daxil olan işıq dəstəsi zolaqlı dalğaötürənlər vasitəsi ilə çıxışda birləşdirilən iki dəstəyə ayrılır. Çıxışda siqnalın intensivliyi ayrılan dalğaların fazalarının nisbəti ilə tənzimlənir. Elektrodlara gərginlik tətbiq edərək optik yolun uzunluğunu tənzimləməklə, faza nisbətərini dəyişmək mümkündür. Görüşən dəstələrin fazalar fərqi  $\pi$ -nin tam misillərinə bərabər olarsa, onlar bir-birini söndürər və çıxışda siqnal sıfıra bərabər, bu şərt ödənilmədikdə isə çıxışda siqnal sıfırdan fərqli olacaqdır.  $LiNbO_3$  və ya digər genzonalı yarımqeçiricilər əsasında yaradılan Maks-Tsender modulyatorlarında tətbiq olunan



Şəkil 11.15. Maks-Tsender (a), Tsernike (b) interferometr modulyatorları  
1, 2, 3 elektrik sahəsinə tətbiq etmək üçün elektrodlardır

gərginliyin  $\sim 10V$  qiymətində çıxış siqnalının 100 dəfə dəyişməsinə nail olmaq mümkündür. Eyni prinsipə, lakin işıqötürənlərin bir qədər fərqli konfigurasiyasında Tsernike modulyatorları fəaliyyət göstərir (şəkil 11.15, b). Bu modulyatorlar deflektor kimi də işlədilə bilər, çünki iki rabitə elementindən ibarət modulyator tətbiq olunan idarəedici gərginliyin  $U_{qoşma}$  və  $U_{ayırma}$  qiymətlərinə uyğun gələn iki vəziyyəti ilə xarakterizə olunur.

## §11.5. Lifli optik işıqötürücüləri

İnteqral optika sxemlərində optik şüaların istiqamətlənmiş ötürülməsində müxtəlif uzunluğa malik lifli işıqötürənlərdən istifadə olunur. Sadə şəkildə *optik lif* - dəyirmi en kəsiyinə malik lazımi spektral oblastda şəffaf olan nazik teldən ibarətdir. Işığın belə strukturlarda kanallaşdırılması tam daxili qayıtma hadisəsinə əsaslanır. Həm düz, həm də əyilmiş optik liflərdə işığın yayılması hər dəfə tam daxili qayıtmaya məruz qalan ziqzaq şəkilli şüa əksolunmaları ilə həyata keçirilir. Bu halda əsas şərt optik lifin sındırma əmsalının ətraf mühitin sındırma əmsalından böyük olmasıdır. Lifli işıqötürənlərin *pilləli, qradientli, qazodielektrik liflər* kimi növləri mövcuddur.

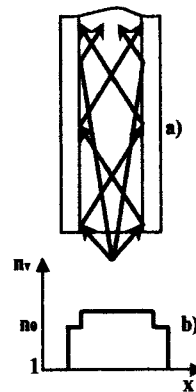
Şəffaf bircinsli tel üzrə tam daxili qayıtmaya məruz qalaraq yayılan işıq dəstəsi enerji itkisinə məruz qalmamalıdır. Əslində isə itkilər baş verir. Nəzərə alınsa ki, işıqötürən liflərin uzunluğu müstəvi dalğaötürənlərə nisbətən çox böyükdür, onda bu itkilərin də kifayət qədər böyük olacağı gözlənilməlidir. İtkilərin əsas payı lifin səthində baş verən səpilmə ilə əlaqədar olduğundan, işıq lifinin əhatə olunduğu mühit və kənar amillərin təsirləri burada aparıcı rol oynayır. Bu itkilər, eləcə də lifin mexaniki cəhətdən kiçik möhkəmliyə və elastikliyə malik olması, nazik şəffaf liflərin tətbiqinə imkan vermir. *İkitəbəqəli* optik liflərdə göstərilən çatışmazlıqları aradan qaldırmaq mümkündür. Belə liflər işıqötürən içlikdən və onun qoruyucu örtüyü vəzifəsini daşıyan xarici qatdan ibarət olur. Xarici qatın sındırma əmsalı lifin sındırma əmsalından kiçik olmalıdır. Optik dalğa-ötürənlərdə olduğu kimi, bu halda da tam daxili qayıtma hadisəsində işıq örtük materialına qismən nüfuz etdiyindən, onun sönməməsi üçün örtük materialı uyğun dalğa uzunluqlu şüalara şəffaf, içlik və örtük arasındakı sərhəd isə mükəmməl olmalıdır. Əgər örtüyün qalınlığı ötürülən işığın dalğa uzunluğundan bir neçə dəfə böyük olarsa, örtüyün səthinə çatan işıq intensivliyi nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olar. Bu baxımdan içlikdə yayılan dalğalara örtüyün səthinin keyfiyyəti heç bir təsir

göstərmir. Pilləli sındırma əmsalına malik işıqtötürənin səthini onun optik xassələrinə heç bir təsir göstərməyən qeyri-şəffaf polimer qatla örtərək praktiki məqsədlər üçün yararlı optik kabel hazırlamaq olar. Optik kabel bir neçə işıqtötürücüyə də malik ola bilər.

Lifli işıqtötürücüdə şüaların içliyin silindrik səthində tam daxili qayıtmaya məruz qalması üçün şüaların lifin ucuna doğru daşınma bucağı müvafiq şərti ödəməlidir. Buna görə işıqtötürücüyə düşən şüalardan yalnız  $(11.5)$  şərtini ödəyən  $\theta_k$ -apertur bucağına malik konik səthlə məhdudlaşan hissəsi kanallaşaraq yayılır.  $\theta_k$ -bucağından kənara çıxan şüalar tam daxili qayıtmaya uğramadıqlarından, qoruyucu örtüyə çıxaraq bir sıra arzuolunmaz hadisələrə səbəb ola bilər. Ona görə də ikinci qoruyucu təbəqə qeyri-şəffaf materialdan hazırlanmalıdır.

Tətbiq sahəsindən asılı olaraq lifli işıqtötürənin diametri bir neçə mikrondan yüzlərlə mikrona, qoruyucu qatın diametri isə millimetrlərə qədər olur. İçlik lifin diametri yayılan işığın dalğa uzunluğu tərtibində olarsa, müstəvi dalğaötürənlərdə olduğu kimi, lif üzrə yalnız diskret işıq dalğaları məcmusu yayıla bilər. Bu dalğalara içlik-xarici qat sərhədinə düşmə bucağının müxtəlif qiymətləri uyğun gəldiyindən, həmin işıq şüaları lif daxilində

əksolunmalarda müxtəlif yollar qət edirlər (şəkil 11.16) və nəticədə işıqtötürən boyunca yayılan işıq signalı təhrif olunur. Liflə işıq impulsu göndərildikdə müxtəlif budaqların mövcudluğu daha böyük əngəllər törədir. İşıqtötürənin kifayət



