

II BÖLMƏ

YÜKSƏK ENERJİLƏR FİZİKASI NƏZƏRİ, RİYAZİ FİZİKA ASTROFİZİKA

KEYN TİPLİ YARIMKEÇİRİCİ KVANT QUYUSUNDA FARADEY EFFEKTI

G.H.Cəbraylova¹, T.H.İsmayılov²

¹Fizika İnstitutu, Azərbaycan MEA, AZ 1143 Bakı, Azərbaycan

²BDU, AZ 1073/1 Bakı, Azərbaycan

Baxılan işdə, d qalınlıqlı kvant təbəqəsində zonalararası Faradey fırlanması tədqiq edilir. Maqnit sahəsi təbəqənin qalınlığı boyunca götürülür. Keçirici və valent zona hallarını xarakterizə edən dalğa funksiyaları və enerji spektrləri 3-zonalı Keyn modelindən istifadə etməklə tapılır. Yarımkeçiricinin $k \cdot p$ Hamiltonianı üçün bircins funksiyaların ümumi şəkli $k=0$ ətrafında periodik Blox funksiyalarının və bürüyücü funksiyaların hasilinin hədlərində sıra şəklində yazıla bilər [1]

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_{j=1}^8 F_j(\vec{r}, \vec{k}) u_{j,0}(\vec{r}) \quad (1)$$

$F_j(\vec{r}, \vec{k})$ - bürüyücü funksiyadır, j -zona indeksidir, $u_{j,0}(\vec{r})$ - Blox funksiyalarının $k=0$ - da periodik hissəsidir. $F_j(\vec{r}, \vec{k})$ bürüyücü funksiyaların təyini üçün bircins bərabərliklər aşağıdakı Keyn tənlikləri ilə verilir [2]

$$\begin{aligned} (E_g - E)F_1 + \frac{Pk_-}{\sqrt{2}} F_3 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z F_4 - \frac{Pk_+}{\sqrt{6}} F_5 + \frac{Pk_z}{\sqrt{3}} F_7 + \frac{Pk_+}{\sqrt{3}} F_8 &= 0 \\ (E_g - E)F_2 + \frac{Pk_-}{\sqrt{6}} F_4 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z F_5 + \frac{Pk_+}{\sqrt{2}} F_6 - \frac{Pk_-}{\sqrt{3}} F_7 + \frac{Pk_z}{\sqrt{3}} F_8 &= 0 \\ \frac{Pk_+}{\sqrt{2}} F_1 - EF_3 &= 0 \\ \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z F_1 + \frac{Pk_+}{\sqrt{6}} F_2 - EF_4 &= 0 \\ -\frac{Pk_-}{\sqrt{6}} F_1 + \sqrt{\frac{2}{3}} Pk_z F_2 - EF_5 &= 0 \\ \frac{Pk_-}{\sqrt{2}} F_2 - EF_6 &= 0 \\ \frac{Pk_z}{\sqrt{3}} F_1 - \frac{Pk_+}{\sqrt{3}} F_2 - (\Delta + E)F_7 &= 0 \quad ; \quad \frac{Pk_-}{\sqrt{3}} F_1 + \frac{Pk_z}{\sqrt{3}} F_2 - (\Delta + E)F_8 &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Burada $P = -\frac{i\hbar}{m_0} \langle S | P_z | Z \rangle$ - Keyn parametri, E_g - qadağan olunmuş zonanın eni, Δ -spin -orbital

parçalanmadır. Koordinat başlanğıcı valent zonasının təpəsində götürülmüşdür.

$U(z)$ məhdudlaşdırıcı potensial halında halları tədqiq edək. Bu zaman

$$F_j(\vec{r}, \vec{k}) = e^{i(k_x x + k_y y)} g_j(z) \quad (3)$$

şəklində seçilir [3]. (2) tənliklərində $k_z \rightarrow \kappa_z = -i \frac{\partial}{\partial z}$, $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$ götürülür, diaqonal elementlərinə isə $U(z)$ əlavə olunur. (2) tənliklərindən $F_3 - F_6$ -nı, F_1 və F_2 ilə ifadə edib ilk iki tənlikdə yerinə qoysaq, və $\Delta \rightarrow \infty$ limit halına baxsaq, aşağıdakı tənliklər alınır.

$$\left\{ E_g - E + U + \frac{2P^2}{3} \frac{(k_{\pm}^2 + \hat{k}_z^2)}{(E-U)} + \frac{2P^2}{3} \frac{\hat{k}_z U \hat{k}_z}{(E-U)^2} \right\} g_{1,2} \pm \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{P^2 k_{\pm} \hat{k}_z U}{(E-U)^2} g_{2,1} = 0 \quad (4)$$

Bu tənliklərin həlli sonsuz dərin quyu modelində aşağıdakı kimidir

$$g_{1,2}(z) = C_1 e^{i\alpha z} + C_2 e^{-i\alpha z} \quad (5)$$

(5) ifadəsini (3)-də nəzərə almaqla $F_j(\vec{r}, \vec{k})$ üçün alınmış ifadələri (1)-də yerinə qoysaq və $g_{1,2}(z = \begin{pmatrix} 0 \\ d \end{pmatrix}) = 0$ sərhəd şərtindən istifadə etsək [3]

$$(C_{1\uparrow} / C_{2\uparrow}) = (C_{1\downarrow} / C_{2\downarrow}) = -1$$

alınar. Harada, $C = \sqrt{\frac{2}{d}}$, $\alpha = \frac{\pi N}{d}$,

Zəif maqnit sahəsində təbəqə üçün potensialın sonsuz dərin quyu modelində parabolik yaxınlaşmada $E_g \rightarrow \infty$ dalğa funksiyaları və enerji spektrləri aşağıdakı şəkildə verilir.

$$\Psi_{f\uparrow} = (d_1 u_{40} k_+ \sin \alpha z + d_2 u_{50} \cos \alpha z + d_3 u_{60} k_- \sin \alpha z) e^{i(k_x x + k_y y)} ; \Psi_{c\uparrow} = u_2 \varphi_{n_1} g(z) e^{i(k_x x + k_y y)} \quad (6)$$

$$\Psi_{f\downarrow} = (f_1 u_{30} k_+ \sin \alpha z + f_2 u_{40} \cos \alpha z + f_3 u_{50} k_- \sin \alpha z) e^{i(k_x x + k_y y)} ; \Psi_{c\downarrow} = u_1 \varphi_{n_1} g(z) e^{i(k_x x + k_y y)}$$

$$d_1 = \frac{i\hbar}{\sqrt{E_{f\uparrow} m_l}} C_1, \quad d_2 = \frac{\sqrt{2}\alpha\hbar}{\sqrt{E_{f\uparrow} m_l}} C_1, \quad d_3 = \frac{i\sqrt{3}\hbar}{\sqrt{E_{f\uparrow} m_l}} C_1,$$

$$f_1 = \frac{i\sqrt{3}\hbar}{\sqrt{E_{f\downarrow} m_l}} C_1, \quad f_2 = \frac{\sqrt{2}\alpha\hbar}{\sqrt{E_{f\downarrow} m_l}} C_1, \quad f_3 = -\frac{i\hbar}{\sqrt{E_{f\downarrow} m_l}} C_1$$

$$E_c = E_g + \frac{\hbar^2 \pi^2 N^2}{2m_c d^2} + \frac{\hbar^2 k_{\pm}^2}{2m_c} \pm \frac{1}{2} g_c \mu_B B ; \quad E_l = -\frac{\hbar^2 \pi^2 N^2}{2m_l d^2} - \frac{\hbar^2 k_{\pm}^2}{2m_l} \pm \frac{1}{2} g_v \mu_B B \quad (7)$$

\pm işarələri uyğun olaraq spin yuxarı (\uparrow) və spin aşağı (\downarrow) olan hallara uyğundur.

$E = \hbar\omega$ enerjili işığın polyarizasiya müstəvisinin fırlanma bucağının ifadəsi aşağıdakı şəkildədir [4]

$$\Theta = -CE^2 \sum_{c,v} \sum_{\pm} (\pm) \int dk_x \int dk_y \frac{(E_c - E_v)_{\pm}^2 - E^2}{[(E_c - E_v)_{\pm}^2 - E^2]^2 + 4E^2 \Gamma^2} \frac{1}{(E_c - E_v)_{\pm}^2} | \langle c | \vec{e}_{\pm} \vec{P} | v \rangle |^2 \quad (8)$$

E_c və E_v uyğun olaraq keçirici və valent zonadakı halların enerji spektrləridir və $\Gamma - v \rightarrow c$ keçidi üçün genişlənmə parametridir. $\vec{e}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_z)$, sağ və sol polyarizasiyaya uyğundur.

$$C = \frac{\hbar k^{1/2} e^2}{4\pi^2 c n \epsilon_0 m_0^2}.$$

$\langle c | \vec{e}_{\pm} \vec{P} | v \rangle$ matrisa elementlərinin hesablanması seçmə qaydalarını verir: eyni adlı spin hallarından keçid zamanı seçmə qaydaları $\Delta n = 0$, $\Delta N = 0$, $\Delta m_s = 0$. Əks adlı spin hallardan

keçid zamanı isə $\Delta n = 0, \Delta N = 2k + 1, k=1,2,3,\dots, \Delta m_s = -1,+1$. Seçmə qaydalarından görüldüyü kimi Faradey fırlanması baxılan halda yalnız əks adlı spin hallarından keçidlər zamanı müşahidə olunur hansı ki bu da Zeeman parçalanması hesabına baş verir. Faradey bucağının işığın enerjisindən asılılıq əyrisində ölçü kvantlanması hesabına piklər müşahidə olunur. Nümunənin qalınlığı kiçildikcə əyridəki piklərin hündürlüyü artır və onlar böyük enerjilər tərəfə sürüşürlər. Maqnit sahəsi böyüdükcə piklərin hündürlüyü artır.

- [1] И.М.Цидильковский. Зонная структура полупроводников, Наука 1978,с328.
- [2] R.Bowers, Y.Yafet,Phys.Rev.,v.115,p.1165,(1959)
- [3] T.G.Ismailov,M.A.Bagirov,B.Ünal, Turk J. Phys.24 p.157 (2000)
- [4] I.M.Boswarva, A.B.Lidiard., Proc.R.Soc., A278, p.588 (1964).

АНОМАЛЬНАЯ ДИСПЕРСИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ $TlGaSe_2$ В ОБЛАСТИ ПРИМЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Багиев В.Э., Зарбалиев М.А., Дарвишов Н. Г.
Бакинский Государственный Университет

Слоистая структура и наличие сегнетоэлектричества в кристаллах $TlGaSe_2$ подогревает интерес к подробному исследованию их оптических спектров [1, 2].

Как было показано нами в [3] ширина запрещенной зоны для для ориентации электрического вектора световой волны $\vec{E} \perp \vec{C}$ (т.е. вдоль слоев) равна $E_{g.n.p.} = 2,05 \text{ эВ}$ и соответствует непрямым разрешенным оптическим переходам. Следовательно, дисперсия коэффициента отражения в области: $1,1 \div 2 \text{ эВ}$ (Рис.1) не могла быть связана с собственными переходами. Большая ширина области дисперсии и высокая ($T = 300 \text{ K}$) температура исключают влияние объемных экситонов на данные особенности. В настоящей работе с целью выявления влияния поверхностных состояний и экситонов, и определения природы аномальной дисперсии в области примесного поглощения $TlGaSe_2$, нами были проведены исследования влияния толщины образцов на оптические спектры поглощения и отражения в указанных кристаллах. Исследование проводилось при комнатной температуре. Спектральная область исследования $0,2 - 1,0 \text{ мкм}$. Спектры поглощения измерялись по методу пропускания образцов двух толщин. Использовались образцы толщиной $30 \div 1000 \text{ мкм}$, приготовленные скалыванием кристалла вдоль плоскости спайности. Пропускание было измерено при распространении света в направлении, перпендикулярно слоями, т.е. вдоль оси C , а отражение – в направлении, близким к нормали слоям. Т.е. наши эксперименты проводилась для ориентации электрического вектора световой волны по отношению к кристаллографическим осям $\vec{E} \perp \vec{C}$ (т.е. $\vec{E} \parallel a; \vec{E} \parallel b$). Для более рельефного выделения особенностей в спектре отражения было использовано двукратное отражение от двух образцов.

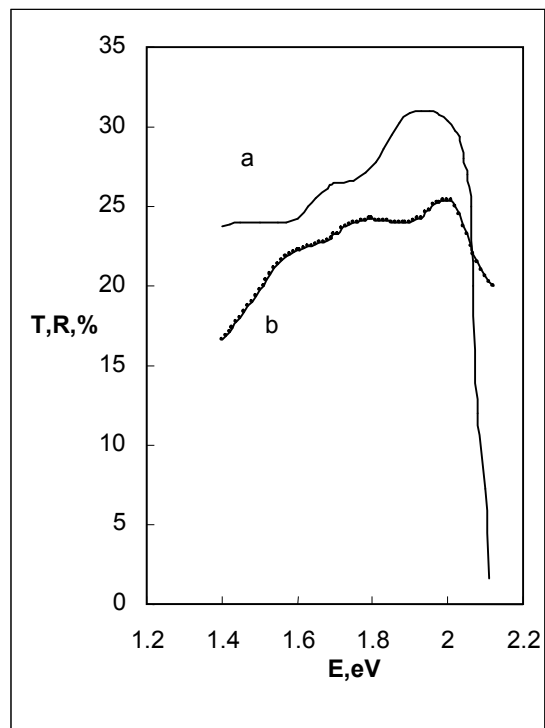
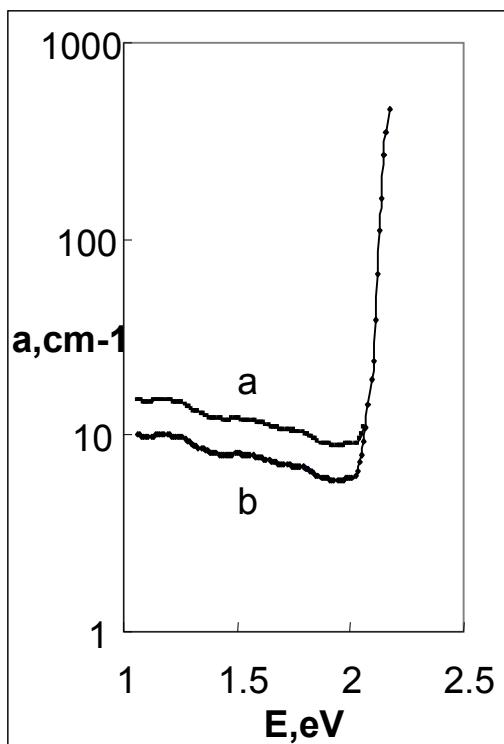


Рис.1 Спектр коэффициента поглощения(α) TlGaSe₂.

a) $d_1=30$ мкм, $d_2=360$ мкм

b) $d_1=30$ мкм, $d_2=80$ мкм

Рис.2 Зависимость T(a) и R(b) от E в

TlGaSe₂.

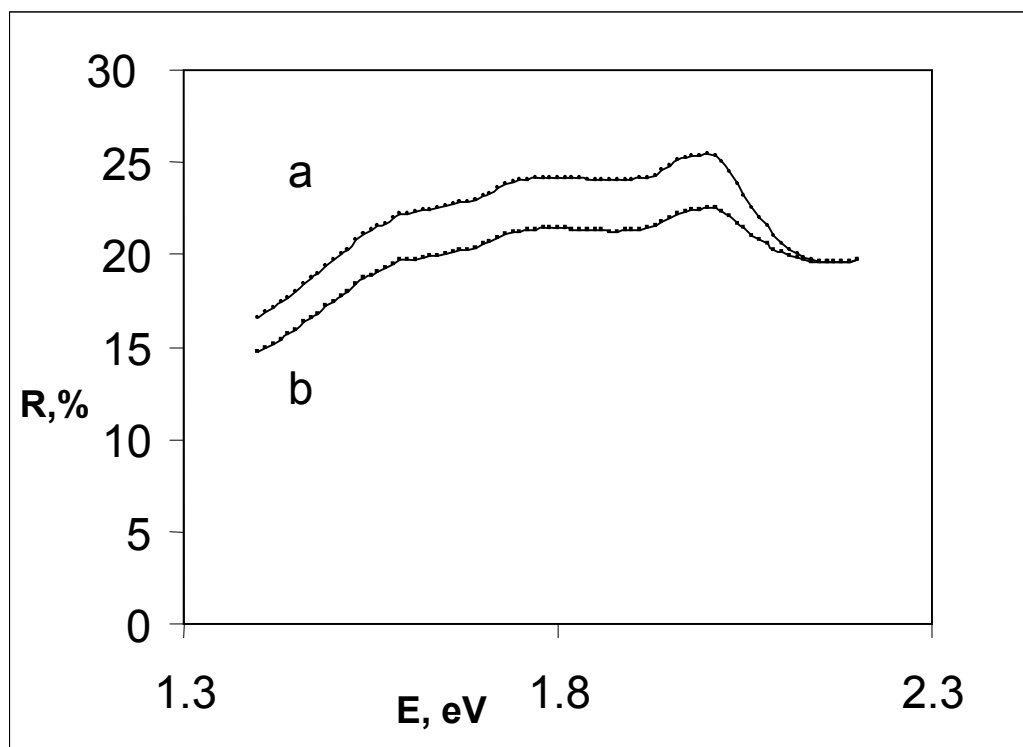


Рис.3 Спектры отражения TlGaSe₂ для двух образцов разной толщины:

a) $d=800$ мкм, b) $d=360$ мкм

Аномальное отражение и соответствующие особенности наблюдаемые при энергиях ниже края поглощения не связано с поверхностными явлениями а является результатом отражения из объема и внутренних слоев слоистых кристаллов $TlGaSe_2$. Подтверждением сказанному являются следующие экспериментально наблюдаемые нами факты:

1. Максимумы в спектрах отражения $1,5 \div 1,6 \text{ эВ}$, $1,8 \text{ эВ}$ и 2 эВ совпадают с максимумами в спектрах пропускания (Рис.1), что естественно, если предположить что отраженный от внутренних слоев луч проходя через толщу образца несет в себе особенности спектра пропускания.
2. Абсолютное значение коэффициента отражения в области: $1,1 \div 2 \text{ эВ}$, растет с увеличением толщины образца, с которого измерено отражение (Рис.2). Это связано с увеличением доли отражения от внутренних слоев по мере роста толщины образца.
3. Так как спектр коэффициента поглощения нами определялся по соотношению пропускания двух образцов разной толщины, согласно формуле:

$$\alpha = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{I_1}{I_2} \quad \text{полученное в предположении равенства отражения от обеих образцов.}$$

При проведении измерения для пары образцов, в котором тонкий образец: ($d_1 = 30 \mu\text{км}$) не менялся, а толщина толстого образца увеличивался (например: $d_{1,2} = 80 \mu\text{км} \rightarrow d_{2,2} = 360 \mu\text{км}$ полученное значение коэффициента поглощения в примесной области тоже увеличивалось (Рис.3). Это так же свидетельство отражения от внутренних слоев, которое увеличиваясь по мере увеличения толщины образца, приводит к неадекватно высокому уменьшению интенсивности луча проходящего через толстый образец и соответственно искажает (увеличивает) вычисленное из эксперимента значение коэффициента поглощения в примесной области кристаллов $TlGaSe_2$ в работе [4] подобная дисперсия отражения наблюдаемая в кристаллах GaSe объяснялась рассеянием на примесях и дислокациях в объеме кристаллов. Однако мы предполагаем, что это связано отражением на флуктуациях оптической плотности с периодом порядка длины волны света, имеющим место вследствие нестехиометричности кристаллов $TlGaSe_2$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н.А.Боровский, Ю.П.Гололобов, Г.Л.Исаенко, Н.Б.Степанцев. Влияние полиптипии на структурные фазовые превращения в кристаллах $TlGaSe_2$. ФТТ, 2009, том 5, вып.11, с.2229-2232.
2. Seyidov M.-H. Yu., Suleymanov R.A., Babaev S.S., Effect of external fields on the memory effect of the incommensurate phase in the ferroelectric-semiconductor $TlGaSe_2$. Phys. Of the Solid State (2008), 50, 108-117., January, 2008.
3. Багиев В.Э. Зарбалиев М.А. Шарбагов В.Х., Оптические переходы в $TlGaSe_2$, Материалы Международн.Научн. Конф. 90 лет БГУ. Баку 2009 с.225-227.
4. G.Valiukonis, F.M.Gashimzade, D.A.Guseinova, G.Krivaite, A.M.Kulibekov, G.S.Orudzhev and A.Shileyka. Refflektance and Thermoreflectance Spectra and Energy Band Structure of GaSe Crystals. Phys, Stat.Sol., (b), 117, 81(1983), p.81-92.