Şəkil 11.16. Pilləli işıqtötürücüdə şüaların yolu (a) və sındırma əmsalının en kəsiyi boyunca paylanması (b)

qəder böyük uzunluğunda girişdəki bir işıq impulsu çıxışda bir-birindən ayrılmış budaqların impulslarına bölünür və ya impulsun sürətliyini artırır. Bu hadisə işıqötürəndə yayılan dalğaların modulyasiya tezliyinə məhdudiyət qoyur. Modulyasiya periodu ayrı-ayrı budaqların işıqötürəni qət etmə zamanları fərqindən böyük olmalıdır. Əgər işıqötürücünün uzunluğu  $\ell$  -olarsa, tam daxili qayıtma verən ən çox meyl edən şüanın və ox boyunca yayılan şüanın qət etmə zamanları arasındakı fərq

$$\Delta t = \frac{(n_v - n_o)\ell}{c} = \frac{\Delta n \ell}{c} \quad (11.21)$$

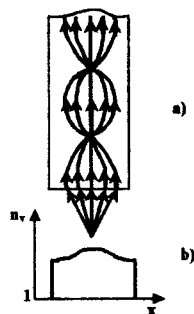
ifadəsi ilə təyin olunur. Burada  $n_v$  -içliyin,  $n_o$ -xarici qatın sındırma əmsalları,  $c$  işığın vakuumda sürətidir. Sonuncu ifadəyə görə  $\ell = 1 \text{ km}$  olduqda  $\Delta n = 10^{-2}$  qiymətində  $\Delta t \sim 10^{-9}$  san təşkil edir. Bu qiymət informasiyanın ötürülməsi üçün  $10^8$  Hs kimi tezlik sərhədini müəyyənləşdirir. Işıq siqnalının belə təhrifi *qanadlararası dispersiya* adlanır. Əgər lifli işıqötürücüsünün diametri (11.13) ifadəsi ilə təyin olunan kiçik qiymətə uyğun gələrsə, lif bir budaqlı rejimdə işləyə bilər. Lakin bunun üçün lifin diametri və  $\Delta n = n_v - n_o$  qiyməti çox kiçik olmalıdır. Birbudaqlı işıqötürücülərdə budaqlararası dispersiya mövcud olmasa da, siqnalın keyfiyyətli ötürülməsinə işığın müəyyən spektral diapozona uyğun gəlməklə tam monoxromatik olmaması mane olur. Bunun nəticəsində içliyin  $n_v$  sındırma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı nəticəsində *material dispersiya* adlanan hadisə baş verir. Nəzərə alsaq ki, yarımkəçirici lazerin şüalanmasının spektral eni bir neçə nanometr təşkil edir ( $\sim 20 \text{ \AA}$ ), onda  $1 \text{ km}$  məsafəyə ötürülmə zamanı müxtəlif dalğa uzunluğu işıqların yayılma sürətlərinin fərqli olması nəticəsində zaman sürüşməsi  $\sim 10^{-10}$  san tərtibində olur. Bu işə limit modulyasiya tezliyinin  $\sim 10^{10}$  Hs qiymətinə uyğun gəlir.

Qanadlararası və material dispersiya minimuma endirildikdə, ötürücü liflərdə birqanadlı yayılma prosesində material dispersiyadan asılı olmayaraq dalğa nəzəriyyəsinə

göre ışığın yayılma sürətinin tezlikdən asılılığı nəticəsində *qanaddaxili dispersiya* baş verir. Müəyyən spektral diapozonda material və qanaddaxili dispersiyalar bir birini kompensasiya edə bilər. Bu halda lifin mexaniki deformasiyası və içliyin formasının tam silindrik olmaması nəticəsində qarşılıqlı perpendikulyar polyarlaşmış işıqların müxtəlif sürətə malik olmaları *polyarlaşma dispersiyası* hadisəsinin baş verməsinə səbəb olur. Bu dispersiya spektral xəttin eniləşməsinə və  $1 \text{ km}$  məsafədə  $10^{-11}$  san zaman fərqi yaranmasına səbəb olur.

Deyilənlərdən məlum olur ki, bütün növ dispersiyalar lifin uzunluğu artdıqca artır. Bu baxımdan işıqötürücünün buraxma qabiliyyəti vahid uzunluğa gətirilir və buraxma zolağı  $MHs/km$  -lərlə ölçülür. Qeyd etmək lazımdır ki, birbudaqlı işıqötürücüdə geniş buraxma zolağına optik lifin hazırlanma texnologiyasının və istismarının mürəkkəbləşməsi hesabına nail olunur. Bunun üçün şüa mənbələrinə də sərt kriteriyalar qoyulur. Liflərdə işıq mənbəyi olaraq işıqlanan diodlar tətbiq oluna bilmir və lazerlər tələb olunur.

Optik lifin içliyi ilə örtüyünün sərhədində sındırma əmsali əslində şəkil 11.16-da təsvir olunan kimi kəskin yox, nisbətən təcicən dəyişir. Elə liflər yaratmaq mümkündür ki, içliyin özündə mərkəzdən kənara doğru sındırma əmsalı təcicən dəyişsin. Təsviri şəkil 11.17-də verilmiş belə işıqötürəndə örtük qat öz mənasını itirir, optik lif yalnız qoruyucu elastiki qatla əhatə olunur. Belə işıqötürücülər *qradientli və ya özünüfokuslayan liflər* adlanır. Qradientli işıqötürücüsünün oxu boyunca yayılan şüalar meyl etmir. Bucaq altında yayılan şüalar isə refraksiya nəticəsində öz trayektoriyalarını əyir. Trayektoriyasının əyilməsi düşmə bucağı böyük olduqca artır. Böyük

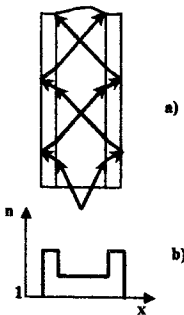


Şəkil 11.17. Qradientli (özünüfokuslayan) işıqötürücüsündə şüaların yolu (a) və sındırma əmsalının en kəsiyi boyunca paylanması (b)

bucaq altında düşən şüalar işıqötürücüsünün dərinliklərinə nüfuz edir. Mərkəzdən kənara yaxınlaşdıqca sındırma əmsalı kiçildiyindən işığın yayılma sürəti artır və müxtəlif bucaq altında düşən şüaların işıqötürəni qət etmə zamanlarını bərabərləşdirmək imkanı yaranır. Hesablamalar göstərir ki, işıqötürəndə sındırma əmsalının koordinatdan asılılığı kvadratik qanunla baş verdikdə şəkil 11.17-də təsvir olunan mənzərə reallaşır. Bütün dalğaötürən budaqlar üçün optik yolun uzunluğu eyni olduğundan, qradientli liflərdə qanad dispersiyası minimuma endirilir.

Lifli işıqötürənlərin yaradılmasında qarşıya çıxan əngəllərdən biri də işçi material kimi istifadə olunan şüşələrin əksəriyyətinin  $\lambda=1,7+1,8$  mkm dalğa uzunluqlu işıq üçün böyük udma əmsalına malik olmalarıdır. Bu səbəbdən lifli işıqötürənlər yaxın və uzaq infraqırmızı oblastda fəaliyyət göstərə bilmirlər. Bu spektral oblastlarda işləyən xüsusi növ qazodielektrik işıqötürənlər hazırlanır (şəkil 11.18).