КОГЕРЕНТНЫЕ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ

Р.Г.Агаева

Институт физики НАН Азербайджана

Целью данной работы является построение когерентных состояний для квантовой точки (КТ) с параболическим ограничивающим потенциалом, находящейся в постоянных электрическом и квантующем магнитном полях. Вектор-потенциал выбираем в виде $\vec{A} = (-Hy/2, Hx/2, 0)$. Магнитное поле H направлено вдоль оси z , а электрическое поле – вдоль оси y . Гамильтониан, соответствующий данной задаче, имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left[\left(\hat{p}_x - \frac{m\omega_c \hat{x}}{2} \right)^2 + \left(\hat{p}_y + \frac{m\omega_c \hat{y}}{2} \right)^2 + \hat{p}_z^2 + m^2 \omega_0^2 (\hat{x}^2 + \hat{y}^2 + \hat{z}^2) \right] + eE\hat{x} \quad (1)$$

где $\omega_c = eH/mc$ – циклотронная частота, ω_0 – характеризует параболический потенциал КТ.

Следуя методу [1] построения когерентных состояний как собственных функций полной системы бозонных операторов уничтожения, являющихся интегралами движения квантовой системы, введем такие операторы для рассматриваемой задачи:

$$\hat{A}_\alpha^- = -i \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left[\frac{\hat{x} - i\hat{y}}{2} + \frac{\hat{p}_y + i\hat{p}_x}{m\omega} - \frac{ieE}{m\omega\omega_+} \right] \exp(i\omega_+ t) \quad (2)$$

$$\hat{A}_\beta^- = \sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}} \left[\frac{\hat{x} + i\hat{y}}{2} - \frac{\hat{p}_y - i\hat{p}_x}{m\omega} + \frac{ieE}{m\omega\omega_-} \right] \exp(i\omega_- t) \quad (3)$$

$$\hat{A}_\gamma^- = \sqrt{\frac{m\omega_0}{2\hbar}} \left[z + \frac{i\hat{p}_z}{m\omega_0} \right] \exp(i\omega_0 t), \quad \omega_\pm = \frac{\omega \pm \omega_c}{2}, \quad \omega^2 = \omega_c^2 + 4\omega_0^2 \quad (4)$$

Легко проверить, что гамильтониан (1) можно представить в виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_\alpha + \hat{H}_\beta + H_\gamma \quad (5)$$

$$\hat{H}_\alpha = \hbar\omega_+ \left(\hat{A}_\alpha^+ \hat{A}_\alpha^- + \frac{1}{2} \right) - \frac{e^2 E^2}{2m\omega\omega_+}, \quad \hat{H}_\beta = \hbar\omega_- \left(\hat{A}_\beta^+ \hat{A}_\beta^- + \frac{1}{2} \right) - \frac{e^2 E^2}{2m\omega\omega_-}$$

$$\hat{H}_\gamma = \frac{1}{2m} (\hat{p}_z^2 + m^2 \omega_0^2 z^2) = \hbar\omega_0 \left(\hat{A}_\gamma^+ \hat{A}_\gamma^- + \frac{1}{2} \right) \quad (6)$$

Решение волнового уравнения рассматриваемой задачи сводится к следующей волновой функции:

$$\psi = |\alpha\rangle |\beta\rangle |\gamma\rangle \quad (7)$$

$$|\alpha\rangle = \sqrt{\frac{m\omega}{2\pi\hbar}} \exp \left\{ -\frac{m\omega}{4\hbar} \left[(x - iK_+)^2 + (y + L_+ + K_+)^2 + |K_+|^2 \right] \right\} \quad (8)$$

$$|\beta\rangle = \sqrt{\frac{m\omega}{2\pi\hbar}} \exp \left\{ -\frac{m\omega}{4\hbar} \left[(x - K_-)^2 + (y + L_- + iK_-)^2 + |K_-|^2 \right] \right\} \quad (9)$$

$$|\gamma\rangle = \sqrt[4]{\frac{m\omega_0}{\pi\hbar}} \exp\left\{-\frac{m\omega_0}{2\hbar} \left[(z - K_0)^2 - \frac{K_0^2}{2} + \frac{|K_0|^2}{2} \right]\right\} \quad (10)$$

где α , β и γ - произвольные комплексные числа, представляющие собой полный набор квантовых чисел данной задачи, а также введены обозначения:

$$L_{\pm} = \frac{2eE}{m\omega_{\pm}}, \quad K_{\pm} = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega}} \alpha \exp(-i\omega_{\pm}t),$$

$$K_{-} = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_0}} \beta \exp(-i\omega_{-}t), \quad K_0 = \sqrt{\frac{2\hbar}{m\omega_0}} \gamma \exp(-i\omega_0t)$$

Нетрудно убедиться в том, что $|\alpha\rangle$, $|\beta\rangle$ и $|\gamma\rangle$ удовлетворяют всем необходимым требованиям, предъявляемым к когерентным состояниям [1].

Полученные результаты могут быть применены при расчете различных эффектов, связанных с КТ, т.к. метод когерентных состояний является математически более простым и физически более наглядным подходом к решению задач.

1. И.А.Малкин, В.И.Манько. Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем. М."Наука"(1979).

РАСЧЕТ ФОНОННОГО СПЕКТРА TlGaSe_2 ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ МЕТОДОМ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ

Ф.М. Гашимзаде¹, Д.А. Гусейнова¹, М.А. Низаметдинова², Г.С. Оруджев³
Институт физики НАН Азербайджана¹, Архитектурно-Строительный Университет², Азербайджанский Технический Университет³

Полупроводниковое соединение TlGaSe_2 кристаллизуется в моноклинной сингонии с базоцентрированной решеткой и пространственной группой симметрии C_{2h}^6 , при комнатной температуре. Примитивная ячейка содержит 8 формульных единиц. В таблице 1 приведены параметры элементарной ячейки и приведенные координаты атомов внутри элементарной ячейки (в единицах соответствующих параметров моноклинной элементарной ячейки), вместе с нашими оптимизированными данными. Как видно из таблицы оптимизированные значения параметров "а" и "b" несколько уменьшены, в то время как значение "с" увеличено после оптимизации, при этом объем элементарной ячейки увеличивается приблизительно на 1%. и размеры элементарной ячейки, как показывают оценки, уменьшаются в результате оптимизации приблизительно одинаково, т.е. слой в целом сжимается, зато резко увеличивается межслоевое расстояние. Поскольку оптимизированные значения параметров соответствуют равновесной структуре кристалла, то следует ожидать уменьшения объема при растяжении в направлении параллельном плоскости слоев, а также отрицательного значения коэффициента теплового расширения. Расчет фононного спектра TlGaSe_2 проведен методом функционала плотности, использующей псевдопотенциальный подход в базисе плоских волн. Мы воспользовались пакетом программ ABINIT, разработанным в работе [1] и псевдопотенциалами Троллера и Мартина, генерированными этой программой. Базис плоских волн обрезался при кинетической энергии электронов равной 40 Хартри. Интегрирование по зоне Бриллюэна производилось, используя разбиение $2 \times 2 \times 2$ согласно схеме Монкхорста-Пака. Динамическая матрица, описывающая фононный спектр по всей зо-

не Бриллюэна получалась путем Фурье-преобразования, используя программу ANADDB из пакета программ ABINIT. Рассчитанный фононный спектр, приведен на рис.1 .

Таблица1. Оптимизированные и экспериментальные (при комнатной температуре) структурные параметры TlGaSe₂

Атом	x ^{exp}	y ^{exp}	z ^{exp}	x ^{opt}	y ^{opt}	z ^{opt}
Tl1	0.4632	0.1885	0.1078	0.4605	0.1878	0.0949
Tl2	0.2163	0.0613	0.6158	0.2134	0.0617	0.6047
Ga1	0.3981	0.1880	0.8378	0.3953	0.1879	0.8260
Ga2	0.1461	0.0639	0.3391	0.1430	0.0644	0.3263
Se1	0	0.9295	0.2500	0	0.9270	0.2500
Se2	0	0.4468	0.2500	0	0.4496	0.2500
Se3	0.2047	0.4370	0.0695	0.2092	0.4380	0.0888
Se4	0.2588	0.1882	0.2508	0.2614	0.1884	0.2504
Se5	0.4541	0.3124	0.5732	0.4588	0.3118	0.5864

a ^{exp} (Å)	b ^{exp} (Å)	c ^{exp} (Å)	β ^{exp}	a ^{opt} (Å)	b ^{opt} (Å)	c ^{opt} (Å)	β ^{opt}
10.772	10.771	15.636	100.06 ⁰	10.446	10.446	16.760	99.09 ⁰

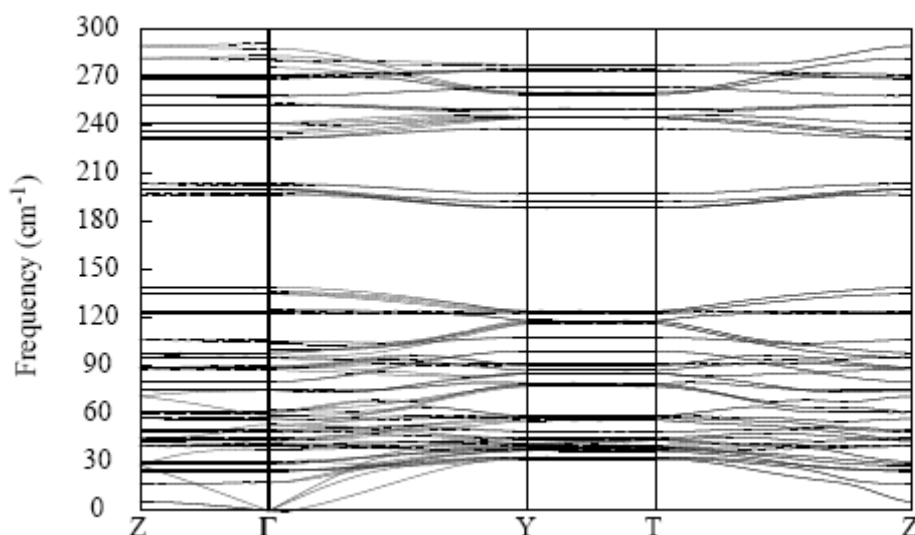


Рис.1. Рассчитанный фононный спектр TlGaSe₂

Координаты симметричных точек зоны Бриллюэна для базоцентрированной моноклинной решетки приведены в работе [2] . Вырождение фононных ветвей имеет место вдоль всей линии $\Gamma - Z$ на границе зоны Бриллюэна благодаря симметрии по отношению к инверсии времени.

Обращает на себя внимание нелинейный характер дисперсии самой нижней акустической ветви вдоль направления $\Gamma - Y$ вблизи точки Γ , центра зоны Бриллюэна. Такое поведение – квадратичный закон дисперсии, характерно для слоистых кристаллов, примером которого является графит и объясняется присущим этим кристаллам изгибным колебаниям слоев.

Другой характерной чертой рассчитанного колебательного спектра является квазивырождение многих ветвей фононного спектра, что связано, с одной стороны, с наличием двух слабо-взаимодействующих слоев в элементарной ячейке кристалла, а с другой, квазитетрагональной симметрией структуры этих кристаллов. Последнее обстоятельство приводит к тому, что вместо предсказываемых теоретико-групповым анализом [2] 48 КР и 48 ИК частот, на эксперименте наблюдаются не более 11 КР

и 8 ИК частот при комнатной температуре. Сравнение рассчитанных частот с наблюдаемыми на эксперименте, показывает, что исходящий из первых принципов расчет согласно теории функционала плотности, использующий аналитические псевдопотенциалы и приближение локальной плотности с учетом обменно-корреляционных поправок, позволяет получить находящиеся в хорошем согласии с экспериментальными данными результаты по фононным спектрам $TiGaSe_2$.

Литература

1. X. Gonze, G.-M. Rignanese, M. Verstraete, J.-M. Beuken, Y. Pouillon, R. Caracas, F. Jollet, M. Torrent, G. Zerah, M. Mikami, Ph. Ghosez, M. Veithen, J.-Y. Raty, V. Olevano, F. Bruneval, L. Reining, R. Godby, G. Onida, D.R. Hamann, and D.C. Allan. *Zeit. Kristallogr.* 220, 558-562 (2005).
2. Дж.А. Гусейнов, М.А. Низаметдинова. Известия АН Азерб.ССР, серия физ.-тех. и мат.наук, № 5-6, с.73-79 (1988).

DIAGONAL FORM OF KLEIN-GORDON EQUATION IN A CHROMOELECTRIC FIELD

Sh. Mamedov

Institute for Physical Problems, Baku State University,

As is known [1, 2] there are Gell-Mann matrices in equation of motion of colored particles. These matrices give the motion equations a non-diagonal color matrix form. In the result it becomes impossible to write eigenvalue equation for energy operator of colored particle in an external color field and to establish a correspondence between energies and color states. This problem was solved for colored spinors and scalars in a chromomagnetic field and for the spinors in a chromoelectric field [3]. Here we aim to solve this problem for the equation of motion of colored scalar particle in a chromoelectric field. We have to find an explicit matrix form of the unitary transformation in a color space, which reduces Klein-Gordon operator in this field to its diagonal form. We consider motion of colored scalar particle in an axial chromoelectric field.

We use constant vector potential introduced in [4] in order to give a chromoelectric field. For the field directed along third axis of ordinary and color spaces we choose vector potential A_μ^a in the following form:

$$A_\mu^1 = (\sqrt{\tau_1}, 0, 0, 0), \quad A_\mu^2 = (0, \sqrt{\tau}, 0, 0), \quad \text{other } A_\mu^a = 0. \quad (1)$$

Here τ_1 and τ are constants. Then Klein-Gordon equation takes the form:

$$(P^2 - M^2)\psi = 0$$

where $P_\mu = p_\mu + gA_\mu = p_\mu + gA_\mu^a \lambda^a / 2$; the λ^a are Gell-Mann matrices, and the color index a runs $a = 1, \bar{8}$. Here g is the color interaction constant. In the field (1) the Klein-Gordon operator $H = P^2 - M^2$ has got the following explicit matrix form:

$$H = \begin{pmatrix} P^2 & -p_+ & 0 \\ -p_- & P^2 & 0 \\ 0 & 0 & \pi^2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Here $P^2 = p^2 - M^2 - G^2 / 4$, $\pi^2 = p^2 - M^2$, $G = g(\tau - \tau_1)^{1/2}$, $p_\pm = \pm ig(\sqrt{\tau} p_1 \pm i\sqrt{\tau_1} E)$.

Under similarity transformation

$$H' = U^{-1} H U ,$$

which diagonalize (2), the non-diagonal part of it transforms into diagonal one with it's eigenvalues.

The eigenvalues of non-diagonal part of Hamiltonian (2) are equal to following:

$$q_{1,2} = \pm g(\mathcal{P}_1^2 + \tau_1 E^2)^{1/2} = \pm q . \quad (3)$$

We can construct two diagonal forms of H , i.e. two H' matrices:

$$H' = \begin{pmatrix} P^2 + q & 0 & 0 \\ 0 & P^2 - q & 0 \\ 0 & 0 & \pi^2 \end{pmatrix} \quad (4a) \quad \text{and} \quad H' = \begin{pmatrix} P^2 - q & 0 & 0 \\ 0 & P^2 + q & 0 \\ 0 & 0 & \pi^2 \end{pmatrix} . \quad (4b)$$

Both of them are diagonal form of (2) and there are two U transformations transforming (2) into the (4a) and (4b).

At first, let us find the diagonalizing U matrix for the (4a). For simplicity we can work in $SU(2)$ subgroup of $SU(3)$. For diagonalization we have to solve systems of equations

$$\begin{cases} (h_{11} - q_1)u_{11} + h_{12}u_{21} = 0 \\ h_{12}u_{11} + (h_{22} - q_1)u_{21} = 0 \end{cases} \quad \text{and} \quad \begin{cases} (h_{11} - q_2)u_{12} + h_{12}u_{22} = 0 \\ h_{21}u_{12} + (h_{22} - q_2)u_{22} = 0 \end{cases} .$$

Having solved these systems, we construct U matrix in the following:

$$U = \begin{pmatrix} c & b \\ ce^{-i\alpha} & -be^{-i\alpha} \end{pmatrix}$$

Here c and b are arbitrary and α has been introduced by means of parametrization:

$$\sin \alpha = g\sqrt{\tau} p_1 / q_1, \quad \cos \alpha = -g\sqrt{\tau_1} E / q_1 .$$

Unimodularity condition $\det U = 1$ allows us to express b through c :

$$b = -e^{i\alpha} / 2c .$$

Unitarity condition permits us to find a module of c : $|c| = 1/\sqrt{2}$ and we parametrize c by means of free parameter β :

$$c = e^{i\beta} / \sqrt{2} .$$

Finally we get an explicit form of U matrix:

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\beta} & -e^{i(\alpha-\beta)} & 0 \\ e^{-i(\alpha-\beta)} & e^{-i\beta} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

REFERENCES

- [1] Sh. Mamedov, Eur. Phys. J. C 49, 983 (2007) (arXiv: hep-th/0608142)
- [2] S. Turkoz, Sh. Mamedov and A.K. Ciftci, "Colored scalar in a chromomagnetic field" in print in Cen. Eur. J. Phys.
- [3] Shahn Mamedov, Douglas Singleton, Shemsettin Turkoz "Energy spectrum for chromoelectric flux tubes of the glasma state" (arXiv: 0908.0059 [hep-th])
- [4] L. S. Brown and W. I. Weisberger, Nucl. Phys. B157, 285 (1979)

SU(3)_CXSU(3)_LXU(1) МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

И. Г. Джафаров¹, Ф.Т. Халил-заде², С. С. Рзаева², А. С. Рзаде¹

1. Азербайджанский Государственный Педагогический Университет,

Кафедра теоретической физики

2. Институт Физики НАН Азербайджанской Республики

В последние годы в связи с возможностью решения проблемы поколений, основанной на сокращении киральных аномалий в рамках SU(3)_CXSU(3)_LXU(1) модели [1,2] (так называемой 3-3-1-модели), интерес к таким моделям резко возрос.

В этих моделях был достигнут определенный прогресс в решении таких вопросов, как проблема поколений [2-4], массы нейтрино [5], нарушение P – четности в атомных переходах [6], квантование электрического заряда [7] и т. д.

Следует отметить, во всех этих моделях, основанных на спонтанном нарушении SU(3)_CXSU(3)_LXU(1) симметрии [1-7], диагонализация массовой матрицы нейтральных полей, и собственные состояния нейтральных полей получены в частном случае.

В данной работе рассмотрена возможность построения SU(3)_CXSU(3)_LXU(1) модели электрослабого взаимодействия в случае произвольных значений гиперзарядов полей, получены наиболее общие выражения для масс калибровочных бозонов, собственных состояний нейтральных полей, лагранжианов взаимодействия лептонов и кварков с калибровочными бозонами.

Рассмотрим случай, когда симметрия нарушена тремя изотриплетами хиггсовских полей, а именно

$$\langle \chi^T \rangle = (0 \ 0 \ v)/\sqrt{2}, \quad \langle \rho^T \rangle = (0 \ v \ 0)/\sqrt{2}, \quad \langle \eta^T \rangle = (u \ 0 \ 0)/\sqrt{2}.$$

Для лептонных и кварковых изомультиплетов выберем следующие представления (будем рассматривать одно семейство лептонов и кварков):

$$\psi_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ N \end{pmatrix}_L, \quad \psi_{eR} = e_R, \quad \psi_{NR} = N_R, \quad \psi_{QL} = \begin{pmatrix} u \\ d \\ U \end{pmatrix}_L, \quad \psi_{uR} = u_R, \quad \psi_{dR} = d_R, \quad \psi_{UR} = U_R.$$

Для масс нейтральных векторных бозонов в рассматриваемой модели имеем

$$M_\gamma^2 = 0, \quad M_{Z_{1,2}}^2 \approx \frac{g^2}{8} \left[\chi_1 \pm \sqrt{\chi_1^2 - 4\chi_2} \right].$$

Здесь

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \frac{2}{3} \left[2(u^2 + v^2 + v^2) + t^2(u^2 X_\eta^2 + v^2 X_\rho^2 + v^2 X_\chi^2) \right] \\ \chi_2 &= \frac{4}{3} \left\{ u^2 v^2 + v^2 v^2 + u^2 v^2 \right\} + \frac{2t^2}{3} \left[u^2 v^2 (X_\eta^2 + X_\chi^2 + X_\eta X_\chi) + v^2 v^2 (X_\rho^2 + X_\chi^2 + X_\rho X_\chi) + \right. \\ &\left. + u^2 v^2 (X_\eta^2 + X_\rho^2 + X_\eta X_\rho) \right\}, \quad \chi_3 = \frac{8}{9} u^2 v^2 t^2 (X_\eta + X_\rho + X_\chi)^2, \end{aligned}$$

$t = g/g'$, g и g' – константы связи, X_i – гиперзаряды Хиггсовских полей i ($i = \eta, \rho, \chi$).

Преобразование нейтральных полей $W_{3\mu}, W_{8\mu}, B_\mu$ в физические поля $A_\mu, Z_{1\mu}$, и $Z_{2\mu}$ запишем в виде

$$\begin{aligned} A_\mu &= a_1 W_{3\mu} + a_2 W_{8\mu} + a_3 B_\mu, \\ Z_{1\mu} &= b_1 W_{3\mu} + b_2 W_{8\mu} + b_3 B_\mu, \\ Z_{2\mu} &= c_1 W_{3\mu} + c_2 W_{8\mu} + c_3 B_\mu. \end{aligned}$$

Произведя довольно громоздкие вычисления в случае произвольных значений гиперзарядов хиггсовских полей для величин a_i и b_i , имеем

$$a_1 = -\frac{\bar{g}'}{g}(X_\rho - X_\eta), \quad a_2 = \frac{3\bar{g}'}{\sqrt{6g}}(X_\rho + X_\eta), \quad a_3 = -\frac{\sqrt{3}\bar{g}'}{g},$$

$$b_1 = \frac{\sqrt{6}\bar{g}'\Delta_1}{gZ_1}, \quad b_2 = \frac{\sqrt{6}\bar{g}'\Delta_2}{gZ_1}, \quad b_3 = -\frac{\sqrt{3}\bar{g}'\Delta_3}{gZ_1}.$$

где

$$\bar{g} = g[3 + 2t^2(X_\eta^2 + X_\rho^2 + X_\eta X_\rho)]^{1/2}, \quad \bar{g}_{Z_1} = [3g^2\Delta_3^2 + 2g'^2(\Delta_1^2 + 3\Delta_2^2)]^{1/2},$$

$$\Delta_1 = (u^2 X_\eta - v^2 X_\rho) \left(4v^2 - \frac{12M_{Z_1}^2}{g^2} \right) + 2u^2 v^2 (X_\eta - X_\rho) + 2v^2 (u^2 - v^2) X_\chi,$$

$$\Delta_2 = 2u^2 v^2 (X_\eta + X_\rho) - 2v^2 (u^2 + v^2) X_\chi - \frac{4M_{Z_1}^2}{g^2} (v^2 X_\rho + u^2 X_\eta - 2v^2 X_\chi),$$

$$\Delta_3 = -4v^2 (u^2 + v^2) + \frac{16M_{Z_1}^2}{g^2} (u^2 + v^2 + v^2) - \frac{48M_{Z_1}^2}{g^4}.$$

Отметим, что величины c_i ($i = 1 \div 3$) могут быть получены из соответствующих выражений b_i заменой $Z_1 \rightarrow Z_2$.

В наиболее общем виде лагранжиан взаимодействия фермионов с калибровочными бозонами в рассматриваемой модели имеет следующий вид:

$$L_{int} = L_f^{CC} + L_f^{NC},$$

где

$$L_f^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu} W_\mu e_L + \bar{N}_L Y'_\mu e_L + \bar{\nu}_L X'_\mu N_L + \bar{d}_L W_\mu u_L + \bar{U}_L Y'_\mu d_L + \bar{u} X'_\mu U_L + h.c.),$$

$$L_f^{NC} = \frac{g}{4} \sum_f \bar{f} \gamma_\mu (g_{V_1}^f + g_{A_1}^f \gamma_5) f Z_{1\mu} + \frac{g}{4} \sum_f \bar{f} \gamma_\mu (g_{V_2}^f + g_{A_2}^f \gamma_5) f Z_{2\mu}.$$

Здесь f – принимает значения ν, e, N, d, u, U . Выражения векторных и аксиальных констант связи имеют вид:

$$g_{V_1, A_1}^l = k_1^l b_1 + \frac{k_2^l}{\sqrt{3}} b_2 + \sqrt{\frac{2}{3}} t b_3 (y_{lL} \pm y_{lR}), \quad g_{V_1, A_1}^q = k_1^q b_1 + \frac{k_2^q}{\sqrt{3}} b_2 + \sqrt{\frac{2}{3}} t b_3 (y_{qL} \pm y_{qR}).$$

Здесь верхние знаки относятся к векторным, а нижние к аксиальным константам

связи. Кроме того, в случае $l = \nu$; $k_1^V = k_2^V = 1, y_{\nu R} = 0$; $l = e$; $k_1^e = -1, k_2^e = 1$,

$l = N$; $k_1^N = 0, k_2^N = -1, q = u$; $k_1^u = k_2^u = 1, q = d$; $k_1^d = -1, k_2^d = 1$;

U ; $k_1^U = 0, k_2^U = 1$. Выражение величин $g_{V_2}^f$ и $g_{A_2}^f$ могут быть получены из соответствующих выражений $g_{V_1}^f$ и $g_{A_1}^f$ заменой b_i на c_i .

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Pisano and V. Pleitez, Phys. Rev., D46, p.410, 1992; P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett., 69, p.2889, 1992; R. Foot et al, Phys. Rev., D47, p.4158, 1993.

2. W. A. Ponce, D. A. Gutierrez , L. A. Sanchez. Phys. Rev., D 69, p.055007, 2004; A. G. Dias, V. Pleitez, Phys. Rev., D 69, p.077702, 2004.
3. W. A. Ponce, D. A. Gutierrez , L. A. Sanchez. hep – ph/031243v3, 2004.
4. W. A. Ponce, J. B. Flores, L. A. Sanchez. hep – ph/0103100v2, 2001.
5. H. N. Long. hep – ph /9603258v1, 1996; hep – ph/9504274v2, 1995.
6. P. V. Dong, H. N. Long , D. T. Nhung. hep – ph /0604199v2, 2006.
7. P. V. Dong, H. N. Long . hep – ph/0507155v1, 2005.

ErSnSe₂ KRİSTALLARININ BƏZİ XÜSUSİYYƏTLƏRİ

C.İ.Hüseynov , F.Q.Əsədov

Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Defektli quruluşa malik xolkogenid birləşmələrinin o cümlədən SnSe-nin nadir torpaq metallarının iştirakı ilə əmələ gətirdikləri mürəkkəb birləşmə və yaxud bərk məhlulların fiziki xassələrinin öyrənilməsi elmi və praktik baxımdan maraq kəsb edir. Buna səbəb bir tərəfdən bu xalkogenidlər qrup birləşmələrinin (SnSe) ikiqat defektli olması digər tərəfdən nadir torpaq metallarının elektron quruluşunda daxili 4f səviyyəsində mütəhərrik elektronun olması ucbatından asanlıqla f-d-s keçidinin baş verməsidir. Nadir torpaq metallarının elektron quruluşunda mütəhərrik elektronun olması onların iştirakı ilə olan metalların təbiətindən asılı olaraq dəyişkən valentliyin yaranması nəticədə fiziki xassələrin dəyişməsinə təsir göstərir. Bu səbəbdən nadir torpaq metallarının iştirakı ilə müxtəlif kombinasiyalı birləşmələrin öyrənilməsi xüsusi maraq kəsb edir. SnSe – ErSe sisteminin faza tarazılığının tədqiqi SnSe əsasında 3,5 mol %-ə qədər həll olma oblastının mövcud olduğu və komponentlərin 1:1 nisbətində inkonquriyent əriyən yeni ErSnSe₂ birləşməsinin alındığı aşkar edilmişdir. Bu göstərilənləri əsas tutaraq nadir torpaq metallarından Er elementinin iştirakı ilə ErSnSe₂ birləşməsinin alınması və fiziki-kimyəvi xassələri tədqiq edilmişdir. SnSe-ErSe sisteminin tərkiblərinin sintezin aparmaq üçün SnSe+Er+Se sistemindən istifadə olunmuşdur. Qarışıqlar qabaqcadan təmizlənmiş və içərisində havası 10⁻⁴ mm.c.st təzyiqə qədər sorulmuş kvarts ampulalarda aparılmışdır. ErSnSe₂ birləşməsi xüsusi kvarts ampulasında yerləşdirilmiş və qızdırıcı kiçik sürətlə (v=200 °C/saat) 1100 °C – yə qədər qaldırılmışdır . Bu temperaturda 2-saat saxladıqdan sonra söndürülmüşdür. ErSnSe₂ birləşməsi kristallaşdığı zaman T=780 °C-də parçalanma baş verdiyindən, preslənmə üsulu ilə alınmışdır. Bunu üçün sintez olunmuş maddə yenidən toz halına salınmış və presformaya doldurularaq preslənmişdir. Presləmə iki mərhələdə: soyuq və isti presləmə üsulu ilə aparılmışdır. Birinci mərhələdə otaq temperaturunda, maddə presformaya doldurulmuş və p=9,5ton/sm² təzyiq altında t=5 dəqiqə saxlanılmışdır. İsti presləmədə temperaturu T=390 °C- olan presformaya qoyulmuş və p=5,5 ton/sm² təzyiq altında 5-dəqiqə saxladıqdan sonra çıxarılmışdır. Bundan sonra nümunədə homogenlik yaratmaq məqsədilə onu ampula içərisindən üfüqi vəziyyətdə qızdırıcı içərisində yerləşdirilmişdir və T=580 °C temperaturunda, t=240 saat müddətində tablama aparılmışdır. Maddə bu üsulla alındıqdan sonra kompleks fiziki – kimyevi; diferensial – temik, mikroquruluş və rentgen quruluş analizləri aparılmışdır. Diferensial termik analiz alçaq tezlikli NTR – 73 markalı pirometrdə aparılmışdır. Pirometrin sobası 9⁰ S/dəq. Sürətlə qızdırılmışdır. Sintez edilmiş birləşmənin mikrobərkliyi PMT – 3 markalı və metalloqrafik mikroskopla təyin edilmişdir (H=236 kq/mm²). Rentgenquruluş analiz DRON – 3 markalı rentgen difraktometlə aparılmış və bu birləşmənin stexiometrik tərkibə uyğun olduğu yoxlanılmışdır. Rentgenquruluş analizinin nəticələri əsasında ErSnSe₂ birləşməsinin heksoqonal sinqoniyada kristallaşdığı təyin edilmiş və qəfəs sabitlərinin a=4,41 , b=4,13 : c=11,56 Å⁰ tərtibində müəyyən edilmişdir. Sıxlığı piknometrik metodla ölçülmüş ($\rho_{pik}=7052\text{q/sm}^3$) və rentgenoqrafik nəticələr əsasında hesablanmışdır($\rho_{rentg}=7,14\text{ q/sm}^3$). Alınmış maddənin otaq temperaturunda Xoll

əmsalının (R_x) qiymətini, elektrik keçiriciliyini (σ), termo e.h.q-nin (α) qiymətlərini ölçmüş və uyğun olaraq yük daşıyıcıların konsentrasiyasını və Xoll yürüklüyünü hesablamışdır. Alınan qiymətlər SnSe-nin uyğun parametrləri ilə müqayisə edilmiş və cədvəl şəklində aşağıda verilmişdir.

Tərkiblər	$R, \text{sm}^3/\text{Kl}$	$\sigma, \text{Om}^{-1}\text{sm}^{-1}$	P, sm^{-3}	$U, \text{sm}^2/\text{V}\cdot\text{S}$	$\alpha, \text{mkV/dər}$
SnSe	9,8	14,87	$6\cdot 10^{18}$	130	450
ErSnSe ₂	39,05	0,7338	$2,6\cdot 10^{18}$	29	185

Cədvəldən görüldüyü kimi ErSnSe₂ üçlü birləşməsində yükdaşıyıcıların konsentrasiyası SnSe-birləşməsinə nəzərən bir tərtib azalmışdır. Eyni zamanda yükdaşıyıcıların Xoll yürüklüyü də uyğun olaraq 4,5 dəfə azalmışdır. Nəticədə ErSnSe₂ birləşməsinin elektrik keçiriciliyi SnSe-birləşməsinin keçiriciliyinə nəzərən təxminən 20 dəfə azalmışdır. Digər tərəfdən hər iki birləşmənin termo e.h.q.-nin qiymətlərinin müqayisə etdikdə görürük ki, α -nın qiyməti ErSnSe₂ birləşməsində təxminən 2,5 dəfə azalır. Cədvəldəki qiymətlərin analizindən çıxır ki, ErSnSe₂ birləşməsi zəif kompensasiya olunmuş birləşmədir. Qeyd edək ki, burada bir neçə faktor eyni zamanda parametrlərin dəyişməsinə təsir göstərir. Birinci növbədə Xoll yürüklüyünün azalması maddənin təmizlik dərəcəsi ilə də ola bilər. Ümumilikdə isə orta qiymətlərin müqayisəsi onu göstərir ki, ErSnSe₂ birləşməsində zəif də olsa kompensasiya olunmuş materiallar sırasına daxildir. Termo e.h.q.- α və Xoll əmsalının R_x -işarələri tədqiq olunan maddənin p-tip keçiriciliyə malik olduğunu göstərir.

ErSnSe₂ üçlü birləşməsinin 300 ÷ 700 K temperatur intervalında termoelektrik hərəkət qüvvəsi tədqiq edilmişdir. $T = 300 \div 340 \text{ K}$ temperatur intervalında termoelektrik hərəkət qüvvəsinin $\alpha = 180 \frac{\text{mkV}}{\text{K}}$ -dən $280 \frac{\text{mkV}}{\text{K}}$ -ə qədər artır. Temperaturun sonrakı artımında isə $T = 340 \div 440 \text{ K}$ intervalında demək olar ki, dəyişmir. $T > 440 \text{ K}$ oblastında isə onun zəif azalması müşahidə olunur.

PARABOLİK POTENSİALLI KVANT ÇUXURUNDA ELEKTRON QAZININ TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİNƏ FONON SÖVQÜNÜN TƏSİRİ

F.M.Haşımzadə, M.M.Babayev, B.H.Mehdiyev, X.A.Həsənov

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu

Elektronların fononlar tərəfindən sövqünün əhəmiyyətli rol oynadığı aşağı temperaturlar oblastında, parabolik potensiallı yarımkeçirici kvant çuxurunda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin nəzəriyyəsi qurulmuşdur. Temperatur qradiyentinin elektron qazı təbəqəsi üzrə yaradıldığı hala baxılmış və Bolsmanın kinetik tənlik metodundan istifadə edilmişdir. Elektronların akustik və pyezoakustik fononlardan, aşqar ionlardan, xəlitə nizamsızlığından və səthin nahamarlığından, fononların isə sərhəddən və qısadalğalı fononlardan səpilməsi nəzərə alınmışdır. Hesablamalar ixtiyari cırılma halı üçün aparılmış, aşağı temperaturlar oblastında daha çox reallaşan güclü cırılmış halda termoelektrik hərəkət qüvvəsi ətraflı tədqiq olunmuşdur.

Biz kvant çuxuru üçün sadə modelə baxırıq: iki ölçülü electron qazı x oxu istiqamətində

$$U(x) = \frac{m^* \omega_0^2 x^2}{2}$$

parabolik potensialı ilə məhdudlaşmışdır, burada m^* - keçirici elektronların effektiv kütləsi, ω_0 - parabolik potensialın parametridir. Bu halda elektronların dispersiya qanununu (maqnit sahəsi olmayanda) aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\varepsilon_\alpha = \left(\frac{1}{2} + N \right) \omega_0 \hbar + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*},$$

burada N - ossilyasiya kvant ədədi, $\alpha = (N, k_y, k_z)$ - kvant çuxurunda elektronun halını xarakterizə edən kvant ədədləri yığımıdır.

Elektron qazı təbəqəsi boyunca $\nabla_y T$ temperatur qradienti yaradılarda əmələ gələn termoehtq[1]:

$$\alpha = \frac{\beta_{yy}}{\sigma_{yy}}.$$

Burada β_{yy} (və deməli α) iki hissədən - elektron və fonon hissədən ibarətdir: $\beta_{yy} = \beta_{yy}^e + \beta_{yy}^{ph}$. σ_{yy} və β_{yy} əmsallarını hesablayarkən biz Bolsmanın kinetik tənliyinin həllindən alınmış

$$\sigma_{yy} = \frac{e^2}{L_y L_z} \sum_\alpha \left(-\frac{\partial f(\varepsilon_\alpha)}{\partial \varepsilon_\alpha} \right) \tau_\alpha \left(\frac{\hbar k_y}{m^*} \right)^2$$

ifadəsindən istifadə etmişik [1], burada L_y və L_z kristalın təbəqə boyunca ölçüləri, τ_α - elektronların relaksasiya müddətidir. [1] - də edilən kimi

$$\vec{\Phi} = -e \vec{E} - \frac{\varepsilon - \zeta}{T} \nabla_y T - A_{ph} k_0 \nabla_y T$$

ümumiləşmiş qüvvə anlayışından istifadə etsək (\vec{E} - termoelektrik sahə, ζ - elektronların kimyəvi potensialıdır, sonuncu hədd elektronların fononlar tərəfindən sövqü nəticəsində yaranır), termoehtq-nin fonon hissəsini müəyyən edən β_{yy}^{ph} əmsalı üçün alırıq:

$$\beta_{yy}^{ph} = -\frac{e k_0}{L_y L_z} \sum_\alpha \tau_\alpha \left(\frac{\hbar k_y}{m^*} \right)^2 \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) A_{ph}.$$

Burada

$$A_{ph} = -\frac{m^* s^2}{k_0} \sum_{\vec{q}} 2 \left(w_{pz}(q) + w_{DA}(q) \right) \tau_{ph}(q) \frac{q_y}{k_y} \frac{dN_q^0}{dT} \delta(\varepsilon_{\vec{k}+\vec{q}} - \varepsilon_{\vec{k}}),$$

s - səsin kristalda sürəti, \vec{q} , N_q^0 və $\tau_{ph}(q)$, uyğun olaraq, fononların dalğa vektoru, tarazlıq paylanma funksiyası və relaksasiya müddətidir; $w_{pz}(q)$ və $w_{DA}(q)$ elektron və fononların pzeoelektrik və deformasiya qarşılıqlı təsirini xarakterizə edir. Biz elektronların fononlardan (eləcə də ionlardan, xəlitə nizamsızlığından və səthin nahamarlığından) səpilməsini müəyyən edərkən potensialın ekranlaşmasını da nəzərə alırıq, onda:

$$w_{pz}(q) = \frac{\pi e^2 \beta^2}{\varepsilon(q)^2 \rho L_y L_z s q} e^{-\frac{R^2 q_x^2}{2}}, \quad w_{DA}(q) = \frac{\pi E_1^2 q^2}{\varepsilon(q)^2 \rho L_y L_z s q} e^{-\frac{R^2 q_x^2}{2}}.$$

Burada $\varepsilon(q)$ - ikiölçülü elektron qazı üçün dielektrik funksiya, $R = (\hbar / m\omega_0)^{1/2}$ - maqnit uzunluğu, ρ - kristalın sıxlığı, E_1 - deformasiya potensialı, $\beta = 0.89e_{14} / \chi$, e_{14} - pyezoelektrik sabitdir. Termoelektrik hərəkət qüvvəsini $k_0 T \gg \hbar s q$ şərtinin ödənilməsi temperatur oblastında tədqiq edirik, ona görə də fononların tarazlıq paylanma funksiyasını $N_q^0 \approx \frac{k_0 T}{\hbar s q}$ kimi götürmək olar.