Qazodielektrik işıqötürən nazik şüşə kapillyar borudan ibarətdir. Kapillyar boru sındırma əmsalı havanın sındırma əmsalından böyük, borunun divarının hazırlandığı materialın sındırma əmsalından kiçik sındırma əmsalına malik olan qazla doldurulur. Bu məqsədlə karbon qazı və ya sıxılmış havadan istifadə oluna bilər. Belə işıqötürənin iş prinsipi qoruyucu qatı olmayan müstəvi işıqötürənlə uyğunluq təşkil edir. Elə bucaqlar intervalı mövcuddur ki, yayılan işıq altlığın şüalanma qanadına çevrilə bilər. Ziqzaq şəkilli yayılan işıq hər dəfə əksətməyə kapillyarın



Şəkil 11.18. Qaz dielektrik işıqötürücüsündə şüaların yolu (a) və sındırma əmsalının en kəsiyi boyunca paylanması (b)

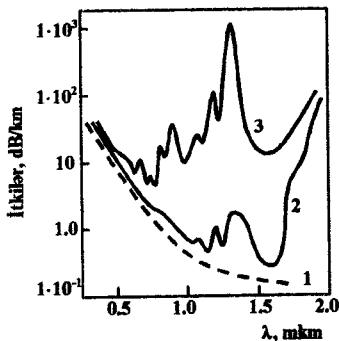
divarını iki dəfə qət edir. Kapillyarın xarici divarından tam qayıtma nəticəsində işığın kanallaşması baş verir. Kapillyarın divarında işığın udulma-sını minimuma endirmək üçün o, nazik təmiz kvarsdan hazırlana bilər. Belə strukturlarda qaz



əvəzinə şəffaf mayelərdən (məsələn, tetraxlortiləndən) istifadə etməklə də optik ötürücülər yaradıla bilər.

## § 11.6. Işıq liflərində optik itkilər

Hələ XX əsrin 50-ci illərindən başlayaraq insanın daxili orqanlarına nəzər yetirmək üçün işıqötürücülərindən istifadə olunsa da, onlar hələ də optik informasiyanın hətta bir neçə yüz metr məsafəyə ötürülməsi üçün də tətbiq iqtidarında deyildir. Buna səbəb lifdə yayılma zamanı baş verən optik itkilər nəticəsində işıq signalının zəifləməsidir. Lifin içliyində baş verən optik itkilər əsasən udulma və səpilmə hesabına olur. Udulmanın nəticəsi kimi işığın zəifləməsi lif materialı olan şüşə və kvarda *Te*, *Cu*, *Ni*, *Cr* və başqa aşqarların mövcud olması ilə əlaqədardır. Bu aşqarlar tərəfindən işığın udulması yalnız aşqarların konsentrasiyasından deyil, həm də



Şəkil 11.19. Şüşə lövhədə optik itkilər.

- 1- Reley səpilməsi, 2- təmiz şüşə, 3- hidroksil qrupu ilə zəngin şüşə

onların yük halından (iki və üçüklü dəmir  $-Fe^{+2}$ ,  $Fe^{+3}$ ; bir və iki yüklü mis  $-Cu^{+1}$ ,  $Cu^{+2}$  və s.) asılı olduğundan, işıq lifində optik itkilər onun hazırlanma texnologiyasından güclü asılı olur. Yüksək dərəcədə təmizlənmiş şüşədə aşqarların miqdarı  $\sim 10^{-7} \div 10^{-9} sm^{-3}$  intervala qədər azaldılsa belə, aşqarlara uyğun udma zolağında optik itkilər müşahidə olunur. Bu zolaqlar  $0,8 \div 3,0 mkm$  dalğa uzunluğuna

malik olmaqla, yaxın infra-qırmızı oblasta uyğun gəlir. Belə itkilər *hidroksil (OH)* qrupu ilə əlaqələndirilir.

Şəkil 11.19-da şüşə optik liflərdə optik itkilərin spektral paylanması təsvir olunmuşdur. Şəkildən görüldüyü kimi,

hidroksil qrupundan təmizlənmiş şüşədə yalnız  $\lambda > 1,5$  *mkm* dalğa uzunluqlarında optik itkilər kəskin artır. Qısdalğalı oblastda baş verən itkilər şüşədəki qabarcıqların və kristal mikrooblastların mövcudluğu ilə əlaqədardır. Əgər bütün bu itkilər aradan qaldırılsa, qalıq itki lif materialının sıxlıq flüktuasiyasının nəticəsi kimi Reley səpilməsinə uyğun gəlir. Kvars işıqötürü-cülərində yalnız fundamental mexanizmlərlə əlaqədar optik itkilər  $1,2 \div 1,7$  *mkm* intervalında *ondabirlərlə desibel/km* qiymətinə malik olmaqla minimuma endirilir. Çoxkomponentli Ge şüşələri ( $1,6 \div 4,5$  *mkm*), Ta-Br-C şüşələri ( $5,5 \div 5,6$  *mkm*), florlu şüşələr ( $2 \div 4$  *mkm*) və s. kimi elə materiallar da mövcuddur ki, onlar daha kiçik optik itkilərlə xarakterizə olunurlar. Bu materialların hazırlanma texnologiyasının problemləri optik itkiləri bir neçə tərtib artırır.

İşıq lifləri hazırlamaq üçün *polimer* materiallardan (məsələn, *polistirol*, *plestiqlas* və s.) istifadə edilir. Belə optik liflər çoxbudaqlı, böyük apertur bucaqlı və bir neçə yüz mikron diametrlı olmaqla, yalnız yaxın məsafələrə rabitə üçün istifadəyə yararlıdır. Ümumi optik itkilər  $10^2 \div 10^3$  *dB/km* qiymətlərini almaqla,  $0,5 \div 0,7$  *mkm* dalğa uzunluqları üçün minimuma enir. Digər tərəfdən, belə liflər temperaturun  $80^\circ$  C-dən yuxarı qiymətlərində öz keyfiyyətini itirirlər. Polimer işıq liflərinin zamana görə stabilliyi və xidmət müddəti kiçik olsa da, sadə hazırlanma texnologiyası və aşağı dəyəri onların üstünlüyü sayıla bilər.

Lifli işıqötürənləri hazırlamaq üçün bir sıra üsullar təklif edilmişdir. İkiqatlı liflər bir birinin üzərinə qoyulmuş hər iki ucu qıfşəkilli quruluşa malik çətin əriyən qabda əridilən içlik və örtüyün şüşə materiallarının mərkəzdəki kiçik deşikdən axması nəticəsində alınır. İkiqatlı üsul həm şüşə, həm də polimer lifləri almaq üçün uğurludur. İşıqötürən şüşə çubuq düz məhlulunda yerləşdirilsə, məhlul ilə ion mübadiləsi nəticəsində şüşənin üst qatında sındırma əmsalı kiçik olan təbəqə yaranır. Əvvəlcə çubuğun bir ucu əridilərək dartılıb lif şəklində salınır, sonra isə qoruyucu polimer qatı ilə örtülür.

Şüşə işıqötürənləri qaz fazadan çökdürmə yolu ilə alınır. Bunun üçün xüsusi sobada yerləşdirilən kvarts borudan oksigen axını ilə  $BCL_4$  əlavə edilmiş  $SiCl_4$  axıtmaqla borunun divarında borosilikat şüşə qatı alınır. Sonra  $BCL_4$  kəsilir və sındırma əmsalı daha böyük olan şüşə qatı əmələ gəlir. Kvarsın yumşalma temperaturunda səthi gərilmə qüvvələri məhlulu sıxaraq borunun diametrini kiçildirlər. Alınmış üçqatlı çubuq dartılaraq içliyi təmiz şüşə, örtüyü isə borosilikatlı şüşə olan kvarts qoruyucu təbəqəsinə malik lif alınır. Eyni üsulla tərkibinə flor, germanium, fosfor, titan və s. əlavə etməklə sındırma əmsalı tənzimlənən kvarts liflər alınır. Qaz fazadan çökdürmə üsulu alınan qatlara nəzarət edilə bilməsi və təmiz materiallardan istifadə olunmaqla optik itkiləri kiçik olan lifli işıqötürənlərin alınması ilə əlamətdardır.

### § 11.7. Lifli optik rabitə xətləri

Kiçik optik itkilərə malik şüşə işıqötürənlərin çevik koherent işıq mənbələri və uyğun işıq qəbulediciləri ilə məcmusu *lifli optik rabitə xətlərinin (LORX)* yaradılmasına imkan verir. Bu strukturların ən əlamətdar xassələri *yüksək informasiya tutumu, kənar elektromaqnit təsirindən etibarlı müdafiə* oluna bilmək, *istifadə təhlükəsizliyi*, kanallararası qarşılıqlı təsir əngəllərinin olmaması ilə bağlıdır. LORX ilə ötürülən informasiyaya yalnız optik kabeli sındırmaqla müdaxilə edilə bilinməsi, ötürülən informasiyanın tam məxfiliyi üçün şərait yaradır. Başqa quruluşlarda istifadə olunan *əlvan metalların* LORX-da sadə texnologiya ilə alınan ucuz *polimer materiallarla* əvəz edilməsi iqtisadi səmərəliyi artırır. Şüşəli işıqötürənlər yüksək kimyəvi davamlılığı, yüksək temperaturlarda işləmə qabiliyyəti, kiçik həcmi və çəkisi olmaqla digər rabitə vasitələrini kölgədə qoyur. LORX elementlərinin ən ümdə xassəsi isə optik itkilərin minimuma endirilmə imkanındır. Tipik çoxqanadlı şüşə işıq lifində *GaAs* əsasında şüalanan cihazlara uyğun *0,8-0,9 mkm* dalğa uzunluqlarında sistemin sönmə xarakteristikası *3-4 dB/km*

təşkil edir. Təmiz kvars liflərində ən aşağı sönmə xarakteristikası (0,14-0,16 dB/km) dalğa uzunluğunun 1,55 mkm ətrafında qiymətlərinə uyğun gəlir. İçliyi  $GeO_2$  ilə aşqarlanmış belə liflərdə 1 km məsafəyə ötürülən siqnalda zəifləmə 1-2% təşkil edir ki, bu da yüzlərlə kilometr məsafələrə *retransilyasiyasız informasiya ötürülməsi* imkanı yaradır. Müqayisə üçün qeyd etmək lazımdır ki, atmosfer qatında uzunluğu 1 mkm olan dalğaların sönmə xarakteristikası 100 dB/km olmaqla 1 km məsafədə optik lifdəkindən  $10^9$  dəfə böyük olur. Optik spektrin 1,2-1,5 mkm dalğa uzunluğu oblastı həm *radioaktiv dözümlülüyün* görünən oblasta nəzərən kifayət qədər yüksəkliyi, həm də kvars liflərinin bu oblastda ən kiçik material dispersiyasına malik olması ilə əlamətdardır.

Sadə və nisbətən qısa LORX işıqlanan dioddan, optik kabledən və fotodioddan təşkil olunur. Bu cihazların əsas problemi optik lifin şüalandırıcı və qəbuledici ilə uyuşması, cəldlik və spektral oblastlarının uyğun gəlməsi ilə bağlıdır. Sistemin etibarlılığını artırmaq və istismar şəraitini asanlaşdırmaq üçün yarımkeçirici diod və ya lazer, elektron mikrosxemi, diskret elementlər, optik birləşmə vasitələri işıq lifinə giriş yuvacıqları ilə birlikdə bir korpus üzərinə yığılaraq *kvant-elektron modulu* (KEM) əmələ gətirirlər. Temperaturun dəyişməsinin təsiri, eləcə də *deqradasiya prosesləri* ilə əlaqədar çıxış siqnalının gücünün dəyişməsinə aradan qaldırmaq üçün *əks rəbitədən* istifadə olunur. Bunun üçün verici KEM-da şüalandırıcının və elektron sxeminə verilən işıqəhəssas fotodiod qoyulur. Çıxış gücündə cüzi dəyişiklik şüalandırıcıdan axan cərəyanın tənzimlənməsi ilə aradan qaldırılır. Verici KEM-ə uyğun fotodiodlar əsasında qəbuledici KEM formalaşdırılır.

LORX informasiya tutumu kanalın spektral sıxlaşdırılması, yəni eyni kanalla müxtəlif dalğa uzunluqlu informasiyaların eyni zamanda ötürülməsi ilə artırıla bilər. Bunu reallaşdırmaq üçün müxtəlif, lakin bir-birinə çox yaxın olan dalğa uzunluqlarını şüalandıran mənbələrdən istifadə

edilməli, giriş optik kanallarını birləşdirən və çıxışda onları ayıran strukturlar-*multiplekor* və *demultiplekor* yaradılmalıdır.

Beləliklə, LORX-un yaradılması üçün şüa mənbəyi, istiqamətləndirici bölücüləri, modulyatoru, deflektor, aşırıcıları, fotoqəbuledicisi, inteqral elektron gücləndiricisi olan inteqral optik sxemlər tələb olunur. Rabitə xətti çox uzun olduqda, əlavə olaraq, aralıq gücləndirici və ya *retransilyatorlardan* istifadə edilir.

LORX-un tətbiq sahələri xəttin uzunluğundan asılı olaraq *obyektlərarası*, *şəhərlərarası*, *magistral* və *qitələrarası* kimi növlərə bölünür.

Obyektlərarası LORX-dan əsasən qısa ( $1 \div 100$  m) məsafələrdə aparılan əməliyyatlarda (təyyarələrdə və gəmilərdə kənar nöqtələrə nəzarət, müəssisə daxilində qurğuların işinə nəzarət, tibbdə, lazer texnologiyasında yüksək intensivlikli işıq impulslarının ötürülməsində və s.) istifadə olunur. Obyektlərarası LORX-da optik itkilər, xromatik və budaq dispersiyaları o qədər də böyük rol oynamır. Bu optik rabitə xətləri sinifinə qurğuların müəyyən hissələri arasında rabitə yaradan qısa montaj optik kabellərini də əlavə etmək lazımdır.

Şəhərlərarası LORX  $50 \div 300$  km məsafələrdə elektron hesablama maşınları vasitəsi ilə uzaqda olan *terminallar* və *məlumat toplayan qurğularla* rabitə yaradılması, çoxkanallı telefon, teleqraf rabitələrinin yaradılması, çoxkanallı televiziya verilişlərin ötürülməsi üçün işlədilir. Optik rabitə bu vasitələrlə verilən siqnalın keyfiyyətli qalmasını, əngəllər ilə qarışmamasını təmin edir.

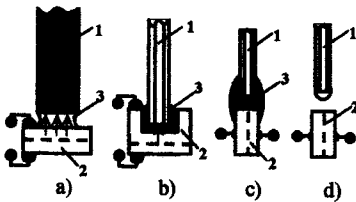
Magistral və qitələrarası LORX informasiyanı daha böyük - min kilometrə məsafələrə ötürülməsi üçün istifadə olunur. Bu xətlər torpaq və ya su altında qaldığı üçün minimal optik itkilərə malik olmaqla yanaşı, çoxillik iqlim dəyişmələrinə, digər qarşılıqlı təsirlərə davamlı olmalıdırlar. Bu məqsədlə işlədilən kabellər güclü *hidrozolyasiya* və möhkəmliyə malik olmaqla çox *qiymətli (baha)* qurğular sayılır.