Güclü cırlaşmış elektron qazı üçün ($\eta = \zeta / k_0 T \gg 1$) kinetik əmsalların ifadəsi xeyli sadələşir. Bu halda alırıq:

$$n = \frac{k_F^2}{2\pi}, \quad \sigma_{yy} = \frac{e^2 k_F^2 \tau_F}{2\pi m}, \quad \beta_{yy}^e = -\frac{k_0}{e} \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial \eta}, \quad \beta_{yy}^{ph} = -\frac{k_0}{e} \sigma_{yy} A_{ph}(z).$$

Termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün ədədi hesablamalar $GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$ parabolik kvant çuxurunda aparılmışdır. Fiziki parametrlərin elmi ədəbiyyatda məlum olan aşağıdakı qiymətlərindən istifadə edilmişdir: $m^* = 0.067 m_0$ (m_0 - sərbəst elektronun kütləsidir), $\rho = 5.3 \times 10^3 \text{ kq/m}^3$, $s = 5,14 \cdot 10^5 \text{ m/s}$, $E_1 = 7,4 \text{ eV}$, $e_{14} = 4\pi \cdot 4,8 \cdot 10^4 \text{ CGSE}_q / \text{cm}^2$; kvant çuxurunun parametri $\omega_0 = 1.6 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ götürülmüşdür. Qeyd edək ki, kvant limiti şərtinin ödənilməsi üçün ədədi hesablamalar Fermi səviyyəsinin birinci və ikinci Landau səviyyələri arasındakı ($\hbar\omega_0 / 2 \leq \zeta < 3\hbar\omega_0 / 2$) qiymətləri üçün aparılmalıdır. Eksperimentə [2] uyğun olaraq biz elektronların səth sıxlığını $n = 1,78 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, yüüklüyünü isə $26 \text{ m}^2 / \text{Vs}$ götürmüşük. Hesablamalar göstərir ki, baxılan şəraitdə elektronların əsas səpilmə mexanizmi aşqar ionlardan səpilmədir. Yüüklüyün yuxarıda verilən qiymətində ionların səth sıxlığı üçün $N_i = 2,6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ alınır.

Aşağı temperaturlarda termoehtq-nin fonon hissəsinin qiyməti elektron hissəyə nisbətən xeyli böyükdür. Məsələn, $T = 4 \text{ K}$ temperaturda termoehtq-nin fonon hissəsi $\alpha_{ph} = 124 \mu\text{V} / \text{K}$, elektron hissəsi isə $\alpha_e = 8,7 \mu\text{V} / \text{K}$ alınır. Termoehtq üçün alınmış bu qiymətlər eksperimentdə [2] alınmış nəticələrə uyğun gəlir.

Güclü cırlaşma şərtinin ödənilməsi temperatur oblastında elektron hissə temperaturla düz mütənəsb artır, fonon hissə isə temperaturdan demək olar ki, asılı olmur.

1. Б.М.Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Москва, «Наука», 1985.
2. R.Fletcher, J.C.Maan, G.Weimann. Phys.Rev.B, 8477 (1985).

SƏTH VUD-SAKSON POTENSİALLI SAHƏDƏ ŞREDİNGER TƏNLIYİNİN HƏLLİ

V.H. Bədəlov

Fizika Problemləri İnstitutu, Bakı Dövlət Universiteti
Z.Xəlilov küç. 23, Az-1148, Bakı, Azərbaycan

İşdə Nikiforov-Uvarov metodundan [1] istifadə etməklə s - halında səth Vud-Sakson potensialı sahədə əlaqəli hallar üçün radial Şredinger tənliyi analitik həll edilmiş və ortoqonal

Yakobi polinomu ilə ifadə olunan radial dalğa funksiyası tapılmışdır. Həmçinin potensialın V_0 dərinliyindən, radial n kvant ədədindən və a parametrindən asılı məhdud sayda enerji spektri müəyyən edilmişdir.

Sferik simmetrik $V(r)$ potensialı sahədə radial Şredinger tənliyi aşağıdakı kimidir [2]:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \right] R(r) = 0 \quad (0 \leq r < \infty), \quad (1)$$

burada l - orbital kvant ədədi, μ - sistemin gətirilmiş kütləsidir.

Sferik simmetrik səth Vud - Sakson potensialı [3]

$$V(r) = - \frac{4V_0 e^{\frac{r-R_0}{a}}}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2}, \quad (a \ll R_0) \quad (2)$$

şəklindədir, burada V_0 - potensialın dərinliyi, R_0 - potensialın eni və ya nüvənin radiusu, a - parametri isə səth təbəqəsinin qalınlığıdır və o, ionlaşma enerjisinin təcrübi qiyməti ilə müəyyən olunur.

Yeni $u(r) = rR(r)$ funksiyasını daxil etdikdən sonra (1) tənliyi

$$\frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E + \frac{4V_0 e^{\frac{r-R_0}{a}}}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \right] u(r) = 0. \quad (3)$$

olur. Yeni $z = \left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^{-1}$ dəyişəninə keçsək, s - halında (3) tənliyi aşağıdakı kimi olar:

$$z^2(1-z)^2 u''(z) + z(1-z)(1-2z)u'(z) + \frac{2\mu a^2}{\hbar^2} [E + 4V_0 z(1-z)]u(z) = 0, \quad (0 \leq z \leq 1). \quad (4)$$

Əlaqəli halların olması üçün $E < 0$ bərabərsizliyi ödənməlidir. Ölçsüz $\varepsilon^2 = -\frac{2\mu a^2 E}{\hbar^2} > 0$, $\gamma^2 = \frac{2\mu a^2 V_0}{\hbar^2} > 0$ parametrləri daxil etsək, (4) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$u''(z) + \frac{1-2z}{z(1-z)} u'(z) + \frac{-\varepsilon^2 + 4\gamma^2 z(1-z)}{(z(1-z))^2} u(z) = 0. \quad (5)$$

Beləliklə, (5) tənliyinə Nikiforov-Uvarov metodunu tətbiq etsək, alarıq:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left[\frac{\sqrt{1+16\gamma^2} - 1}{2} - n \right], \quad (6)$$

burada n - radial kvant ədədidir. $\varepsilon > 0$ bərabərsizliyinə əsasən (6) ifadəsindən

$$\frac{\sqrt{1+16\gamma^2} - 1}{2} - n > 0 \quad (7)$$

olar. γ parametrinin ifadəsini (7)-də yəinə yazsaq, əlaqəli halların varlığı üçün n radial kvant ədədi aşağıdakı şərti ödəməlidir:

$$0 \leq n < \frac{\sqrt{1 + \frac{32\mu a^2 V_0}{\hbar^2}} - 1}{2}. \quad (8)$$

ε və γ parametrlərinin ifadələrini (6) - da nəzərə alsaq, s - halında enerjinin məxsusi

qiyməti üçün aşağıdakı ifadəni tapırıq:

$$E_n = -\frac{\hbar^2}{32\mu a^2} \left(\sqrt{1 + \frac{32\mu a^2 V_0}{\hbar^2}} - 2n - 1 \right)^2. \quad (9)$$

Əgər $V_0 = 0$ olarsa, onda sistemin əlaqəli halları yoxdur. Çünki, bu halda (7) və ya (8) bərabərsizlikləri ödənmir. (9) ifadəsindən görünür ki, enerjinin məxsusi qiyməti potensialın V_0 dərinliyindən, səthin a qalınlığından asılıdır. Beləliklə, n üçün müəyyən olunmuş şərt, yəni (8) bərabərsizliyi ödənərsə, onda əlaqəli hallar mövcuddur və bu halların enerji spektri məhdud saydadır.

s - halında radial dalğa funksiyası

$$u_n(z) = C_n z^\varepsilon (1-z)^\varepsilon P_n^{(2\varepsilon, 2\varepsilon)}(1-2z), \quad (10)$$

burada $P_n^{(2\varepsilon, 2\varepsilon)}(1-2z) = \frac{1}{n!} z^{-2\varepsilon} (1-z)^{-2\varepsilon} \frac{d^n}{dz^n} [z^{n+2\varepsilon} (1-z)^{n+2\varepsilon}]$ - Yakobi polinomu və C_n isə

$$\int_0^1 \frac{u_n^2(z) dz}{z(1-z)} = \frac{1}{a}$$

şərtindən tapılan normalayıcı sabitdir.

ƏDƏBİYYAT

- [1] А.Ф. Никифоров, В.Б. Уваров, Специальные функции математической физики, М., Наука, 1984.
- [2] Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц, Квантовая Механика, М., Наука, 1963.
- [3] T. Vertse, K.F.Pal and Z. Balogh, Gamow, program for calculating the resonant state solution of the radial Schrödinger equation in an arbitrary optical potential, Comput. Phys. Commun. **27**, 309 (1982).

ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ

NGC 3516 В 1989-1994 ГГ.

Н.А.Гусейнов

ШАО НАН Азербайджана

Email: nazimqaramamedli@rambler.ru

Ядра активных галактик (ЯАГ) представляют большой интерес с точки зрения поиска быстрой переменности. Исследования активных ядер галактик представляет уникальную возможность для решения многих проблем релятивистской астрофизики, а так же теоретической физики и космологии. Детальное изучение быстрой переменности является эффективным методом диагностики физических процессов, происходящих в аккрецирующих компактных сверхмассивных объектах, какими являются большинство ЯАГ. Характерное время этой переменности говорит о чрезвычайно незначительных размерах областей, излучающих оптический континуум и широкие эмиссионные линии.

Исследования фотометрической переменности необходимо для выяснения структуры активных ядер, без понимания которой невозможно приблизиться к решению энергетической проблемы центрального источника. Большинство исследователей

считают, что типичное ЯАГ излучает за счет аккреции вещества на сверхмассивную черную дыру [1, 2]. Именно аккреция с трансформацией гравитационной энергии в излучение ответственна за все наиболее энергичные явления, включая быструю переменность.

Впервые сейфертовские галактики как отдельный класс галактик выделил американский астроном К.Сейферт 1943 г. [5]. Он показал необычность структуры и спектров излучения этих галактик. Переменность излучения сейфертовских галактик впервые была обнаружена Фитчем и др. [6]. Позднее переменность этих галактик была подтверждена Лютым В.М. и Зайцевой Г.В. [7]. Недавние космические и наземные наблюдения показали изменчивость блеска NGC 3516 в рентгеновской области и в фильтрах В и R с характерным временем от несколько секунд до нескольких дней [9].

Сейфертовские галактики обладают очень яркими звездообразными ядрами. Эти галактики являются преимущественно спиральными системами. Эти небесные объекты имеют яркие и чрезвычайно широкие эмиссионные линии излучения в спектре.

Наблюдения ядра сейфертовской галактики первого типа NGC 3516 проведены в 1989-1994 годах на телескопе «Цейсс-600» ШАО НАН Азербайджана. Быстрая фотометрическая наблюдения проведены дифференциальным способом, с использованием близких звезд сравнения, с диафрагмой 27" и с UBVR электрофотометром работающим в режиме счета фотонов [4]. В качестве звезд сравнения и контрольной использованы звезды C2 и C1 из списка Лютого [5] соответствующие наблюдениям 9/10 мая 1989-года. Блеск галактики меняется в течение одной ночи с амплитудой $0^m.09 \pm (0^m.012)$, $0^m.05 \pm (0^m.005)$, $0^m.07 \pm (0^m.009)$ и $0^m.05 \pm (0^m.005)$ в фильтрах UBVR соответственно. Продолжительность наблюдений составила 3 часа 10 минут. Наблюдается уникальный эффект запаздывание.

16/17 декабря 1993 года была проведена UBVR фотометрия ядра этой же галактики в течение 1 час 30 минут. Изменения блеска амплитуда которых превышала бы $0^m.02$ не обнаружено.

22/23 декабря 1993 года в течение 2 часов 46 минут изменения блеска в эту ночь обнаружено только в фильтре В и составляет $0^m,04 \pm (0^m,009)$.

7/8 января 1994 года была проведена UBVR фотометрия ядра галактики NGC 3516 в течение 2 часов 10 минут. Изменения блеска составили $0^m,08 \pm (0^m,012)$; $0^m,07 \pm (0^m,008)$; $0^m,04 \pm (0^m,009)$; $0^m,05 \pm (0^m,005)$ в фильтрах UBVR соответственно. И в эту ночь наблюдается уникальный эффект запаздывания.

11/12 января 1994 года ядро галактики NGC 3516 наблюдалось в течение 2 часов 27 минут. Изменения блеска составили $0^m,06 \pm (0^m,011)$; $0^m,05 \pm (0^m,009)$; $0^m,04 \pm (0^m,008)$ в фильтрах UBVR соответственно. А в фильтре R изменения блеска не обнаружено.

18/19 января 1994 года была проведена UBVR фотометрия ядра галактики NGC 3516 в течение 1 часа 55 минут. Изменения блеска составил $0^m,04 \pm (0^m,011)$ и $0^m,06 \pm (0^m,008)$ в фильтрах UBVR соответственно. В фильтрах VR изменения блеска не обнаружено.

Проведение наблюдений в фильтрах UBVR позволили обнаружить эффект запаздывания. К сожалению, слежение за ядрами активных галактик ведется другими авторами зачастую в одном (B) или в двух (BV) фильтрах, что не позволяет изучать спектральные изменения континуума во время вспышки. Многоцветные (UBVR) наблюдения позволяет, получит информацию об амплитудах, о характере и длительности вспышек [6].

В работе Dan Maoz et al [9], отмечается, уникальный эффект запаздывание наступления максимумов на оптическом диапазоне относительно максимума рентгеновского излучения.

Следует отметить что, в фильтрах UBVR блеск галактики NGC 3516 с 1989 по 1994 гг. увеличился примерно на $0,6^m-1^m$. Учитывая тот факт, что возможность наблю-

дений за этим объектом из одной географической точки не позволяют охватить временной диапазон более трёх – четырёх часов невозможно уверенно отметить характер переменности. Желательно было бы проводить согласованные наблюдения в разных обсерваториях по долготам [2].

Литература

1. Дибай Э.А., Лютый В.М. Параметры оптической переменности активных ядер галактик. // Астрон, журн. –1984. –61, вып. 1. - с. 10-17.
2. Бочкарев Н.Г. Спектральный и фотометрический мониторинг активных галактических ядер с целью эхо картирования прошлое, настоящее, будущее. // «Насиреддин Туси и современная астрономия», Международная конференция посвященная 800 летию М.Н.Туси, (4-7 октября 2001г. ШАО, Пиргулу), Баку-2002
3. Гусейнов В.А. Оптическая переменность ядер активных галактик NGC 3516 и NGC 4151. // Кинематика и физика небесных тел. 1997. Т. 13. № 3. -с. 78-80.
4. Гусейнов Н.А. Исследование электрофотометра для наблюдения переменных звезд. Циркуляр ШАО, 1999, № 96, с. 23.
5. Лютый В.М. Звезды сравнения для наблюдения переменности ядер сейфертовских галактик. // Астрон. циркуляр. -1971. -№ 619, -с. 1-3.
6. Лютый В.М., Рахимов В.Ю. О быстрых вспышках в ядрах активных галактик. Письма в Астрон. журн. 1989, т. 15, стр. 205.
7. Seyfert C., Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *Astrophys.Journal*, 97, p. 28-40, 1943.
8. Fitch W.S., Pocholchuk A.G., Weymann P.J., Allan S. Optical variation of the nuclei of three compact galaxies together with new photometric data for seyfert galaxies. *Astrophys.J.Lett.* 1967, V 150, L 177-180.
9. Зайцева Г.В., Лютый В.М. Оптическая переменность ядра Сейфертовской галактики NGC 4151. *Астрон. Журн.*, 1969, т. 46, с. 237.
10. Dan Maoz *et al.* A Possible 100 Day X-Ray-to-Optical Lag in the Variations of the Seyfert 1 Nucleus NGC 3516. *The Astronomical Journal*, 2000, 119-125.

TWO-POINT CORRELATION FUNCTION IN AdS/QCD

Shahin Mamedov and Maryam Rustamova

*Azerbaijan State Pedagogical University ,
Institute for Physical Problems, Baku State University*

The AdS/CFT correspondence conjectures equivalence of gravity theory on the anti-de Sitter space AdS_5 and a strongly coupled four-dimensional (4D) conformal field theory (CFT). The correspondence states that for every CFT operator $\mathcal{O}(x)$ there is a corresponding bulk field $\Phi(x, z)$ uniquely determined by the boundary condition $\Phi(x, z = 0)$ at the ultraviolet (UV) 4D boundary of AdS space (x denotes the 4D coordinates and z stands for the fifth extra dimension). Due to holographic equivalence between the broken CFT and the gravitational picture, the two theories have identical spectra and identical S-matrix elements. In particular, the Kaluza-Klein modes on the gravity side can be interpreted as bound states in the 4D theory. The next conjecture is that the AdS/CFT correspondence can be extended to assert that any 5D gravity theory on AdS_5 is holographically dual to some strongly coupled, large N_c 4D CFT.

Here I follow the AdS/CFT correspondence within a model where the fermion stands as an explicit field in the 5D Lagrangian. I will particularly be interested in obtaining results for the two-point correlation function both in soft-wall and hard-wall models.

In a d -dimensional theory, the generating function is given by

$$Z_{CFT}[\Phi^0] = \langle \exp(i \int d^d x Q(x) \Phi^0(x)) \rangle, \quad (1)$$

The precise statement of the AdS/CFT correspondence is that the generating function of a d -dimensional CFT is equal to partition function of a field theory in AdS_{d+1}

$$Z_{CFT}[\Phi^0] = e^{iS_{AdS}(\Phi^0)}. \quad (2)$$

Consider a Dirac field coupled to a vector field in the $d + 1$ dimensional AdS space with the following action

$$S_F = \int d^{d+1}x \sqrt{g} e^{-\Phi(z)} \left(\frac{i}{2} \bar{\psi} e_A^N \Gamma^A D_N \psi - \frac{i}{2} (D_N \psi)^\dagger \Gamma^0 e_A^N \Gamma^A \psi - (M + \Phi(z)) \bar{\psi} \psi \right) \quad (3)$$

We implement soft-wall model by adding $\Phi(z) = k^2 z^2$ to the mass term.

Evaluating the action on the solution we obtain

$$S_F[\psi_{cl}] = \int d^d x \left(-\frac{1}{2z^d} e^{-k^2 z^2} (\bar{\psi}_L \psi_R - \bar{\psi}_R \psi_L) \right) \Big|_{\epsilon}^{z_{IR}}$$

The hard-wall model the IR boundary is located at finite $z_{IR} = z_0$, while for the soft-wall model the z variable extends to infinity.

The Dirac field $\psi_{R,L}$ in momentum space can be written in terms of a product of d -dimensional boundary fields $\psi_{R,L}^0$ and profile functions or the bulk-to-boundary propagators $f_{R,L}$, i.e. $\psi_{R,L}(p, z) = z^d f_{R,L}(p, z) \psi^0(p)_{R,L}$, where p is the momentum in d -dimensions. In addition to (3) we have the kinetic term of the vector field

$$S_V = \int d^{d+1}x e^{-\Phi} \sqrt{g} \text{Tr} \left(-\frac{F_{\mu\nu}^2}{2g^2} \right) \quad (4)$$

By definition two-point correlation function:

$$\tau(x_1, x_2) = -\frac{\delta^2 Z[J]}{\delta J(x_1) \delta J(x_2)}$$

In order to calculate the current-current correlator (or 2-point function) using the AdS/CFT correspondence, one should solve equations of motion requiring the solution at the UV boundary ($z = 0$) to coincide with the 4D source of the vector current, calculate 5D action on this solution and then vary the action (twice) with respect to the boundary source. We will quote only obtained results. For the soft-wall model profile functions become:

$$f_L(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n m_n \psi_L^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2}; \quad f_R(p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_n p \psi_R^{(n)}(z)}{p^2 - m_n^2}$$

In this particular case:

$$\int d^d x e^{iqx} \langle 0 | \mathcal{T} \mathcal{O}_R(x) \bar{\mathcal{O}}_R(0) | 0 \rangle = \sum_n \frac{i f_n^2 P_R \gamma_\mu q^\mu}{q^2 - m_n^2}, \quad (5)$$

Where f_n and P_R are the decay constant and right handed chirality projector respectively.