Lifli optik rabitə xətlərində informasiya həm *analoq*, həm də *rəqəm* formasında ötürülə bilər. Optik kanalın geniş buraxma zolağı informasiyanı daha etibarlı üsullarla-rəqəmlərlə verilməsini təmin edir. Belə veriliş formasında informasiya xarici əngəllər və təhriflərə kifayət qədər davamlı olur.

## § 11.8 Rabitə elementlərinin optik vəhdəti

Lifli optik rabitə sistemlərində işıqötürücü liflərin bir-biri ilə, eləcə də işıq mənbəyi və fotoqəbuledicilərlə birləşdirilməsi birinci dərəcəli əhəmiyyət kəsb edən məsələdir. Əks halda, keçid itkiləri optik signalın xeyli zəifləməsinə səbəb olur. Işığın lifə daxil edilməsi ilk növbədə, işıq mənbəyi ilə lifin xarakteristikalarının uyğunluğundan asılıdır. Belə ki, mənbədən çıxan işıq dəstəsinin en kəsiyi və dağılma bucağının lifin içliyinin ölçüsü və apertur bucağı ilə uyuşması, eləcə də mənbəyin buraxdığı işığın spektral tərkibi ilə lifin dalğaötürən budaqlarının miqdarı arasında uyğunluq vacibdir. Bərk cisim lazerinin şüalandırdığı işığı çoxbudaqlı işıq lifinə, demək olar ki, itkisiz daxil etmək mümkündür. Yarımkəçirici lazerlərin, xüsusi ilə də işıqlanan diodların, optik liflərlə birləşməsi hiss olunan itkilərlə

nəticələnir. Belə birləşmələrin müxtəlif növləri mövcuddur (şəkil 11.20).



Şəkil 11.20. Yarımkəçirici işıq mənbəyi ilə optik lifin birləşməsi  
1-lif; 2- işıqlanan diod (lazer);  
3- immersiya edici maye

Işıq mənbəyi ilə optik kanalın bir-birinə xüsusi yapışqanla birləşməsi ən sadə üsul sayıla bilər (şəkil 11.20, a). Bu üsulda çoxikiçlikli kabledən istifadə edildikdə işıqəbuledən sahə artdığından, o işıq

diodunun buraxdığı dəstənin diametri tərtibində ( $0,3 \div 0,5 \text{ mm}$ ) ola bilər. *İmmersiya yapışqanından* istifadə etməklə sərt çoxkanallı lif ilə diodun birləşdirilməsində şüanın kiçik apertur

üçün yan üzlərdə yaradılan rezonatorun labüdlüyünü aradan çıxardaraq problemi həll etməyə imkan verir. Bu prinsip əsasında işləyən lazerlər iki qrupa bölünürlər (şəkil 11.22, b və c).

Breqq qaytarıcı lazerdə güzgülər qeyri-əsas yükdaşıyıcıların injeksiyası nəticəsində invers məskunlaşma alınan optik fəal oblastın hər iki üzündə yerləşir. Difraksiya qəfəsi heteroqəçidin qatları arasında sərhədin büzülməsi nəticəsində yaradılır. Difraksiya qəfəsində çoxlu əksolunmanın tərtibləri alınsa da, yalnız bir budaq yarımkeçirici lazerin şüalanma spektrinə uyğun gəlir. Adətən, əks olunan şüalarda üçüncü tərtib difraksiyadan istifadə edilir. Büzməli hissənin uzunluğunu dəyişməklə şüalanmanın müəyyən istiqamətdə yayılmasına nail olmaq mümkündür. Breqq əksətmə lazerləri bilavasitə dalğaötürənlərə birləşdirilir (şəkil 11.22, c). Breqq və əks əlaqəli lazerlər planar quruluşlarla yanaşı, qaytarıcı yan üzlərə malik lazerlərə nisbətən daha ensiz şüalanma zolağına ( $0,05 \pm 0,01 \text{ nm}$ ) və lazımi dalğa uzunluğuna dəqiq köklənmə xüsusiyyətlərinə də malik olur. Yuxarıda göstəriləyi kimi şüalanma zolağının eni dalğaötürəndə yayılan siqnalın bilavasitə maksimal modilyasiya tezliyini formalaşdırır.

İnteqral və lifli optikada istifadə olunan fotoqəbuledicilər sınaqdan çıxarılmış adi yarımkeçirici cihazlardan az fərqlənir. Bu məqsədlə, başlıca olaraq, əksinə qoşulmuş p-n *homo-* və *hetero-diodlar*, *Şottki diodları*, *p-i-n diodları*, *sel fotodiodları*, *fototranzistorlar* işlədilir. Bu cihazlar işıq ötürücülərinin çıxışına birləşdirildiyindən, baxılan halda yalnız fotoqəbuledici səthin lifin en kəsiyindən böyük olması şərtinin ödənməsi vacibdir. Bununla bərabər, işıqqəbuledən səth mümkün qədər kiçik olmalıdır. Belə ki, strukturun tutumu qəbuledicinin işi tezliyinin qiymətini məhdudlaşdırır. Xüsusi hallarda bilavasitə zolaqlı dalğa-ötürən üzərinə metal çəkilərək fətohəssas struktur şəklində fotoqəbuledici yaradıla bilər. Dalğaötürəndə yayılan işıq diod strukturuna normal yox, eninə düşərsə və həcmi yüklər oblastının eni dalğaötürənin eni tərtibində olarsa, yüksək effektiv (~100%) fotoçeviricilik yaratmaq mümkündür.

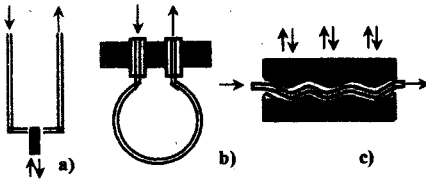
Dalğaötürəndə işığın itkisiz yayılması və *detektorda* udulması əksinə qoşulmuş strukturda Frans-Keldiş effekti əsasında udma kənarının uzun dalğalara doğru sürüşməsi hesabına baş verir. Müstəvi dalğaötürənlə fotoçeviricinin digər bir vəhdət növü heterotexnologiyaya əsaslanır. Dalğaötürənin müəyyən yerində çuxur olarsa, həmin çuxurda qadağan olunmuş zonasının eni kiçik olan aşqarlanmış yarımkəçirici göyərdərək düzləndirmə xassəsinə malik struktur yaradılır. Məsələn, *GaAs*-dən hazırlanmış dalğaötürəndə, *GaInAsP* əsasında hazırlanan belə fotodiodlar yüksək ( $10^{11}$  san) cəldliyi ilə fərqlənirlər. Dalğa uzun-luğunun  $0,8 \div 1,1$  mkm oblastı üçün *Si* fotodetektorları inteqral optik sxemlərə hibrid texnologiya əsasında birləşdirilir.

İnteqral-optik sxemlərdə istifadə olunan yarımkəçirici lazerlər optik şüalanma əmələ gətirməklə yanaşı, işığın optik fəal mühitdən keçərkən güclənməsi üçün də şərait yaradırlar. Düzünə qoşulmuş diodda injeksiya səviyyəsi invers məskunlaşma yaratmağa kifayət etdikdə hələ generasiya yaranmasa da, fəal hissədən keçən işıq rezonatorsuz güclənər. Belə sistem *reqenerativ gücləndirici* adlanır. İşığın güclənməsi elektron-deşik cütlərinin azalması ilə nəticələndiyindən dioddan keçən cərəyan azalar. Belə «*fotoeffektin*» işarəsi əks qoşulan, sifir gərginlikli və ya invers məskunlaşma yaratmayan düzünə gərginlikli diodlardakı fotoeffektin işarəsinə əks olur. Beləliklə, inteqral-optik sxemlərdə lazer diodu daxili modulyasiyaya malik optik şüa mənbəyi, optik kanal üzrə işıq gücləndiricisi, yüksəkəldlikli fotoqəbuledici kimi üç müxtəlif funksiyanı yerinə yetirməyə qadirdir. Retranslyatorların və ikitərəfli vericilərin iş prinsipi bu xüsusiyyətə əsaslanır.

### § 11.10. Lifli optika geydediciləri

Lifli işıqötürənlərdən istifadə müxtəlif fiziki kəmiyyətlərin dəqiq ölçülməsi üçün imkan yaradır. Optik lif ilk növbədə ölçülən siqnal haqda informasiya daşıyıcısıdır. Bu prosesdə lif passiv rol oynasa da, ondan istifadənin bir sıra





Şəkil 11.23. İntegral optika qeydedicilər  
a) əşyaları saymaq üçün istifadə edilən lifli optik sayğac təsviri;  
b) mayenin sıxlığını ölçən cihaz;  
c) təzyiqli ölçən cihaz

üstünlükləri vardır. Belə ki, bu halda xarici elektromaqnit sahəsinin təsiri istisna olunur, nəmişlikdən, istilikdən və kimyəvi təsirlərdən kəmiyyətin asılılığı aradan qaldırılır, əlçatmaz və partlayış qorxusu olan

yerlərə informasiya ötürməyə imkan yaranır. Bu strukturlara misal olaraq, şəkil 11.23, a-da əşyaları saymaq üçün istifadə edilən lifli optik sayğac təsvir edilmişdir. Bu sayğac iş prinsipinə görə optik kanalı açıq olan optrona analojidir və obyektə mayenin olmasını yoxlamaq, əşyanın səthinin vəziyyətini təyin etmək, əşyanın fırlanma sürətini ölçmək, rəqslərin tezliyini təyin etmək, obyektin fəzada vəziyyətini aydınlaşdırmaq üçün istifadə edilə bilər. Işıqötürən liflər arasındakı yarığın ölçüsünü kiçildərək liflərdən biri tərpenməz bağlanılarsa, digərini öyrənilən detala yönəltməklə bir lifdən digərinə keçən işığın intensivliyinin dəyişməsi əsasında detalın yan tərəfə yerləyişməsini təyin etmək olar.

Lifin küncünə lüminofor maddə çəkərək, şüalanma intensivliyinin və ya spektrinin temperatur asılılığına görə əlçatmaz yerlərdə temperaturu və onun dəyişməsini ölçmək olur. Bu halda temperaturun ölçülmə oblası lüminoforun tipindən asılıdır. Məsələn,  $Gd_2O_3:S:Eu$  lüminoforu əsasında hazırlanmış cihaz  $220-470\text{ K}$  temperatur intervalında fəaliyyət göstərə bilər. Adsorbsiya əsasında fəaliyyət göstərən optik lifli ölçücülərdə lifin ucuna çəkilmiş maye kristalın, termoxrom materialın və ya yarımqeçiricinin optik şəffaflığının temperaturdan asılılığından istifadə olunur. Temperaturu dəqiq təyin etmək üçün şəffaflığı iki müxtəlif dalğa uzunluğunda ölçməklə differensial üsullardan istifadə olunur. Bəzi lifli optik ölçücülərin iş prinsipi lifin içliyi ilə örtüyü və ya xarici mühit arasında baş verən hadisələrə əsaslanır. Güzgü ucluqlu işıq lifi mayeyə salındıqda, temperaturun dəyişməsi lifin içliyi ilə

əlaqədə olduğu mayenin sındırma əmsalları fərqi dəyişər. Bilavasitə mənbədən düşən işıqla lifdə əks olunaraq düşən işığın intensivliklərinin müqayisəsi temperaturu böyük dəqiqliklə ölçməyə imkan verir. Lifin ucundan qaytarma əmsalının qiyməti onun batırıldığı mayenin mütləq sındırma əmsalını təyin etməyə imkan verir və bu cihaz optik *lifli refraktometr* adlanır.

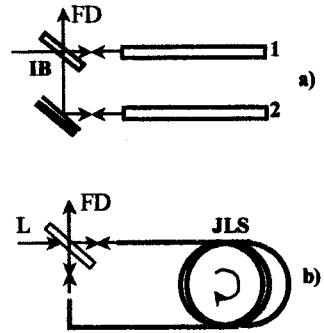
Bir parça işıqötürən lifi əyərək şəkil 11.23. b -dəki formaya gətirilməklə müxtəlif mayələrin (məsələn, elektrolitlərin, akkumulyatorun içindəki turşunun) sıxlığını bilavasitə təyin etmək imkanı yaranır. Təcrübələr göstərir ki, lifdə yayılan işığın intensivliyi elektrolitin sıxlığının dəyişməsi ilə bir neçə dəfə dəyişə bilər. Bu da ölçməni yüksək dəqiqliklə aparmağa və işçi halda olan mayenin sıxlığına nəzarət etməyə imkan verir. Belə strukturla axan işıq seli xarici təzyiqlə idarə olunduğundan, təzyiq ölçücüsü kimi də fəaliyyət göstərə bilər. Aşağı təzyiqləri qeyd etmək üçün lif mikrodişciklər yaradılan strukturun içərisinə yerləşdirilir (şəkil 11.23, c). Optik lifin mikrodişciklə olan hissələrində optik itkilərin artması tətbiq olunan təzyiqlə əlaqəli olduğundan, çox kiçik təzyiqləri ölçmək ( $\sim 10^{-5}$  Pa) imkanı yaranır. Belə strukturlar akustik rəqslərin dəqiq ölçücüsü kimi istifadə oluna bilər.

Müəyyən sinif lifli ölçücülərin iş prinsipi lifin içliyinin materialında baş verən hadisələrə əsaslanır. İonlaşdırıcı şüalar təsir etdikdə lifdə optik itkilərin artması  $\gamma$ - və *rentgen* şüaları üçün vahid kütləyə uyğun gələn ionlaşdırıcı enerjini- *şüalanma dozasını* -təyin etməyə imkan verir. Bu kəmiyyətin ölçü vahidləri *qrey* və *rad*-dir. Dozası 1 *rad* olan şüalanma dalğaötürəndə işığın intensivliyini yüzlərlə desibel dəyişdirir. Bu işə lifli optika vasitəsi ilə çox kiçik şüalanma dozalarını qeyd etmək imkanı yaradır. Optik lifi müəyyən şəraitdə termik işləməklə ilkin hal bərpa olunur. İonlaşdırıcı şüalanmanın intensivliyini, enerjisini və s. təyin etmək üçün polimer liflərə aromatik birləşmələr daxil etməklə *ssintilyasiya ekranı* kimi fəaliyyət göstərən liflər hazırlanır. Bu liflər baş verən

parıltıları qeyd edir. Optik liflər *Vavilov-Çerenkov şüalanması* əsasında da fəaliyyət göstərə bilər.