For the hard-wall model are found the following:

$$f_L = \frac{\pi}{\Gamma(\alpha)} \left(\frac{pz}{2} \right)^2 \left(\frac{Y_{\alpha-1}(pz_0)}{J_{\alpha-1}(pz_0)} J_\alpha(pz) - Y_\alpha(pz) \right)$$

$$f_R = \frac{\pi}{\Gamma(\alpha)} \left(\frac{pz}{2} \right)^2 \left(\frac{Y_{\alpha-1}(pz_0)}{J_{\alpha-1}(pz_0)} J_{\alpha-1}(pz) - Y_{\alpha-1}(pz) \right)$$

$$f_n = \frac{\sqrt{2} \left(\frac{m_n}{2}\right)^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha) z_0 J_\alpha(m_n z_0)}$$

References

- Carl E. Carlson, Z. A. (2009). Nucleon electromagnetic and gravitational form factors from holography.
- Radyushkin, A. V., & R. Grigoryan, H. (2007). Form factors and wave functions of vector mesons in holographic QCD. *PHYSICS LETTERS B* 650, 412-427.

Жу_{1.90}Te-ДА ПОЛИМОРФ ЧЕВРИЛМЯ

В.И.Сарыйев

Минэячевир Политехник Институту

Мцяййян едилмишдир ки, щексогонал сингонийада $a=4.246 \text{ \AA}^0$ вя $b=7.289 \text{ \AA}^0$ параметрляри иля кристаллашан Жу₂Te вя ромбик сингонийада $a=3.15 \text{ \AA}^0$, $b=4.07 \text{ \AA}^0$, $c=6.92 \text{ \AA}^0$ параметрляри иля кристаллашан Жу Te-ла йанашы стеометрик олмайан бир сыра бирляшмялярдя мювжуддур.

Бу тяжрцби фактлары [1–2], кристал гурулушун электронографик методла таяйини $\beta^{\text{Ы}}$ -Жу_{1.75}Te, $\beta^{\text{ЫЫ}}$ -Жу_{1.75}Te вя $\beta^{\text{ЫЫЫ}}$ -Жу_{1.75}Te эюстярди.

Эюстярилди ки, Жу₂Te бирляшмясиндя гяфяс параметрляри а вя ж бу фазадан там бюлцня билян параметрлярдир. [3]-дя эюстярилик ки, тяркиби стеометрик олмайан Жу_{1.75}Te, Жу_{1.80}Te вя Жу_{1.85}Te отаг температурунда щексогонал сингонийада кристаллашыр. Вериян бу бирляшмяляр 602 К, 707 К вя 730 К-я уйбун щексогонал фазада полиморф чеврилмяйя мяруз галыр. Тягдим олунмуш ишдя ися Жу_{1.90}Te кристалында полиморф чеврилмя тядгиг едилер. Жу_{1.90}Te бирляшмяси «ОЧ» маркалы (34.48 атм % Te) атом фаизлярия уйбун компонентляря синтез олунмушдур. Тякфазалылыбы мцяййян етмяк цццн синтез едилмиш гатышыбын Дебайграмы чякилик. Бцццн гейд едилмиш хятляр ромбик гяфяс параметрляри $a=7.319 \text{ \AA}^0$, $b=22.236 \text{ \AA}^0$ вя $c=36.458 \text{ \AA}^0$ иля Дебайграмда индекслянир. [2] биринжи дюрд хяттян башга галанлары Жу_{1.80}Te щексогонал гяфяся $a=8.37 \text{ \AA}^0$, $b=21.60 \text{ \AA}^0$ параметрляри иля индексляшир вя щексогонал гяфясин дифраксийа гайытмасы, ромбик гяфясин дифраксийа гайытмасы, щексогонал гяфясин дифраксийа гайытмасы синтез олунмуш Жу_{1.90}Te икифазалыдыр (ромбик+щексогонал) /Жядвял 1.1/. Жу_{1.90}Te монокристалы Бريدжман-Стокбарэр методу иля йетишдирилир. Тяжрцбдя гайытма бужабынын гиймяти 1'-ни ашмыр. Жу_{1.90}Te мцствя кристаллик нцмунянин сятци $4 \times 4 \times 1.5 \text{ мм}^3$ юлццц назик нцмунялярдя кясилмиш вя $10^\circ \leq 2\theta \leq 100^\circ$ интервалында бу тяжрцбдя 12 айдын дифраксийа гайытмасы гейдя алынмышдыр. Жу_{1.90}Te кристалынын яввялки вязийятини даяишмядя йцксяк температур гурьусуну ися салараг, щяр 100К-дя бир нязарят йазысы апарылыр. Щяр нязарят йазысындан габаг температуру 30 дягигя сабит сахламагла нязарят йазысы гейд едилер.

Вериянлярин дифраксийа анализи, мцхтялиф температурларын алынмасы эюстярди ки, бюлцня температуру ромбик вя щексогонал фазалар арасында даяишмядя Жу_{1.75}Te, Жу_{1.80}Te вя Жу_{1.85}Te тяркибли кристалларда апарылмыш фаза анализи вя йцксяк температурлу дифрактометрик тядгигатлар эюстярди ки, отаг температурунда бу тяркибляр бир фазалыдыр вя лазыми температурда сятця мяркязляшмиш кубик

фазайа чеврилирляр.

Жу_{1.90}Те вь Жу₂Те дифраксийа гайытмасы заманы бу кристалларын ромбик гяфяс параметрляри $a=7.319 \text{ \AA}^0$, $b=22.336 \text{ \AA}^0$ индексляшир.

Жу_{1.90}Те-ун щексогонал гяфяс параметрляринин температурдан асылылыбы $(00\bar{0}6)$, $(20\bar{2}9)$

мцствидян гайытма индексляри иля щесаблинмышдыр. Ромбик вь щексогонал фазаларда гяфяс параметрляринин температурдан асылылыг графики, мцхтялиф температурларда Жу_{1.90}Те-ун там полиморф чеврилмя шяклини верир.

Жу_{1.90}Те-ун дифрактометр щесабаты :

Жядвял 1.1

№	θ	д, \AA^0 тяжрцб и	Ромбик		Щексогонал		Элементар гяфяс параметрля- ри, \AA^0
			д, \AA^0 щесаби	щ к л	д, \AA^0 щесаби	щ к и л	
1.	$6^{\circ}16'$	7.0660	7.0487	0 2 4			
2.	$11^{\circ}15'$	3.9513	3.9542	1 3 6			
3.	$12^{\circ}22'$	3.6006	3.9578	0.1.10	3.6000	$00\bar{0}6$	Ромбик
4.	$13^{\circ}52'$	3.2174	3.2222	1 5 6			
5.	$15^{\circ}45'$	2.8405	2.8336	1 7 3	2.8392	$10\bar{1}7$	$a=7.319$
6.	$18^{\circ}45'$	2.3986	2.3988	2 7 0	2.4012	$30\bar{3}1$	$b=22.236$
7.	$19^{\circ}55'$	2.2627	2.2640	3 0 6	2.6880	$11\bar{2}8$	$c=36.458$
8.	$22^{\circ}42'$	1.9977	1.9979	2 9 4	2.0010	$20\bar{2}9$	
9.	$25^{\circ}03'$	1.8207	1.8236	4 1 0	1.8227	$31\bar{4}5$	Щексогонал
10.	$25^{\circ}21'$	1.8007	1.8036	4 2 1	1.8005	$30\bar{3}8$	
11.	$32^{\circ}17'$	1.4431	1.4422	5 1 4	1.4462	$40\bar{4}9$	$a=8.37$
12.	$39^{\circ}19'$	1.2167	1.2165	5.10.3			$b=21.60$

Ядьябийат

1. Ю.Г. Асадов, Л.В. Рустамова, Г.Б. Гасымов. Изд. АН. СССР, Неорган. мат. 1991, т. 27

2. Y.G. Asadov, L.V. Rustamova, G.B. Gasimov, K.M. Jafarov and A.G. Babayev.

«Structural phase transitions in Cu_{2-x}Te crystals» Phase transitions 1992

3. Ю.Г. Асадов, Л.В. Рустамова, Г.Б. Гасымов « Структурные превращения Жу_{1.55}Зн_{0.20}Те » Неорган. мат. 1992, т. 28.

**ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В КОЛЬЦА ВОЛКАНО**

Г. Б. Ибрагимов, Абасзаде Р. Г., Алиева А. М, Ибаева Р. З.

Институт Физики НАН Азербайджана

Cavid pr.33, Baki, AZ-1143

Наноструктуры, имеющие геометрию кольцо, представляют значительный интерес, так как открывает уникальные возможности для изучения квантовых интерференционных эффектов. Отметим, что хотя простейшая одномерная (1D) модель кольца и

сыграла важную роль в понимании квантовых интерференционных эффектов, она не в состоянии объяснить ряд эффектов, наблюдаемых экспериментально (1,2). В связи с этим подчеркнем, что конечная ширина кольца является одним из самых важных факторов, которые приводят к сложности понимания реальных экспериментов.

Для описания электронных свойств колец использовались различные модели. В частности, к простейшим моделям колец можно отнести модель двумерной или трехмерной проволоки с периодическими граничными условиями (3,4). Используются и более сложные модели для описания конфайнмента кольца такие как потенциал Волкано (5).

В таких кольцах движение электронов вдоль одного направления, перпендикулярного плоскости самого кольца, заморожено в основном состоянии сильным поверхностным потенциалом, поскольку толщина кольца намного меньше, чем внутренний и внешний радиусы кольца. Поэтому в плоскости кольца образуется двумерный электронный газ.

А цель настоящей работы заключалась в исследовании поглощения электромагнитного излучения в кольце с потенциалом конфейнмента Волкано.

Коэффициент поглощения электронной системой кольцо определим как отношение числа фотонов, поглощенных единицей объема кольцо в единицу времени, к плотности потока фотонов. Интересующие нас переходы обусловлены взаимодействием электронов кольца с фотонами и оптическими фононами. Эти переходы описываются во 2 – го порядке теории возмущений по электрон – фотонному и электрон – фононному взаимодействиям.

Общее выражение для коэффициента поглощения, обусловленного такими переходами, в случае невырожденного электронного газа имеет вид (6)

$$\Gamma(\omega) = \frac{2\pi\sqrt{E(\omega)}}{c\hbar N_f} V \left[1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{K_0 T}\right) \right] * \sum_{\alpha} \sum_{\beta} f_0(E_{\alpha}) |\langle \alpha, 0, 0 | F | \beta, \pm q, -f \rangle|^2 * \delta(E_{\alpha} - E_{\beta} \mp \hbar\omega_q + \hbar\omega)$$

Здесь α, β - совокупность квантовых чисел электрона, соответствующих начальному и конечному состояниям,

V – нормировочный объем, $E(\omega)$ – вещественная часть диэлектрической проницаемости, N_f - число фотонов в начальном состоянии, f – волновой вектор фотона, q – волновой вектор фонона, ω - частота фонона, ω_q - частота оптического фонона, $f_0(E_{\alpha})$ - электрическая функция распределения, F – оператор возмущения, T

– температура, а множитель $1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{K_0 T}\right)$ учитывает вынужденные излучение.

Найдено аналитическое выражение для коэффициента поглощения высокочастотного электромагнитного излучения.

Список литературы

1. M. M. Fogler, E. I. Levin, B. I. Shklovski, Phys. Rev. B49, 13767 (1994).
2. J. Simonin, C. R. Proetto, Phys. Rev. B70, 205305(2004).
3. N. F. Johnson, L. Quiroga, J.Phys.Cond.Matter 9, 5889, (1997).
4. V. A. Margulis, A. V. Shorokhov, H. P. Trushin. Physica E10, 518(2001).
5. W. C. Tan, J. C. Iukson . Phys.Rev. B60, 5626 (1999).
6. Ф. Г. Басс, И. Б. Левинсон . ЖЭТФ. 49(3), 914 (1965).

ФОРМУЛА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВИЗУАЛЬНЫХ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН КОМЕТ ЗАВИСЯЩАЯ ОТ ЧЕТЫРЕХ ПАРАМЕТРОВ

А.С.Гулиев, У.Д.Поладова

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

Визуальные оценки блеска комет используются для построения кривых блеска, для определения фотометрических параметров, прогнозирования блеска на следующих возвращениях кометы.

Известно, что фотометрические параметры комет вычисляются путем обработки рядов визуальных величин с помощью формулы Орлова [1]:

$$m_{\Delta} = H_y + 2.5n \lg r \quad (1)$$

где

$$m_{\Delta} = m - 5 \lg \Delta \quad (2)$$

является блеском, редуцированным к единичному геоцентрическому расстоянию, Δ и r геоцентрическое и гелиоцентрическое расстояния кометы, соответственно, H_y и n фотометрические параметры.

С.К.Всехсвятский [2] исследуя визуальные данные 46 комет пришел к заключению, что $n = 4$. Обнаружено, что n уменьшается при приближении кометы к перигелию. С.К.Всехсвятский ввел параметр H_{10} :

$$H_{10} = m - 5 \lg \Delta - 10 \lg r \quad (3)$$

Были проведены определения физических параметров 150 долгопериодических комет [3, 4] и установлено, что остаточная дисперсия формулы (1) является непомерно высокой. Следовательно, эта формула нуждается в уточнении.

Для удобства формулу (3) записываем в виде:

$$m = 2 \cdot 2.5 \lg r^2 + 2.5 \lg \Delta^2 + H_{10} \quad (4)$$

Учитывая, что шкала звездных величин является логарифмической, зависимость звездной величины кометы описывается с помощью некоторого параметра X в виде $2.5 \lg X$.

Мы полагаем, что кроме r и Δ визуальная величина комет зависит от угла между направлениями с Земли к Солнцу и комет (элонгация кометы) - Ψ и от апертуры применяемых инструментов (диаметр - D). Угол Ψ определяется формулой:

$$\Psi = \text{Arc cos} \frac{1 + \Delta^2 - r^2}{2\Delta} \quad (5)$$

Учитывая вышеизложенное, предложена следующая формула для определения визуальных звездных величин комет:

$$m = k_1 \lg r + k_2 \lg \Delta + k_3 \lg \cos \Psi + k_4 \lg \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 + b \quad (6)$$

Четвертый член в (6) вводит зависимость визуальной звездной величины от площади апертуры применяемого инструмента.

Отметим, что несмотря на то, что до настоящего времени сделано много попыток учета апертуры применяемых телескопов, этот вопрос не нашел окончательного решения.

Нами рассмотрены следующие 3 случая:

а) классический случай - визуальная величина зависит от r , Δ . Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде:

$$m_1 = k_{11} \lg r + k_{12} \lg \Delta + b_1 \quad (7)$$

б) визуальная величина зависит от r , Δ и Ψ . Точность аппроксимации с помощью ли-

нейной зависимости предложена в виде:

$$m_2 = k_{21} \lg r + k_{22} \lg \Delta + k_{23} \lg \cos ec\Psi + b_2 \quad (8)$$

в) визуальная величина зависит от r , Δ , Ψ и D . Точность аппроксимации с помощью линейной зависимости предложена в виде:

$$m_3 = k_{31} \lg r + k_{32} \lg \Delta + k_{33} \lg \cos ec\Psi + k_{34} \lg \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 + b_3 \quad (9)$$

где, k_{11} , k_{12} , k_{13} ... - коэффициенты пропорциональности, b_1 , b_2 и b_3 свободные члены. Используя значения m , r , Δ , Ψ и D для 10 комет, взятой из работы [5] проверено линейность уравнений (7), (8) и (9) методом наименьших квадратов.

Отметим, что самая большая остаточная дисперсия обнаружено для формулы (7), при применении формулы (8) остаточная дисперсия уменьшалось, а в случае формулы (9) выявлено наименьшая остаточная дисперсия. Этот факт показывает, что формула (9) является наиболее приемлемой для определения визуальных величин комет.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] С.К.Всехсвятский, Физические характеристики комет. Москва., Физматгиз, 1958.
- [2] С.К.Всехсвятский., *Астрономич. журнал*, 2, 3, 68(1925).
- [3] А.С.Гулиев, У.Д.Рустамова, Шамахи Астрофизика Рясядханасынын Сиркуллары, 110, 23(2005).
- [4] А.С.Гулиев, У.Д.Поладова, К.И.Чурюмов, Л.В.Чубко, *Азербайжан Astronomiya jurnalı*, 2, 10(2007).
- [5] *International Comet Quarterly Journal*, 1999-2004.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ NaI5890 и NaI5896 В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ ТИПА ВОЛЬФА-РАЙЕ HD 192163

Д.Н.Рустамов

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория им. Н.Туси НАН Азербайджана

Согласно [1] звезда HD 192163 является одиночной WN6 звездой. В работе [2] эта звезда считалось стандартом подтипа WN6.

Атмосфера звезды HD 192163 состоит из 86.5% гелия и 12% водорода и 1.5% азота [3]. В работе [3] приведены также основные физические параметры звезды HD 192163: $T_{\text{эфф}}=55$ кК, $R = 6.4 R_{\odot}$, $M = 10^{-3.84} M_{\odot}/\text{лет}$, $V_{\infty} = 1700$ км/с, $L = 10^{5.5} L_{\odot}$.

В спектральном атласе Галактических звезд WR азотной последовательности [4] звезды WN подразделены к двум группам: WN-s и WN-w. Эти две группы WN звезд отличаются по интенсивностям эмиссионных линий. В спектрах WN-s звезд эмиссионные линии сильны (strong), а в спектрах WN-w звезд эмиссионные линии слабо (weak). В каталоге [4] звезда HD 192163 отнесена к WN-s звездам.

Одной интересной особенностью звезды HD 192163 является то, что она находится в центре кольцевой туманности NGC 6888 и генетически связана с нею [5].

Спектральные наблюдения звезды типа WR HD 192163 проведены в касегреновском фокусе 2- метрового телескопа "Цейс-2000" Шамахинской астрофизической обсерватории в 2005-2008 годах. Применялся эшелле-спектрометр, со светоприемником ПЗС-матрица, с форматом 530x580 пикселей, спектральный диапазон $\lambda\lambda 4000-7000 \text{ \AA}$, спектральное разрешение $R = 13\ 600$, отношение сигнала к шуму $S/N \sim 100$. Аппаратура наблюдений подробно описана в [6]. Получение и обработка спектрограмм осуществлялись с помощью пакета программ DECH20, разработанного в CAO АН РФ Галазутдиновым [7].

Получены 38 эшелле-спектрограммы звезды HD 192163. 10 эшелле-спектрограмм (от юлианской даты 2454338.206 до 2454338.348 в табл. 1) получены в течение одной ночи (25 августа 2007 года) для исследования кратковременной спектральной переменности. В остальных датах получены от двух до 6 спектрограмм в течение каждой ночи. Время накопления для двух спектрограмм (полученные в юлианских датах 2454715.183 и 2454715.227) 30 минут, а у остальных – 20 минут. Кроме 10 эшелле-спектрограмм, полученных в течение одной ночи, все эшелле-спектрограммы усреднены и в результате получены 24 эшелле-спектрограммы. Усреднением двух спектров, полученных последовательно один за другим, удалены следы космических частиц. 38 эшелле-спектрограмм звезды HD 192163 определены значения эквивалентных ширин и лучевых скоростей межзвездных линий поглощения NaI 5890 (D₂) и NaI 5896 (D₁). Лучевые скорости определены совмещением прямых и зеркальных изображений указанных линий поглощения. В работе [8] также определены значения эквивалентных ширин и лучевых скоростей межзвездных линий поглощения NaI 5890 (D₂) и NaI 5896 (D₁) в спектре звезды HD 192163. Имеются незначительные отличия между нашими данными и данными работы [8].

Отметим, что по нашим определениям эквивалентные ширины линий поглощения NaI 5890 (D₂) и NaI 5896 (D₁) почти не меняются в течении трех лет (2005-2007 гг.), однако в лучевые скорости этих линий подвергаются незначительным изменениям.

Как видно из рис.1 профили линий поглощения NaI 5890 (D₂) и NaI 5896 (D₁) асимметричны, причем асимметрия обеих линий обнаруживается в фиолетовых крыльях. О присутствии такой асимметрии сообщено и в работе [8]. Эта асимметрия интерпретируется с тем, что в формировании межзвездных линий поглощения NaI 5890 (D₂) и NaI 5896 (D₁) имеется вклад кольцевой туманности NGC 6888. Среднеквадратичные ошибки, определенные по стандартной звезде HD 189847: позиционных измерений ± 3 км/с, эквивалентных ширин $\sim 10\%$.

Следовательно, нашими наблюдениями подтверждается асимметрия профиля межзвездных линий поглощения NaI 5890 (D₂) и NaI 5896 (D₁) в спектре звезды типа Вольфа-Райе HD 192163 и наличие такой асимметрии интерпретируется вкладом туманности NGC 6888 в формировании этих линий.

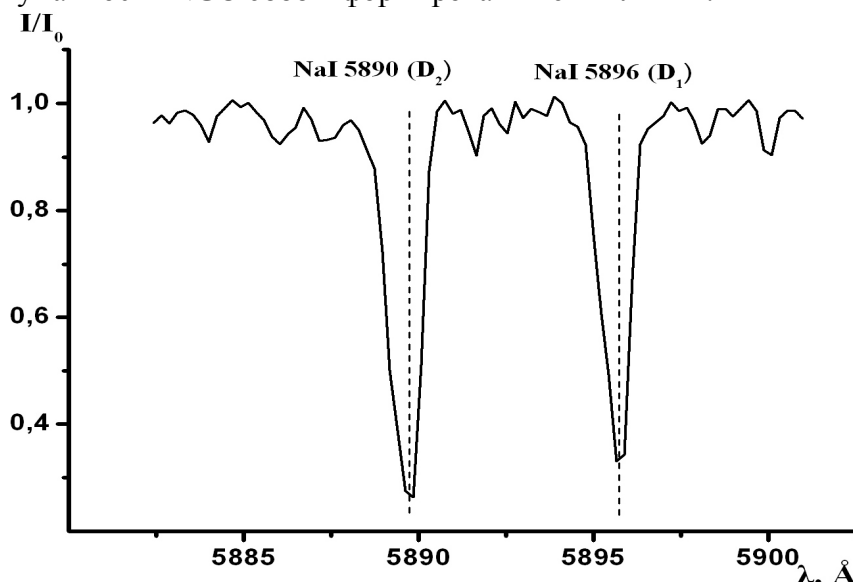


Рис. 1. Профили межзвездных линий поглощения NaI5890 (D₂) и NaI5896 (D₁) в спектре звезды типа Вольфа-Райе HD 192163

ЛИТЕРАТУРА

- [1] L.F.Smith, Monthly Notices Roy.Astron.Soc. **138**, 109(1968).

- [2] J.I.Castor and D.Van Blerkom, *Astrophys.J.* **161**, 485(1970).
 [3] W.R.Hamann, U.Wessolowski and L.Koesterke, *Astron. Astrophys.*, **281**, 184(1994).
 [4] W.R.Hamann, U.Wessolowski and L.Koesterke, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **113**, 459(1995).
 [5] Т.А.Лозинская, *Письма в Астрон. журн.* **6**, 350(1980).
 [6] Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, *Цирк. ШАО*, **109**, 21 (2005).
 [7] Г.А.Галазутдинов, *Препринт САО РАН*, **92**, (1992).
 [8] D.C.B.Whittet, W.B.Somerville, D.McNally, and J.C.Blades, *Monthly Notices Roy.Astron.Soc.*, **189**, 519(1979).

NEYTRİNO (ANTİNEYTRİNO)-NUKLON SƏPİLMƏSİNDƏ ASİMMETRİYALAR

Abdullayev S.Q., Muxtarov A.İ., Qocayev M.Ş.

Bakı Dövlət Universiteti, e-mail: m.qocayev@mail.ru

Polyarizə olunmuş zərrəciklər dəstəsi və hədəflərlə aparılan təcrübələr kvant rəng-dinamikasının və hadronların struktur funksiyalarının öyrənilməsində müstəsna əhəmiyyətə malikdir. Təqdim olunan işdə neytrionun (antineytrionun) polyarizə olunmuş nuklon hədəflərindən dərin qeyri-elastiki səpilmə proseslərində yarıinklüziv hadronların (pionların – π^\pm , kaonların – K^\pm) yaranması proseslərinə baxılmışdır:

$$v_\mu(\bar{v}_\mu) + N(S_N) \Rightarrow v_\mu(\bar{v}_\mu) + h^\pm + X, \tag{1}$$

burada S_N – nuklon hədəfin polyarizasiyası, h^\pm – proseslərdə doğulan inklüziv hadrondur.

Kvark-parton modeli çərçivəsində (1) proseslərinin effektiv kəsiyi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz} = \sum_{q,h_q} f_{q(h_q)}^{N(S_N)}(x) \frac{d\mathcal{E}}{dy} D_q^h(z). \tag{2}$$

Burada $f_{q(h_q)}^{N(S_N)}(x)$ – polyarizə olunmuş nuklonun daxilində polyarizə olunmuş kvarkın paylanma funksiyası, $D_q^{h^\pm}(z)$ – kvarkın h^\pm hadronuna fraqmentasiya funksiyası, $d\mathcal{E}/dy$ – elementar parton proseslərinin effektiv kəsikləri, x, y və z isə adi kinematik dəyişənlərdir.

(1) reaksiyalarının elementar parton prosesləri neytrino (antineytrino) və antikvark səpilmələridir:

$$\begin{aligned} v_\mu + q &\Rightarrow v_\mu + q, & v_\mu + \bar{q} &\Rightarrow v_\mu + \bar{q}, \\ \bar{v}_\mu + q &\Rightarrow \bar{v}_\mu + q, & \bar{v}_\mu + \bar{q} &\Rightarrow \bar{v}_\mu + \bar{q}. \end{aligned}$$

Kvarkların kütlələri nəzərdən atıldıqda onların spirallığı saxlanılır, ona görə hər bir parton prosesinə yalnız iki spiral amplitud uyğun gəlir: F_{LL} və F_{LR} (F_{RL} və F_{RR}). Burada birinci və ikinci indekslər uyğun olaraq neytrino (antineytrino) və kvarkın spirallığını göstərir. Standart modeldə spiral amplitudlar sadə şəkllə malikdir:

$$F_{LR} = F_{RR} = -Q_q x_w, \quad F_{LL} = F_{RL} = T_3 - Q_q x_w, \tag{3}$$

burada $x_w = \sin^2 \theta_w$ – Vaynberq parametri, Q_q və T_3 – kvarkın yükü və zəif izospin proyeksiyasıdır.

Cədvəldə elementar parton prosesləri və

$v_\mu q_R \Rightarrow v_\mu q_R, \bar{v}_\mu \bar{q}_L \Rightarrow \bar{v}_\mu \bar{q}_L$	$F_{LR}^2 \cdot (1-y)^2$
$v_\mu \bar{q}_L \Rightarrow v_\mu \bar{q}_L, \bar{v}_\mu q_R \Rightarrow \bar{v}_\mu q_R$	$\frac{d\mathcal{E}}{dy} \frac{F_{LR}^2}{\sigma_0}$
$V_\mu q_R \Rightarrow V_\mu q_R, \bar{V}_\mu \bar{q}_L \Rightarrow \bar{V}_\mu \bar{q}_L$	$F_{LL}^2 \cdot (1-y)^2$

onların effektiv kəsikləri verilmişdir ($\sigma_0 = G_F^2 s / \pi$, G_F – Fermi sabiti, \sqrt{s} isə kütlə mərkəzi sistemində neytrino (antineytrino)-nuklon sisteminin tam enerjisidir).

Antineytrino-nuklon səpilməsinin effektiv kəsiyini

$$\frac{d\sigma}{dx dy dz} = \sigma_0 x \sum_q \{ f_q^N(x) D_q^h(z) [F_{LR}^2 + (1-y)^2 F_{LL}^2] + f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) [F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2] + S_N \Delta f_q^N(x) D_q^h(z) [F_{LR}^2 - (1-y)^2 F_{LL}^2] + S_N \Delta f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^h(z) [F_{LL}^2 - (1-y)^2 F_{LR}^2] \} \quad (7)$$

şəklində yazmaq olar. Həmin effektiv kəsik əsasında P-tək spin asimmetriyası standart üsulla hesablanır:

$$A_N^{h^+h^-} = \frac{(\sigma_{RR}^{h^+} - \sigma_{RR}^{h^-}) - (\sigma_{RL}^{h^+} - \sigma_{RL}^{h^-})}{(\sigma_{RR}^{h^+} - \sigma_{RR}^{h^-}) + (\sigma_{RL}^{h^+} - \sigma_{RL}^{h^-})}, \quad (8)$$

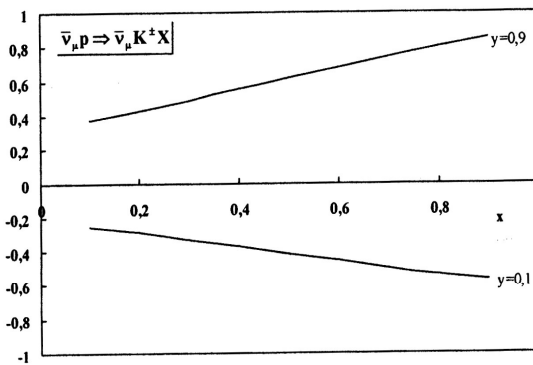
burada $\sigma_{RR}^{h^\pm}$ və $\sigma_{RL}^{h^\pm}$ – antineytrinonun sağ və sol polyarizə olunmuş nuklondan səpilməyə yarıinklüziv h^\pm – hadronun doğulmasının effektiv kəsikləridir.

Maraqlıdır ki, $A_N^{h^+h^-}$ spin asimmetriyası kvarkların hadrona fraqmentasiya funksiyalarından asılı olmayıb, yalnız spiral amplitudlardan və kvarkların nuklon daxilində paylanma funksiyalarından asılıdır:

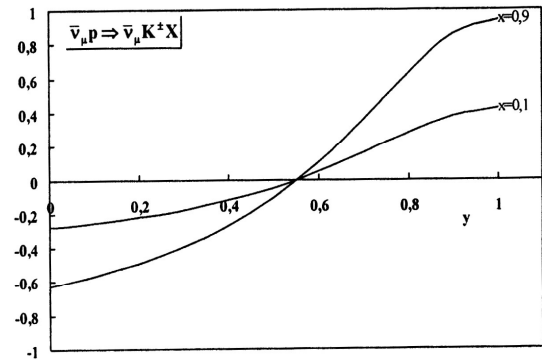
$$A_p^{K^+K^-}(\bar{\nu}_\mu p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu KX) = \{ \Delta u_\nu(x) [F_{LR}^2(u) - (1-y)^2 F_{LL}^2(u)] + [1 + (1-y)^2] \times \\ \times [\Delta u_s(x) (F_{LR}^2(u) - F_{LR}^2(s)) - \Delta s(x) (F_{LR}^2(s) - F_{LL}^2(s))] \} \{ u_\nu(x) [F_{LR}^2(u) + (1-y)^2 F_{LL}^2(u)] + \\ + [1 - (1-y)^2] [u_s(x) (F_{LR}^2(u) - F_{LL}^2(u)) - s(x) (F_{LR}^2(s) - F_{LL}^2(s))] \}^{-1}. \quad (9)$$

Burada $u_\nu(x)$ ($u_s(x)$ və $s(x)$) – valent (dəniz) kvarkının proton daxilində paylanma funksiyasıdır.

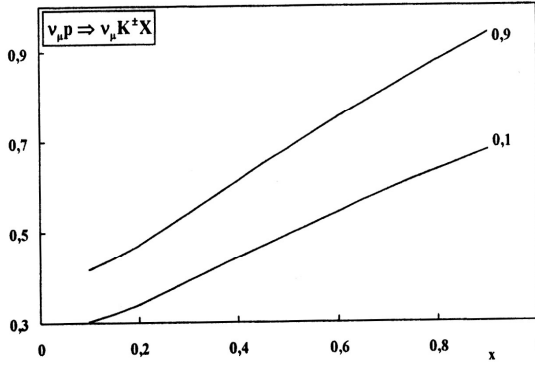
Şəkillərdə (şəkil 1-4) $\bar{\nu}_\mu + p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + K^\pm + X$ və $\nu_\mu + p \Rightarrow \nu_\mu + K^\pm + X$ proseslərində $A_p^{K^+K^-}$ spin asimmetriyasının x dəyişənindən ($y=0,1$ və $y=0,9$ olduqda) və y dəyişənindən ($x=0,1$ və $x=0,9$ olduqda) asılılıq qrafikləri verilmişdir. Göründüyü kimi, $y=0,1$ ($0,9$) olduqda $\bar{\nu}_\mu + p \Rightarrow \bar{\nu}_\mu + K^\pm + X$ prosesində asimmetriya mənfidir (müsbətdir) və x dəyişəninin artması ilə modulca müntəzəm artır. $\nu_\mu + p \Rightarrow \nu_\mu + K^\pm + X$ prosesində isə asimmetriya müsbətdir və x, y dəyişənlərinin artması ilə artır.



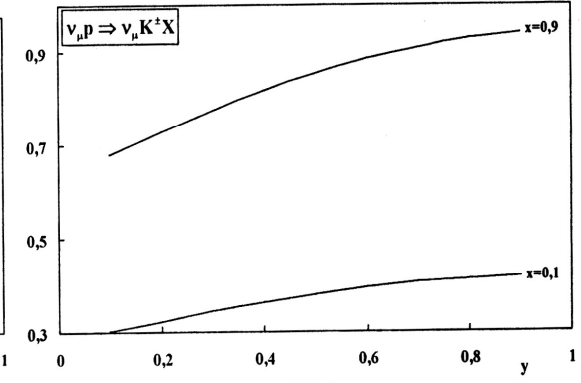
Şəkil 1



Şəkil 2



Şəkil 3



Şəkil 4

MESON CONTRIBUTION TO QUARK MASS IN NON LEADING SINGULARITY APPROXIMATION OF PSEUDOSCALAR AMPLITUDE

L.A. Agamaliev

Department of Matter structure, Baku State University

T.H. Alieva

Institute for Physical Problems, Baku State University

R.G. Jafarov

*Institute for Physical Problems, Baku State University,
Z. Khalilov, 23, AZ 1148 Baku, Azerbaijan*

We shall investigate Nambu--Jona-Lasinio (NJL) model with quark content which is one of the most successful effective models of QCD in the nonperturbative region. The Lagrangian of the NJL model is

$$L = \bar{\psi} i \partial \psi + \frac{g}{2} [(\bar{\psi} \psi)^2 + (\bar{\psi} i \gamma_5 \tau \psi)^2],$$

The Lagrangian is invariant under transformations of chiral group $SU_V(2) \times SU_A(2)$, which correspond to up and down quark sector.

To formulate MFE we have used an iteration scheme of solution of SDE with fermion bilocal source [1]. The leading approximation and first step of iteration maintain equations for the quark propagator and the next-to-leading order (NLO) correction to the quark propagator and equation for the two-quark function.

Two-particle amplitude A consist of two parts: pseudoscalar amplitude (pion) A_π and scalar amplitude (σ -meson) A_σ . In momentum space these amplitudes of the NJL model depend on a momentum p only, where p is a sum of quark and antiquark momentum. They have the form (see [1] for detail):

$$A_\pi = \frac{1}{4n_c I_0(p^2) p^2}, \quad (1)$$

$$A_\sigma = \frac{1}{4n_c I_0(p^2) (4m^2 - p^2)}. \quad (2)$$

Here $I_0(p^2)$ is two-loop integral, which calculating in both regularizations, in dimensional-analytically regularization (DAR) and in a four-dimensional cutoff (FDC) regularization) lead us:

$$[I_0(p^2)]^{DAR} = \frac{i}{(4\pi)^2} \frac{\xi}{k} F\left(1 + \xi, 1; 3/2; \frac{p^2}{4m^2}\right), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} [I_0(p^2)]^{FDC} = & \frac{1}{(4\pi)^2} \left[\log(1+x) - \frac{x}{1+x} F\left(1,1;3/2; \frac{p^2}{4m^2(1+x)}\right) - \right. \\ & \left. - \frac{p^2}{6m^2(1+x)} F\left(1,1;5/2; \frac{p^2}{4m^2(1+x)}\right) + \frac{p^2}{6m^2} F\left(1,1;5/2; \frac{p^2}{4m^2}\right) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

The ratio of NLO condensate to the LO condensate is [1,2]

$$r = -\frac{8ign_c}{1-8ign_c J} \int \frac{d\tilde{p} d\tilde{q}}{(m^2-p^2)^2 [m^2-(p-q)^2]} \left[[m^2-p^2+2(pq)]A_\sigma(q) - 3[m^2-p^2+2(pq)]A_\pi(q) \right], \quad (5)$$

which consist of two parts: pion corrections (due to pseudoscalar amplitude A_π) and corrections due to scalar amplitude A_σ : $r = r_\sigma + r_\pi$.

The formula for the quark-mass correction $\delta m \cong m_r - m$ is [2]:

$$\frac{\delta m}{m} \cong b^{(1)}(m^{(2)}) - a^{(1)}(m^{(2)}). \quad (6)$$

The expressions for NLO mass functions $a^{(1)}$ and $b^{(1)}$ in momentum space has the forms [2]:

$$\begin{aligned} p^2 a^{(1)}(p^2) &= \int d\tilde{q} \frac{p^2 - (pq)}{m^2 - (p-q)^2} [A_\sigma(q) - 3A_\pi(q)], \\ b^{(1)}(p^2) &= r - \int d\tilde{q} \frac{1}{m^2 - (p-q)^2} [A_\sigma(q) + 3A_\pi(q)]. \end{aligned}$$

The pion contribution NLO condensate in pole approximation of pion amplitude in both regularizations is calculated by Eq. (5) in pion channel

$$r = \frac{24ign_c}{1-8ign_c J} \int d\tilde{p} d\tilde{q} \frac{[m^2-p^2+2(pq)]A_\pi(q)}{(m^2-p^2)^2 [m^2-(p-q)^2]}.$$

where J is two-loop integral.

The NLO mass functions $a^{(1)}$ and $b^{(1)}$ in pion channel are defined by the following equations:

$$p^2 a_\pi^{(1)}(p^2) = -3 \int \frac{d\tilde{q}}{m^2 - (p-q)^2} A_\pi^{pole}(q), \quad (7)$$

$$b_\pi^{(1)}(p^2) = r_\pi - 3 \int \frac{d\tilde{q}}{m^2 - (p-q)^2} A_\pi^{pole}(q). \quad (8)$$

From [1] clear that, in pole approximation for the pseudoscalar amplitude in both regularization the pion contribution in quark mass is equal zero.

However, since the model is not renormalizable in four space-time dimensions, the physical results and parameters depend on the regularization method. This lead us to calculate the correction to quark mass beyond the non-pole approach of the amplitude. Using the expressions of pion amplitude (1) and the integral (3) in DAR, we can calculate the ratio in pion sector r_π . Also, having calculated in DAR NLO mass functions by the Eqs. (7) and (8), according the formula (6) of NLO quark mass correction we obtain:

$$\left[\left(\frac{\delta m_\pi}{m} \right)^{DAR} \right]^{non-pole} = [r_\pi^{DAR}]^{non-pole} - \frac{1}{2\sqrt{\pi}\Gamma(2-\xi)} \sum_{k=0}^{\infty} 4^k \Gamma(1-\xi-k)\Gamma(3/2-k)F(1+\xi+k, 1+k; 2-\xi; 1)$$

where

$$[r_\pi^{DAR}]^{non-pole} = -2 \frac{\sin(\pi\xi)}{\pi\xi} \int_0^\infty dz \frac{z^{-1-\xi}}{F(1+\xi, 1; 3/2; -z/4)} \int_0^1 du \frac{1-u}{[1+u(1-u)z]^{1+\xi}} \times \left[1-\xi + (1+\xi) \frac{1+u(u-2)z}{1+u(1-u)z} \right]$$

From here is clears, that the result differ from zero. This means, that the zero value of the pion correction to quark mass is independent from regularization choice in NJL model only in leading singularity approach of pseudoscalar amplitude.