Nadir torpaq elementləri (*Nd, Eu, Sm*) ilə aşqarlanmış kvarts liflər ultrabənövşəyi şüalarla həyəcanlaşdırıldıqda lüminessensiya edir. Lüminessensiya şüalanmasının temperatur sönməsinə görə  $300 \div 500$  K intervalında ətraf mühitin temperaturunu təyin etmək mümkündür. Nəhayət, optik lif kəsilməz spektrə malik işıq mənbəyi kimi istifadə oluna bilər. Sappirdən hazırlanmış nazik lif  $2500$  K-ə qədər qızıya bilər. Termik effektlər əsasında fəaliyyət göstərən lifli optik ölçücülərin əsas xüsusiyyətləri kiçik istilik tutumuna və kiçik istilikkeçirməyə malik olmaları, kimyəvi reaksiyalara etətliliyi, yüksək həssaslığı və kiçik zaman parametrləri ilə bağlıdır. Lifli optik ölçücünün hər hansı təsire göstərdiyi cavabının qeyd olunmasında interferensiya hadisəsindən istifadə edilməsi ölçü sistemlərinin yüksək həssaslığına və fəaliyyətinin sabilliyinə imkan yaradır.

Şəkil 11.24-də müəyyən mühitin və ya konstruksiyanın məruz qaldığı mexaniki gərginliyin ölçücüsü təsvir edilmişdir. Ucu güzgülü iki eyni uzunluqlu işıq lifinin biri ölçülən strukturun lazımı (ölçücü) elementinə yapışdırılır, digəri (etalon) isə sərbəst saxlanılır. Hər iki lifə eyni işıq mənbəyindən koherent şüa göndərilir. Hər hansı gərginliyin yaranması ölçücü liflə etalon lif arasında faza sürüşməsi ilə nəticələnir ki, bu da öz növbəsində fotodetektorun signalında öz əksini tapır. Baxılan sxemdə ölçücü lifi *maqnitostriksiya xassəsi* olan materiala yapışdırmaqla qurğuda maqnit sahəsinin intensivliyini ölçmək



Şəkil 11.24. Optik lifli ölçücülər

a) lifin uzanmasını ölçən

b) lifli qiroskop

1-etalon, 2-tədqiq edilən lif

FD- fotodetektor, L- lazer

JLS- işıq lifli sarğac

olar. Bu halda maqnit sahəsinin təsiri ilə materialın deformasiya etməsi faza sürüşməsi ilə nəticələnir. Əgər ölçücü *solenoidin* daxilində yerləşdirilərsə, maqnit sahəsinin təsirinə görə solenoiddən axan cərəyanı təyin etmək mümkündür. Elektrik və maqnit sahələrinin parametrlərini təyin etmək üçün maqnit sahəsində polyarlaşıma müstəvisinin fırlanması hadisəsindən (*Faradey effekti*) istifadə oluna bilər. Belə strukturların həssaslığını artırmaq üçün lifin şüşəsi paramaqnit elementlərlə aşqarlanır. Bu, materialın Verde sabitini artırsa da, şüşənin şəffaflığına xələl gətirir. Elektrik gərginliyini ölçmək üçün işıq lifi elektrik sahəsinin təsiri altında deformasiya edən pyezoelektrik materiala yapışdırılır. Etalon və ölçücü şüalar arasında fazalar fərqi deformasiyanın qiyməti, o da öz növbəsində tətbiq olunan gərginlik haqqında məlumat verir.

Fırlanma hərəkətində dönmə bucağını və bucaq sürətini ölçmək üçün *lifli optik giroskoplardan* istifadə olunur. Giroskoplarda fırlanan ağır nazımçarx iştirak etmir, optik kvant giroskoplarında olduğu kimi burada da həssas element olaraq həlqəli lazerlərdən istifadə olunur. Bu lazerlərin rezonatoru qarşı-qarşıya qoyulmuş iki güzgüden yox, işıq şüalarının qapalı kontur üzrə yayılmasını təmin etmək üçün tərpenməz əsasə bərkidilmiş üç və daha çox güzgüden ibarət olur. Cihaz kontur müstəvisinə perpendikulyar olan ox ətrafında fırlandıqda bir-birinə qarşı qaçan dalğalar arasında fazalar fərqi meydana gəlir. Yaranan fazalar fərqi fırlanma sürətindən asılı olması müəyyənləşdirilmişdir. Şəkil 11.24, b-də təsvir olunmuş lifli optik giroskoplarda qapalı kontur lif işıqötürəni vasitəsi ilə yaradılır. *İşıqbölən* vasitəsi ilə lazer şüası bölünərək hər iki ucdan dairəvi lifə daxil olur, xaric olunan şüalar fotiodda qeyd edilir. Lifli kontur fırlandıqda çıxış şüaları arasında fırlanma sürətindən asılı olan fazalar fərqi yaranır. Bu siqnala görə obyektin dönmə bucağını təyin etmək mümkün olur. Bu halda detektordakı siqnala görə hərəkət edən obyektin idarə etmək olur. Lifli giroskoplar mexaniki giroskoplarla müqayisədə kiçik ölçüyə və kütləyə, yüksək

həssaslığa və dayanıqlığa, ani (cəld) fəaliyyət göstərmək xassəsinə, ucuz qiymətə, sadə hazırlanma texnologiyasına malikdirlər.

*Beləliklə, integral və lifli optikanın vəhdəti informasiyanın formalaşması, ötürülməsi, işlənməsi, qəbulu və saxlanması üçün yeni keyfiyyət mərhələlərinə çıxmağa və bir sıra elmi-texniki məsələləri həll etməyə imkan yaradır.*

## Ə D Ə V İ Y U A T

1. Abdinov Ə.Ş., Məmmədov H.M. Bərk cisim elektronikasi. Bakı, «Təhsil», 2004, 136s.
2. Mehdiyev N.M. Kvant fizikasının elementləri. Bakı, 1999, 74 s.
3. Абдинов А.Ш., Вейнгер А.И., Парицкий Л.Г. Фотоэлектрический приемник света. Авт. свид. СССР №455679 (1974)
4. Ландсберг Г.С. Оптика. М. «Наука», 1976, -926 с.
5. Qocayev N.M. Ümumi fizika kursu, IV cild, Optika, Bakı, «Maarif», 1983.—490 s.
6. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М. «Мир», 1976, -431 с.
7. Мехтиев Н.М., Алиев Г.М., Гусейнов З.З. Зарядовое состояние рекомбинационных центров в  $ZnIn_2Se_4$ . ФТП, т.22, с.1882-1885, 1988.
8. Грибковский В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск, «Наука и техника», 1975, -456 с.
9. Pənahov M.M., Kərəməliyev R.Ə. Kvant elektronikasının əsasları. Bakı, 2003, -167 s.
10. Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры. М., «Наука», 1976, -415 с.
11. Мехтиев Н.М., Рудь Ю.В., Салаев Э.Ю. Фотозлектрические анализаторы поляризации излучения в слоистых полупроводниках. ФТП, т.12, с.1566-1570, 1978.
12. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М., «Наука», 1990. -685 с.
13. Ахундов Г.А., Абдинов А.Ш., Мехтиев Н.М., Кязымзаде А.Г. Электролюминесцентный переключатель из слоистого полупроводника  $GaS$ . ФТП, т.9, с.980-982, 1975.
14. Шалимова К.В. Физика полупроводников. М. «Энергия», 1976. -416 с.

15. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г. Явления фото- и электрической памяти в высокоомных монокристаллах *n-In Se*. ФТП, т.9, с.1690-1693, 1975.
16. Викулин И.М., Стафеев В.И. Физика полупроводников. М., «Сов.радио», 1980. –296 с.
17. Мехтиев Н.М. Фотоплеохроизм легированных кристаллов *GaSe*. ФТП, т.24, с.1505-1510, 1990
18. Abdullaev H.B., İskəndərzadə Z.Ə. Yarımkeçirici çeviricilər. Bakı, «Elm», 1975, -246 s.
19. Милнис А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М., «Мир», 1975, -432 с.
20. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г. Отрицательная фотопроводимость и гашение фототока в *n-InSe* при примесном возбуждении. ФТП, т.10, с.81-84, 1976.
21. Davudov V.B., Daşdəmirov K.M. Radioelektronikanın əsasları. Bakı, Bakı Universiteti, 1992, -294 s.
22. Абдинов А.Ш., Кязым-заде А.Г., Мамедов В.К., Тагиров В.И. Электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов *p-GaSe/n-CuInSe<sub>2</sub>*. ФТП, т.15, с.605-607, 1981.
23. Мехтиев Н.М., Рудь Ю.В., Салаев Э.Ю. Гетеропереходы *p-GaSe/n-CdSnP<sub>2</sub>*. Микроэлектроника, №3, с.271-274, 1985.
24. Верещагин И.К. Электролюминесценция кристаллов. М. «Мир», 1974. –279 с.
25. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М, «Наука», 1963. –494 с.
26. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптроны и их применение. М. «Радио и связь», 1981. –279 с.
27. Свечников С.В. Элементы оптоэлектроники. М. «Сов.радио», 1971,-271 с.
28. Верещагин И.К., Косяченко Л.А., Кокин С.М. Введение в оптоэлектронику. М., «Высшая школа», 1991, –191 с.
29. Василевский А.М., Кропоткин М.А., Тихонов В.В. Оп-

- тическая электроника. Ленинград, «Энергоатом-издат», 1990, -176 с.
30. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. М., «Сов.радио», 1977, -232 с.
  31. Елинсон М.И. Оптоэлектроника. М., «Знание», 1977. - 65 с.
  32. Ярив А. Введение в оптическую электронику. М., «Высшая школа», 1983, -261 с.
  33. Мехтиев Н.М., Гусейнов З.З., Салаев Э.Ю. Процессы рекомбинации и прилипания в  $CdIn_2Se_4$ . ФТП, т.19, с.1642-1647, 1985.
  34. Dzafarova S.Z., Raqimova N.A., Abutalibov Q.I., Quseynov A.M., Abdinov A.Sh. Effekt of Doping on Exsition States in  $InSe$  and  $GaSe$  lameller Semiconductors. Phys.Stat. Sol., (a), v.128, p.235-242, 1991.
  35. Кисс Р.Дж., Крузе П.В., Патли Э.Г., Лонг Д., Цвиккер Г.Р., Милтон А.Ф., Тейч М.К. Фотоприменики видимого и ИК диапазонов. М., «Радио и связь», 1985. -325 с.
  36. Садыхов О.М., Гасанова М.Ш. Электрон техникасынын материаллары. Баку, АзТУ, 2002, -205 с.
  37. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники. М., «Высшая школа», 1983, -304 с.
  38. Шарупич Л.С., Тугов Н.М. Оптоэлектроника. М., «Энергоатомиздат», 1984, -312 с.
  39. Абдинов А.Ш., БабаеваР.Ф. Накопление слабых световых сигналов и спектральная память в монокристаллах  $InSe < Dy >$ . Неорганические материалы, т.31, с.896-898, 1995.
  40. Тамир Т. и др. Интегральная оптика. М., «Мир», 1978, -344 с.
  41. Абдуллаев Г.Б., Мехтиев Н.М., Рудь Ю.В., Салаев Э.Ю. Фотоанализатор ЛПИ. Авторское свидетельство СССР № 1195864, 1985
  42. Берг А., Дин П. Светодиоды. М. «Мир», 1979, -686 с.



43. Мехтиев Н.М. Фотодетекторы на основе слоистых полупроводников. Физика, т.5, с.27-29, 1999.
44. Свечников С.В. Основы оптоэлектроники. Киев, «Высшая школа», 1989, -264 с.
45. Суэмацу Я., Катаока С., Кисино и др. Основы оптоэлектроники. М., «Мир», 1989, 361 с.
46. Акаев А.А., Майоров С.А. Оптические методы обработки информации. М., «Высшая школа», 1988, -205 с.
47. Яблонский Ф.М., Тронцкий Ю.В. Средства отображения информации. М. «Высшая школа», 1985, -210с
48. Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.В. Пространственные модуляторы света. М., «Сов. радио», 1987, -211 с.
49. Жевандров Н.Д. Применение поляризованного света. М., «Наука», 1978
50. Верещагин И.К. Электролюминесценция твердых тел. М., «Знание», 1981, 64 с.
51. Вавилов С.И. Глаз и солнце. М., «Наука», 1981, -126 с.
52. Костюрин А.А., Кринчик Г.С. Магнитооптика. М., «Знание», 1980, 64 с.
53. Воронков Г.Л. Ослабители оптического излучения. Ленинград, «Машиностроение», 1980, -157 с.
54. Абдинов А.Ш., Алиев В.К., Бабаева Р.Ф., Егорова Л.Н., Садыхов Т.И. Фотолюминесценция монокристаллов *InSe*: *Dy*. Доклады АН Азерб ССР, т. LIV, с.51-53, 1998.
55. Абдинов А.Ш., Джафаров М.А., Бабаева Р.Ф., Насиров Э.Ф., Мамедов Г.М. Фотопроводимость осажденных из раствора пленок  $Cd_{1-x}Zn_xSe$  в ИК области. ж. «Прикладная физика», в.6, с.56-62, 2000.
56. Абдинов А.Ш., Джафаров М.А., Мехтиев Н.М., Мамедов Г.М., Насиров Э.Ф. Фотоприемники ИК – излучения на основе пленок  $CdS_{1-x}Se_x$  осажденных из раствора. ж. «Прикладная физика», в.6, с.63-68, 2000.

57. Абдинов А.Ш., Бабаева Р.Ф., Рзаев Р.М., Эйвазова Г.Х. Электрические свойства изотипных гетеропереходов  $n\text{-InSe} <P3Э>/ n\text{-CuInSe}_2$ . ж. «Проблемы энергетики», №2, с.37-44, 2004.
58. Пикин С.А., Блинов Л.М. Жидкие кристаллы. М., «Наука», 1982, -207 с.
59. Мехтиев Н.М., Гусейнов З.З. Фотолюминесценция  $\text{CdIn}_2\text{Se}_4$ . ФТП, т.20, с.2103-2106, 1986.
60. Гриб Б.Н., Кондиленко И.И., Коротков А.А. Электрооптические дефлекторы света. Киев, «Техника», 1980, - 211 с.

**Yığılmağa verilmiş 10.03.2005.**  
**Çapa imzalanmış 10.04.2005.**  
**Nəşrin formatı 84x108 1/32. Ofset çapı.**  
**Ofset kağızı № 1. Fiziki və şərti ç.v. 26,5.**  
**Tirajı 200 nüsxə. Qiyməti müqavilə ilə.**

***Nizami Mikayıl oğlu Mehdiyev  
Əhməd Şahvələd oğlu Abdinov***

***Optoelektronika  
(dərslük)***

***Azərbaycan Dövlət Tədris-Pedaqoji  
Ədəbiyyatı Nəşriyyatı «Maarif»***

***Bakı – 2005***