REFERENCES

1. R.G. Jafarov and V.E. Rochev: Centr. Eur. J. of Phys. **2** (2004) 367
2. R.G. Jafarov and V.E. Rochev: Russ.Phys.J. **49** (2006) 364

**ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ
ПРИ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ КВАЗИСИНХРОННОЙ ГЕНЕРАЦИИ**

Касумова Р.Дж., Гаджиева Л.С., Карими А.А.
Бакинский Государственный Университет

Основная задача нелинейной оптики—создание высокоэффективных оптических частотных преобразователей. Это условие можно реализовать выбором внутрирезонаторной геометрии нелинейной среды. В лазерном резонаторе мощность накачки превышает значение мощности на выходе, благодаря конечной величине коэффициента пропускания выходного зеркала. Отсюда эффективность преобразования прямо пропорциональная мощности накачки будет гораздо выше внутри лазерного резонатора. Кроме того в рассматриваемой геометрии активная лазерная и нелинейная среды находятся в одном и том же резонаторе и генерация излучения и генерация гармоники происходят одновременно, составляя единый процесс. Это налагает определенные условия на фазовые изменения взаимодействующих волн в пределах лазерного резонатора. Выбором оптимального фазового соотношения между ними можно значительно повысить эффективность преобразования частоты. Эффективный энергообмен между взаимодействующими волнами можно осуществить также в режиме квазисинхронного взаимодействия [1]. В последнее время практический интерес к средам с регулярной доменной структурой сопровождается технологической разработкой подобных многослойных сред. Сочетание обоих подходов—внутрирезонаторного преобразования и квазисинхронного взаимодействия - предмет настоящего исследования. При решении резонаторных задач важно учитывать изменения фаз всех волн, участвующих в рассмотрении. Все это удастся реализовать в приближении заданной интенсивности [2]. Задаче оптимизации мощности гармоник при внутрирезонаторном преобразовании в приближении заданного поля посвящено много работ, так например [3, 4], а в приближении заданной интенсивности – [5-7].

В настоящей работе изучение внутрирезонаторного квазисинхронного нелинейного взаимодействия в приближении заданной интенсивности было проведено с учетом рассматриваемой регулярной структуры волнообразованную из инвертированных слоев-доменов с квадратичной нелинейностью, размещённую внутри лазерного резонатора. Процесс частотного удвоения в регулярной доменной структурой в приближении заданной интенсивности подробно изучен в работе [8]. Поэтому, не останавливаясь на промежуточных расчетах, приведем выражение для эффективности волны второй гармоники после ее отражения от лазерного зеркала и прохождения четвертого домена в обратном направлении (пятым номером обозначен номер домена, следующего после четвертого)

$$\eta_2(l_5) = \eta_2(l_4) \exp(-2\delta_2 l_5) \times \left\{ \left[\cos \lambda_5 l_5 - \left(\frac{\Delta}{2} - \frac{\lambda_4}{a} \right) \sin \psi \frac{\sin \lambda_5 l_5}{\lambda_5} \right]^2 + \left[\left(\frac{\Delta}{2} - \frac{\lambda_4}{a} \right) \cos \psi - \frac{\Delta}{2} \right]^2 \frac{\sin^2 \lambda_5 l_5}{\lambda_5^2} \right\}, \quad (1)$$

где $\psi = -\Delta l_4 - \varphi_2(2d) + 2\varphi_1(2d) - \varphi_{r,2} + 2\varphi_{r,1}$ определяет разность набегов фаз волн основного излучения и гармоники в четвёртом домене, в воздушном промежутке между регулярной доменной структурой и зеркалом и на зеркале при отражении,

$$a = \frac{\frac{\Delta}{2\lambda_3} \frac{\Delta - \frac{\lambda_2^2}{\Delta}}{\lambda_4} - \frac{\lambda_3}{\lambda_4}}{\frac{\Delta - \frac{\lambda_2^2}{\Delta}}{\lambda_3}} + \frac{\Delta}{2\lambda_4}, \quad \lambda_j^2 = 2\Gamma_j^2 + \Delta^2/4, \quad \Gamma_j^2 = \gamma'_1 \gamma'_2 I_1(l_{j-1}).$$

Найдём условие оптимального режима генерации в рассматриваемом случае внутрирезонаторного размещения нелинейной структуры.

Из (1) для эффективного преобразования частоты можно получить следующее оптимальное фазовое условие

$$\psi - \operatorname{atan} \left(\frac{2\lambda_5/\Delta}{\tan(\lambda_5 l_5)} \right) = \pi n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (2)$$

Из полученного выражения видно, что ψ_{opt} , в отличие от результата в приближении заданного поля, зависит от параметра Γ_5 (так как в рассматриваемом приближении $\gamma'_2 \neq 0$). Отсюда оптимальное фазовое соотношение напрямую зависит от интенсивности накачки.

В случае выполнения данного фазового соотношения между волнами эффективность преобразования в гармонику выражается формулой

$$\eta_2(l_5)^{\max} = \eta_2(l_4) \exp(-2\delta_2 l_5) \times \left\{ \cos^2 \lambda_5 l_5 + \left(\Delta - \frac{\lambda_4}{a} \right)^2 \frac{\sin^2 \lambda_5 l_5}{\lambda_5^2} \right\}. \quad (3)$$

Таким образом, подбирая оптимальное фазовое соотношение между взаимодействующими волнами, можно получить более высокую эффективность преобразования внутри лазерного резонатора по сравнению с безрезонаторным случаем.

Литература

1. M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, and R.L. Byer, IEEE J. Quantum Electron., 1992, 28, 2631-2654.
2. Z.H. Tagiev, R.J. Kasumova, R.A. Salmanova, N.V. Kerimova, J. Opt. B: Quantum Semiclas. Opt., 2001, 3, 84-87.
3. В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов, Прикладная нелинейная оптика, М., Радио и связь, 1982, 352с.
4. И.Р. Шен. Принципы нелинейной оптики, М., 1989, 560с.
5. З.А. Тагиев, Р.Дж. Касумова, Ш.Ш. Амиров, Оптика и спектроскопия, 1993, 75, 908-913.
6. З.А. Тагиев, Р.Дж. Касумова, Ш.Ш. Амиров, Э.М. Гамидов, Квантовая электроника, 1994, 21, 968-970.
7. R.J. Kasumova, J. Opt. B: Semiclas. Opt., 2000, 2, 334-337.
8. Z.H. Tagiev, and R.J. Kasumova, Opt.Comm., 2008, 281, 814-823.

NEGATIVE TRANSVERSE MAGNETORESISTANCE OF THE DEGENERATE 2D ELECTRON GAS IN QUANTUM WELL WITH PARABOLIC CONFINEMENT POTENTIAL IN PLANE MAGNETIC FIELD

M. Babayev, B. Mehdiyev, Kh. Hasanov, F. Hashimzade
Institute of Physics, National Academy of Sciences of Azerbaijan

We have calculated the conductivity tensor components for the current density in a quantum well for degenerate electron gas. Electron scattering by acoustic phonons, ionized impurities, surface roughness, and alloy disorder are considered. The magnetic field is directed across the confinement direction, i.e. it is located in the plane of a two-dimensional electron gas. Thus, two cases for the relative arrangement of the current direction and the confinement direction are possible. In the case where the current is located in a plane of a two-dimensional electron gas it is sufficient to confine ourselves to the relaxation time approximation and to use the kinetic equation. In a case when the current is along the direction of confinement it is necessary to use the density matrix approach for calculation of the diagonal conduction tensor components.

For practical purposes it is convenient to use the model which enables us to calculate various quantities analytically. The harmonic potential is often used as an approximation of the confinement in the two-dimensional dots.

We consider a simple model for the quantum well, in which a two-dimensional electron gas is confined in the x-direction and a homogenous static magnetic field B parallel to the z-axis, with the vector-potential A (0, xB, 0) in the Landau gauge. The confining potential in the x-direction which is characterized by the parabolic potential

From the conditions $j_y = 0$ we obtain magnetoresistance in a transverse magnetic field

$$\rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}},$$

$$\rho_{yx} = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{yy}\sigma_{xx} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}},$$

where σ_{ik} are the conduction tensor components.

For the calculation of kinetic coefficients ρ_{xx} , ρ_{xy} it is necessary to calculate both diagonal and non-diagonal components of σ_{ik} .

Note that in bulk semiconductors $\sigma_{yx} \gg \sigma_{xx}$, $\sigma_{xy} \gg \sigma_{yy}$. It is related to the fact that a decrease in scattering potential results in the diagonal electric conductivity tensor components tending to zero, while the non-diagonal components stay finite. In our case, as we will show later, it is not true.

In a zero-order approximation with respect to the scattering potential

$$\sigma_{yx} = \frac{\omega_c e^2}{m^* \omega^2} \frac{1}{L_y L_z} \sum_{\alpha} f_{\alpha} = \frac{\omega_c e^2 n}{m^* \omega^2},$$

where $\frac{1}{L_y L_z} \sum_{\alpha} f_{\alpha} = n$ is the density of the two-dimensional electron gas and

$$n = \frac{k_0 T m^*}{\pi \hbar^2} \frac{\omega}{\omega_0} \sum_N \ln(1 + e^{\eta - x_N}),$$

where

$$\eta = \frac{\zeta}{k_0 T}, \quad x_N = \frac{\hbar \omega}{k_0 T} \left(N + \frac{1}{2} \right).$$

In the limit of strong magnetic fields, $\omega_0 \ll \omega_c$, or equivalently, in the bulk case, when $\omega_0 \rightarrow 0$ the energy spectrum equals that of an electron in a magnetic field. In this case the expression for σ_{yx} coincides with that for the non-diagonal component of the conductivity tensor of the bulk semiconductor material.

For the calculation of the diagonal components of tensors σ_{yy} and β_{yy} when the electric field or the temperature gradient are in plane of two-dimensional electron gas we use of the result that based on the solution of Boltzman kinetic equation.

$$\sigma_{yy} = \frac{e^2}{L_y L_z} \sum_{\alpha} \left(-\frac{\partial f(\varepsilon_{\alpha})}{\partial \varepsilon_{\alpha}} \right) \tau_{\alpha} v_{k_y}^2$$

Here we will consider the weak magnetic field case, $\omega_c \ll \omega_0$, $\omega = \omega_0$.

For the calculation of the diagonal components of conductivity tensor σ_{xx} when the electric field are perpendicular to the plane of two-dimensional electron gas we will make use of the expressions obtained in [1] by modifying to allow for 2D character of the electron gas

$$\sigma_{xx} = -\frac{e^2}{L_y L_z} \sum_{\alpha \alpha'} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_{\alpha}} \right) \frac{(x_{\alpha'} - x_{\alpha})^2}{2} W_{\alpha \alpha'}$$

where is the of the system, $W_{\alpha \alpha'}$ is the electron transition probability from state $\alpha = (N, k_y, k_z, \sigma)$ to state $\alpha' = (N', k'_y, k'_z, \sigma')$ caused by the effect of the scattering potential. Further we will focus on the extreme situation, namely, the quantum limit in which the scattering of electrons is confined within the $N = N' = 0$ level. For the quantum well in a magnetic field the quantum limit criterion is $\hbar \omega > k_0 T$.

The scattering mechanisms explicitly considered are the acoustic phonon scattering via piezoelectric coupling, the surface-roughness mechanism, impurity scattering arising from ionized impurities in the quantum well and alloy scattering, because $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ is a disordered alloy electron will be scattered by fluctuating potential.

We present a numerical calculations for $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ parabolic quantum well. We use the following set of physical parameters $m^* = 0.066 m_0$, where m_0 is the free electron mass. The parameter of the parabolic potential is $\omega_0 = 1.4 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$. The value of the piezoelectric constant is as $e_{14} = 0.16 \text{ C/m}^2$ [18]. The mass density of the material and the sound velocity are taken as $\rho = 5.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ and $s = 4300 \text{ m/s}$, $E_1 = 7 \text{ eV}$. Magnetic field $H = 0.5 \text{ Tl}$.

Notice that numerical calculations for the quantum limit criterion must be carried out when the Fermi level is between the first and second subbands $\hbar \omega / 2 \leq \zeta < 3\hbar \omega / 2$, so we take $n = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$. Estimation shows that the dominant mechanism of electron scattering is the scattering by ionized impurities. In this mechanism, setting the surface concentration of ionized impurities to $N_I = 3 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-2}$, the estimated mobility is $26 \text{ m}^2/\text{Vs}$.

It is shown, that the magnetoresistance is negative and equal about 50% in strength magnetic fields.

1. B.M. Askerov, *Electron Transport Phenomena in Semiconductors* (World Scientific,

Singapore, 1994).

NUMERICAL MODELING OF VORTEX NUCLEATION IN TWO-BAND GINZBURG-LANDAU THEORY

I.N.Askerzade (Askerbeyli)

Computer Engineering Department of Ankara University and Institute of Physics Azerbaijan NAS, Tandogan, TR-06100, Ankara, Turkey
e-mail address: iasker@science.ankara.edu.tr

The energy band structure of current carriers in many superconductors exhibits a complicated character; in particular, there are several intersecting energy bands near the Fermi level. An two-band Bardeen–Cooper–Schriffer model was used [1] to calculate the dependence of the critical temperature T_c on the carrier concentration n . In recent years, a generalized electron–phonon Eliashberg theory for two-band superconductors was used to study the properties of magnesium diboride MgB_2 and nonmagnetic $Y(Lu)Ni_2B_2C$ borocarbides [2]. As shown by experimental investigations, this compound seems to be first real objects of two-band superconductors [3]. Many new theoretical models has been suggested last years for describing physical propereties of many band superconductors. Up to now Ginzburg-Landau (GL) equations remains powerful method in study of some physical properties. The vortices nucleation in the single-band isotropic superconductors was originally studied by using Ginzburg–Landau equations for single-band isotropic superconductors [1]. It is important to note that, the GL theory was generalized for the case superconductors with non-conventional order parameter symmetry- d-wave symmetry [2]. GL equations also are useful in study of fluctuational effects on physical properties near T_c [3] in single band isotropic superconductors. Time-dependent single-band GL theory was used for calculations of fluctuation conductivity neat T_c by Aslamazov-Larkin [3].

Previously, time independent two-band GL equations were successfully used to study the physical properties of recently discovered superconductors such as magnesium diboride (MgB_2) [3] and nonmagnetic $Y(Lu)Ni_2B_2C$ borocarbides [3]. In the present study, the vortices nucleation of vortex in external magnetic field in the framework of a two-band model two-band GL equations. The GL free energy functional for an isotropic two-band superconductor can be written as follows [3]:

$$F_{SC} = \int d^3r (F_1 + F_{12} + F_2 + H^2 / 8\pi) \quad (1)$$

where

$$F_i = \frac{\hbar^2}{4m_i} \left| \left(\nabla - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_i \right|^2 + \alpha_i(T) \Psi_i^2 + \beta_i \Psi_i^2 / 2 \quad (2)$$

$$F_{12} = \varepsilon (\Psi_1^* \Psi_2 + c.c.) + \varepsilon_1 \left\{ \left(\nabla + \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_1^* \left(\nabla - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_2 + c.c. \right\} \quad (3)$$

m_i are the masses of electrons belonging to different bands ($i = 1, 2$); $\alpha_i = \gamma_i(T - T_{ci})$ are the quantities linearly dependent on the temperature; β and γ_i are constant coefficients; ε and ε_1 describe the interaction between the band order parameters and their gradients, respectively; H is the external magnetic field; and Φ_0 is the magnetic flux quantum. In Eqs. (1) and (2), the order parameters are assumed to be slowly varying in space.

Time-dependent equations in two-band GL theory can be obtained from Eqs. (1-3) in analogical way to [4]

$$\Gamma_1 \left(\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2e}{\hbar} \phi \right) \Psi_1 = - \frac{\delta F}{\delta \Psi_1^*},$$

$$\Gamma_2 \left(\frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2e}{\hbar} \phi \right) \Psi_2 = - \frac{\delta F}{\delta \Psi_2^*}, \quad (4)$$

$$\sigma_n \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right) \Psi_1 = - \frac{1}{2} \frac{\delta F}{\delta \vec{A}}$$

Here we use notations similar to [4]. In Eqs. (6) ϕ means electrical scalar potential, $\Gamma_{1,2}$ - relaxation parameters, σ_n -conductivity of sample in two-band case. Choosing corresponding gauge invariance we can eliminate scalar potential from system of equations (4) [4]. Under such calibration and magnetic field in form, $\vec{H} = (0, 0, H)$ without any restriction of generality, time-dependent equations in two-band Ginzburg-Landau theory can be written as

$$\Gamma_1 \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = - \frac{\hbar^2}{4m_1} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) \Psi_1 + \alpha_1(T) \Psi_1 + \varepsilon \Psi_2 + \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_2 + \beta_1 \Psi_1^3 = 0 \quad (5a)$$

$$\Gamma_2 \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = - \frac{\hbar^2}{4m_2} \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^4} \right) \Psi_2 + \alpha_2(T) \Psi_2 + \varepsilon \Psi_1 + \varepsilon_1 \left(\frac{d^2}{dx^2} - \frac{x^2}{l_s^2} \right) \Psi_1 + \beta_2 \Psi_2^3 = 0 \quad (5b)$$

$$\sigma_n \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \phi \right) = - \text{rot} \vec{A} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \left\{ \frac{\hbar^2}{4m_1} n_1(T) \left(\frac{d\phi_1}{dr} - \frac{2\pi A}{\Phi_0} \right) + \varepsilon_1 (n_1(T) n_2(T))^{0.5} \cos(\phi_1 - \phi_2) + \frac{\hbar^2}{4m_2} n_2(T) \left(\frac{d\phi_2}{dr} - \frac{2\pi A}{\Phi_0} \right) \right\} \quad (5c)$$

where $\phi_{1,2}(\vec{r})$ phase of order parameters $\Psi_{1,2}(\vec{r}) = |\Psi_{1,2}| \exp(i\phi_{1,2})$, $n_{1,2}(T) = 2|\Psi_{1,2}|^2$ -density of superconducting electrons in different bands, expressions for which are presented in [1] with so-called natural boundary conditions

$$\left\{ \frac{1}{4m_1} \left(\nabla - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_1 + \varepsilon_1 \left(\nabla - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_2 \right\} \vec{n} = 0, \quad (6a)$$

$$\left\{ \frac{1}{4m_2} \left(\nabla - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_2 + \varepsilon_1 \left(\nabla - \frac{2\pi i \vec{A}}{\Phi_0} \right) \Psi_1 \right\} \vec{n} = 0, \quad (6b)$$

$$(\vec{n} \times \vec{A}) \times \vec{n} = \vec{H}_0 \times \vec{n} \quad (6c)$$

First two conditions correspond to absence of supercurrent through boundary of two-band superconductor, third conditions correspond to the continuity of normal component of magnetic field to the boundary superconductor-vacuum.

We consider a finite homogeneous superconducting film of uniform thickness, subject to a constant magnetic field. We also consider that the superconductor is rectangular in shape. In this case our two-band GL model becomes two-dimensional. For numerical calculations in two-band GL theory we assume that the size of superconducting film is $40\lambda \times 40\lambda$, where λ London penetration depth of external magnetic field on superconductor. In numerical calculations we use modified Euler method [5]. In all simulation experiments we observe a partial hexagonal pattern, yet we do not observe the physically exact hexagonal pattern, as expected of homogeneous samples with uniform thickness.

REFERENCES

- [1] A.A.Abrikosov Fundamentals of the theory of metals, 1998, Elsevier Science
- [2] I. N. Askerzade, Phys. Usp. 52, no 10 (2009).

- [3] I. N. Askerzade, Phys. Usp. 49, 1003 (2006).
 [4] A. Schmid, Phys. Kondens. Matter, v.5, p.302(1966)
 [5] M.K.Kwong, H.G. Kaper J.Comput. Phys. v.119.p.120(1995).

ФУНКЦИЯ ВИГНЕРА ДЛЯ КОГЕРЕНТНЫХ СОСТОЯНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЛИНЕЙНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ВО ВНЕШНЕМ ОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

Гулиева Гюльнара
 Институт Физики, АНА

Цель данной работы - вычислить функции Вигнера для когерентных состояний релятивистской модели линейного осциллятора [1], находящегося во внешнем однородном поле $V_g(x) = gx$ [2]. Аналогичная задача для релятивистского линейного осциллятора без поле была решена в [3].

Рассматриваемая модель реализована в релятивистском конфигурационном х-представлении и описывается следующим конечно-разностным гамильтонианом

$$\hat{H} = mc^2 \cosh i\partial_{\tilde{x}} + \frac{(\hbar\omega)}{2mc^2} \tilde{x}(\tilde{x} + i)e^{i\partial_{\tilde{x}}} + g_1\tilde{x}. \quad (1)$$

Здесь $\tilde{x} = x/\lambda$ - безразмерная переменная, $g_1 = g\hbar$, $\lambda = \hbar/mc$ - комптоновская длина волны частицы с массой m , c - скорость света и $e^{a\partial_x} f(x) = f(x+a)$ - конечно-разностный оператор.

Собственные функции гамильтониана \hat{H} выражаются через полиномы Мейкснера-Поллачека $P_n^v(x; \varphi)$, т.е.

$$\psi_n^g(x) = c_n^g \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^{i\tilde{x}} e^{\left(\frac{\varphi - \pi}{2} \right) \tilde{x}} \Gamma(v + i\tilde{x}) P_n^v(\tilde{x}; \varphi), \quad (2)$$

где в случае дискретного спектра $|g| < mc\omega$ и $\cos \varphi = g/mc\omega$, $\delta = \sin \varphi$.

Волновые функции (2) нормированы условием

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_{Nn}^{g*}(x) \psi_{Nm}^g(x) dx = \delta_{nm}. \quad (3)$$

Отсюда следует выражения для константы нормировки

$$c_n^g = e^{in(\pi/2 - \varphi)} (2i\delta e^{-i\varphi})^v \sqrt{\frac{n!}{2\pi\lambda\Gamma(n+2v)}}, \quad v = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{mc^2}{\hbar\omega} \right)^2}. \quad (4)$$

Уровни энергии для модели (1) имеют вид

$$E_n^g = \hbar\omega\delta(n+v), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

Канонически-сопряженным к координате x является импульс p , принадлежащий одномерному пространству Лобачевского, реализованному в виде положительной ветви гиперболы $p_0^2 - p^2 = m^2c^2$, $p_0 > 0$ в плоскости (p_0, p) .

Преобразование, связывающее координатные и импульсные волновые функции, задается соотношением [1,4]

$$\Phi_n^g(p) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^*(p, x) \psi_n^g(x) dx, \quad (6)$$

где

$$\xi(p, x) = \left(\frac{p_0 + p}{mc} \right)^{i\tilde{x}} = e^{i\tilde{x}\chi} \quad (7)$$

является релятивистской плоской волной, а $\chi = \ln \frac{(p_0 + p)}{mc}$ - быстрота. Импульсные волновые функции выражаются через обобщенные полиномы Лагерра

$$\Phi_n^g(p) = c_n'^g \zeta^\nu \exp(i\zeta e^{i\phi}) L_n^{2\nu-1}(2\delta\zeta), \quad (8)$$

$$c_n'^g = i^n (2\delta)^\nu \sqrt{\frac{n!}{mc\Gamma(n+2\nu)}}.$$

Здесь введена безразмерная переменная $\zeta = \frac{c(p+p_0)}{\hbar\omega} = \frac{mc^2}{\hbar\omega} e^\chi$.

Обобщенные когерентные состояния [5] для модели (1) были построены в работе [6]. В импульсном представлении они имеют вид

$$\psi_\alpha^g(p) = b\zeta^\nu e^{-\gamma\zeta}, \quad (9)$$

где $b = \frac{1}{\sqrt{mc\Gamma(2\nu)}} \left[\frac{2\delta(1-|\alpha|^2)}{(1-i\alpha)^2} \right]^\nu$, $\gamma = -ie^{i\phi} \frac{1-i\alpha e^{-2i\phi}}{1-i\alpha}$, а α - некоторое комплексное число,

принадлежащее открытому единичному кругу, $|\alpha| < 1$.

Функцию Вигнера для когерентных состояний в релятивистском случае определим следующим образом [3]

$$W_\alpha^g(p, x) = \frac{1}{2\pi\tilde{\lambda}} \int \psi_\alpha^g * \left(\chi - \frac{\chi'}{2} \right) e^{i\tilde{x}\chi'} \psi_\alpha^g \left(\chi + \frac{\chi'}{2} \right) d\chi'. \quad (10)$$

После преобразования подынтегрального выражения приходим к представлению вида

$$W_\alpha^g(p, x) = \frac{|b|^2}{2\pi\tilde{\lambda}} \zeta^{2\nu} \int_0^\infty e^{-\gamma\zeta - \gamma^* \zeta/y} y^{2i\tilde{x}-1} dy. \quad (11)$$

Пользуясь интегральной формулой для функции Макдональда [7]

$$\int_0^\infty y^{\mu-1} e^{-ay-b/y} dy = 2 \left(\frac{b}{a} \right)^{\mu/2} K_\mu(2\sqrt{ab}), \quad \text{Re } a > 0, \text{ Re } b > 0,$$

мы получим из (11) для функции Вигнера когерентных состояний (9) осциллятора (1) выражение

$$W_\alpha^g(p, x) = \frac{|b|^2}{\pi\tilde{\lambda}} e^{2i\phi\tilde{x}} \zeta^{2\nu} K_{2i\tilde{x}}(2|\gamma|\zeta), \quad \gamma = |\gamma|e^{i\phi}. \quad (12)$$

Средние значения координаты и импульса осциллятора при наличие однородного внешнего поля, рассчитанные с помощью функции $W_\alpha^g(p, x)$, равны:

$$\bar{x}_\alpha = \int_{-\infty}^\infty x W_\alpha^g(p, x) d\Omega_p dx = \tilde{\lambda} \nu \tan \phi \left(\frac{(1-|\alpha|^2)\delta}{|1-i\alpha|^2 \text{Re } \gamma} \right)^{2\nu}, \quad (13)$$

$$\bar{p}_\alpha = \int_{-\infty}^\infty p W_\alpha^g(p, x) d\Omega_p dx = \left(\frac{(1-|\alpha|^2)\delta}{|1-i\alpha|^2 \text{Re } \gamma} \right)^{2\nu} \left(\frac{\hbar\omega\nu}{2c \text{Re } \gamma} - \frac{m^2 c^3 \text{Re } \gamma}{\hbar\omega(2\nu-1)} \right). \quad (14)$$

При выводе выражения (13) и (14) мы пользовались формулой

$$J_{\delta} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{2\delta x} |\Gamma(v + ix)|^2 dx = \frac{2\pi\Gamma(2v)}{(2\cos\delta)^{2v}}, \quad -\frac{\pi}{2} < \delta < \frac{\pi}{2}, \quad (15)$$

которая следует из (3) при $n = m = 0$.

Литература:

1. Н. М. Атакишиев, Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Нагиев, ТМФ 44 (1980) 47.
2. Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Нагиев, Е.Д.Каграманов, Препринт ИФАН Аз СССР №214, Баку 1987.
3. Н. М. Атакишиев, Ш.М.Нагиев, К.Б.Волф, ТМФ 114 (1998) 410.
4. V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B. Skachkov. Nuvo Cimento 55 (1968)233.
5. А.М.Переломов, Generalized Coherent States and Their Applications, Berlin: Springer-Verlag 1986.
6. N.M. Atakishiyev, K.B. Wolf, Rep. Mat. Phys. (Warsow) 28 (1990) 21.
7. А.П.Прудников, Ю.А. Брычков, О.Н. Маричев, Интегралы и ряды. Т.1 и 2, М.: Наука, 1981.

QIRAQ YÜKLÜ DİSLOKASIYALARIN ENERJİ SPEKTRİ

Qocayev Fərman Rza oğlu, Cəfərov Seyfəddin Adil oğlu

Naxçıvan Dövlət Universiteti

Dislokasiyaların üzərində qurulan fotoelektrik tezlik çeviriciləri, diskriminalal özəkləri və digər cihazların iş prinsiplərini öyrənmək, onların işçi xarakteristikalarını dəqiqləşdirmək üçün yüklü qıraq dislokasiyalı yarımkeçiricilərin həm nəzəri həm də praktik tətbiqləri aktual məsələlərdəndir.

Artıq elmi-tədqiqata geniş şəkildə cəlb edilən bu obyektlər muhtəlif aspektlərdən öyrənilir. Yüklü qıraq dislokasiyalarla bağlı ən maraqlı faktlardan biri dislokasiyaların spektrində akseptor-donor təbiətli səviyyələrin olmasıdır. V.B.Şikin öz əməkdaşları ilə təcrübədə müşahidə olunan faktı tədqiq edərək aşağıdakı maraqlı nəticəyə gəlmişlər. [1] Təklənmiş dislokasiyalarla aparılan təcrübələr göstərir ki, dislokasiyaların yaratdıqları akseptor-donor səviyyəsi, valent zonasının tavanından yuxarıda yerləşir. Digər tərəfdən isə germanium bikristalının sərhəddinin keçiriciliyini öyrənərkən bu səviyyənin valent zonasının tavanından aşağıda yerləşdiyini hökm edirlər. Bikristalın sərhəddinin quruluşu elədir ki, donorlu dislokasiyalar arasındakı məsafə

$$D = \frac{b}{2 \sin \frac{1}{2} \varphi} \quad (1)$$

işarəsi ilə təyin olunur. Burada $b \rightarrow$ qıraq dislokasiyanın Burqers vektoru, φ dislokasiyaların oxları arasında bucaqdır. Vul nəzəriyyəsinin əsas bazası onunla şərtlənir ki, əks halda dislokasiyanın oxu ətrafında $T \rightarrow 0$ temperatur limitində sərbəst dəşiklərin olması mümkün olmazdı. [1] tərəfindən təklif olunan akseptor-donor modeli bu iki araşdırmanın ilk baxışda qarşılaşdığı ziddiyyəti aradan qaldırır. Burada söhbət deformasiya xarakterli modellərdən gedir. Ayrı-ayrılıqda götürülmüş dislokasiyanın sahəsində elektronlar deformasiya sahəsinin təsirinə məruz qalırlar. İzotrop yaxınlaşmada qıraq dislokasiyanın yaratdığı deformasiya sahəsinin potensial enerjisi:

$$V(r, \theta) = W \frac{1-2\nu}{2\pi(1-\nu)} \frac{b}{r} \sin \theta \quad (2)$$

ifadəsi ilə təyin edilir. Burada W , deformasiya potensialı sabitidir. (Ge və Si kristalları üçün $W=10$ eV tırtibində olur) . ν - Puasson əmsalı, θ - sürüşmə müstəvisindən götürülmüş polyar bucaqdır. $V(r, \theta)$ potensialının real təcrübi qiymətlərində qiymətləndirsək, elektron spektrində $r \leq b$ məsafələrində dislokasiyalar ətrafında inversiya olunmuş oblasta müşahidə olunmasını görürük. Yəni valent zonasının tavanının lokal həyacanlaşması o səviyyəyə çatır ki, dislokasiyaların yaratdığı akseptor-donor səviyyəsi ondan aşağıda yerləşir. Bu hipotez aşağıdakı nəticəyə gətirir. Məxsusi yarımkeçiricilərdə elektron valent zonasının tavanının həyacanlaşmış zirvəsində keçiricilik zonasının potensial çuxuruna keçərək elektron –deşik sistemi əmələ gətirir. P-tip yarımkeçiricilərdə valent zonasının həyacanlaşmış zirvəsində yerləşən E_0 -səviyyəsi akseptor-donor səviyyələri rolunu oynayır.

Ədəbiyyat

- 1.Шикин В.Б., Шикина Ю.В. Заряженные дислокации в полипроводниковых кристаллах . УФН, 1995, Т165 ,в 8с.
- 2.Лифшиц И.М.,Пушкарров Х.И. Локализационные возбуждения в кристаллах с дислокациями. Письмо в ЖЭТФ,1970 ,т.11,вып. 9 ,с. 456-459.
- 3.Велиев З.А.,Шикин В.Б. О расшерлении заряженных дислокации. ФТП,1984,т.18, Б.11, с.2077-2079.

Pİ MEZONUN FOTOYARANMASININ KVANTXROMODİNAMİKİ TƏDQIQİ

Bəşirov Mirnamiq Mirəhmədağa oğlu

Lənkəran Dövlət Universiteti

Kvantxromodinamikasında kompton effekt və pionun fotoyaranması prosesləri tədqiqi, yüksək enerjilər oblastında qamma kvantın nuklondan səpilməsi proseslərinin və spin effektlərinin öyrənilməsi baxımından əhəmiyyətli (1,2)

Pionun fotoyaranmasının üçqlyuonlu mübadiləsini nəzərə almaqla effektiv kəsiyi hesablanmış, başlanğıc və son halda qlyuon mübadiləsində olan kvarkların sayından asılı olaraq effektiv kəsiyin ifadəsinə müxtəlif sayda korrelyasiya hədləri daxil olur. PFY-da iştirak edən kvarkların sayının bütün mümkün halları nəzərə alındıqda isə korrelyasiya hədlər ikiyə qədər azalmış olur.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{3g} = Y_0 + Y_1(kS) + Y_2(kS)(SP) + Y_3(SP)^2$$

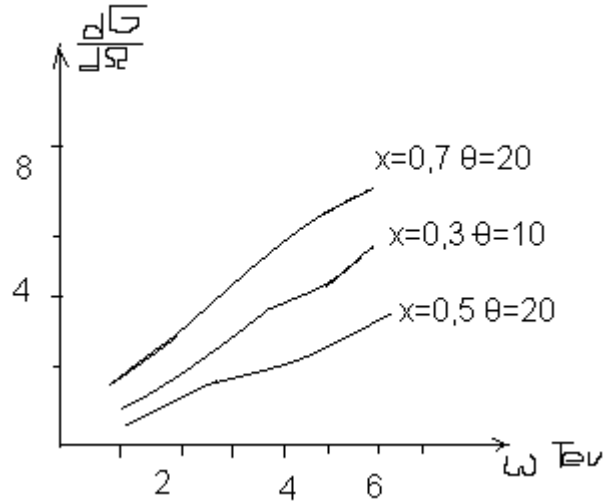
$Y_i (i = 1,2,3)$ struktur funksiyaları kinematik dəyişənlərin, enerjinin, nuklonda başlanğıc və son halda kvarkların x, y impuls paylarından, qlyuonun Z impuls payından, pionun uçuş bucağı θ -dan asılı mürəkkəb funksiyalardır. İfadədən görüldüyü kimi bütün kvarkların qamma kvantla qarşılıqlı təsirini nəzərə aldıqda kəskin fotonun polyarizasiyasından və nuklonun başlanğıc enerjisindən asılıdır.

Tədqiqat göstərir ki, bütün kvarkların qlyuon mübadiləsi nəzərə alındıqda effektiv kəsiyin qiyməti Y_0 və Y_1 funksiyalarından daha çox asılıdır.

Effektiv kəsiyin düşən qamma kvantın enerjisindən asılılıq əyrisi kvarkların başlanğıc halda enerji payından və səpilmə bucağından kəskin asılıdır: kvarkların impuls payı 40% artdıqda, effektiv kəsiyin qiyməti 2 dəfədən çox artır. Effektiv kəsiyin qiyməti uçuş bucağından daha çox kvarkların impuls payından asılıdır. Y_0 / Y_1 nisbətinin impuls paylarından asılılığı göstərir ki, bu nisbətlərdə impuls paylarından kəskin asılıdır və düşən qamma kvantın enerjisi artdıqca azalır. Bu nisbətlərin xarakteri son halda kvarkların impuls payının $y = 0,3 \pm 0,05$ qiymətindən böyük qiymətlərdən sonra dəyişir. Bu fakt əvvəlki

tədqiqatlarla üst-üstə düşür. Y_0 korrelyaziya funksiyasının $z=0,2$; $y=0,2$; $Z=0,3$ və $\omega=6000$ Qev qiymətlərində kvarkların impuls payından asılılığı göstərir ki, x artdıqca Y_0 funksiyalarının qiyməti artır. Y_0 funksiyasının uçuş bucağından asılılığında funksiya $35-65^\circ$ bucaq intervallarında kəskin azalır.

Y_0/Y_1 nisbətinin impuls paylarından asılılığı göstərir ki, bu nisbətlərdə impuls paylarından kəskin asılıdır və düşən qamma kvantın enerjisi artdıqca azalır. Bu nisbətlərin xarakteri son halda kvarkların impuls payının $y=0,3 \pm 0,05$ qiymətindən böyük qiymətlərdən sonra dəyişir. Bu fakt əvvəlki tədqiqatlarla üst-üstə düşür. Y_0 korrelyaziya funksiyasının $z=0,2$; $y=0,2$; $Z=0,3$ və $\omega=6000$ Qev qiymətlərində kvarkların impuls payından asılılığı göstərir ki, x artdıqca Y_0 funksiyalarının qiyməti artır. Y_0 funksiyasının uçuş bucağından asılılığında funksiya $35-65^\circ$ bucaq intervallarında kəskin azalır.



Effektiv kəsiyin qiyməti qarşılıqlı təsirdə iştiaq edən qamma kvantın enerjisi artdıqca artıq. Nisbətən aşağı enerjilərdə effektiv kəsiyin qiymətləri $60-100^\circ$ uçuş bucaqları intervalında kəskin dəyişir, sonra isə azalır. Y_0 və Y_1 funksiyaları enerjinin dəyişmələrinə həssasdır, Y_2 və Y_3 funksiyaları isə qamma kvantın enerjisi artdıqca əvvəl azalır, sonra isə nisbətən artıq.

Alınan nəticələr adronların kvark-qlyuon tərkibinin öyrənilməsində və kvantxromodinamikasının fərziyyələrinin əsaslandırılmasında köməkçi ola bilər.

Ədəbiyyat

1. F.S.Sadykhov, Coskun Aydin and A.İ.Ahmadov, High Twist Contributions Quantum Chromodynamics and Inclusive Meson Photoproduction at Large, News Baku State University, № 4 2007, pp-181-190
2. M.M.Баширов. Исследование процессов комптон - эффекта и фоторождение пиона на нуклоне в квантовой хромодинамике. Abdulla Muxtarov – 85 “Fizikanın aktual problemləri” III Respublika elmi konfransının materialları Bakı fevral 2004 ss - 31-32

FİZİKANIN TƏDRİSİNDƏ PROBLEM TƏLİMİ

Y.Q.Nurullayev*, S.X.Xəlilov, S.C.Məmmədov
*Bakı Dövlət Universiteti, Sumqayıt Dövlət Universiteti

Təhsil Qanunun qarşıya qoyduğu məsələlərin müvəffəqiyyətlə həlli, şagirdlərin ümumtəhsil fənləri, o cümlədən, fizika fənni üzrə verilən biliyinin keyfiyyətini daim yaxşılaşdırmağı tələb edir. Bu mühüm vəzifəni yerinə yetirmək üçün hər şeydən əvvəl fizika kursunun tədrisinin elmi səviyyəsini yüksəltmək, təlim prosesində təcrübə ilə nəzəriyyəni sıx əlaqələndirmək şagirdlərin elmi dünyagörüşünün formalaşmasına nail olmaq, gəncləri əməli fəaliyyətə yaxşı hazırlamağa imkan verən bütün vasitələrdən istifadə etmək lazımdır. Məhz buna görə də orta ümumtəhsil məktəblərində çalışan müəllimlər tədrisin ideya-siyasi səviyyəsini yüksəldilməsinə çalışmalı, fizika kursunun daha dərinlən mənimsənilməsinə, tədris materiallarının istehsalat praktikası və məhsuldar əməklə əlaqələndirilməsi üçün yollar axtarmalıdır. Bu məqsədlə müəllim tədris prosesində fizika qanunlarının texnikadakı tətbiqini göstərərək, təlim üsullarını

təkmiləşdirməli, onların dərslərlər və test tapşırıqları üzərində müstəqil işlərini təmin etməli, dərslərin effektivliyinin yüksəlməsinə nail olmalıdır.

Məktəb praktikasında aparılan müşahidələrdən aydın olur ki, çox zaman şagirdlər ayrı-ayrı faktları, hadisələri bilir, qanunları düzgün ifadə edir, anlayışların düzgün tərifini verir, hətta onların fizika mahiyyətini aydınlaşdırır, ancaq bu bilikləri müəyyən sistem üzrə əlaqələndirə bilmirlər. Onlar səbəb və nəticəni ayırd etməyi, fiziki kəmiyyətlər arasındakı funksional asılılığı müəyyənləşdirməyi, hadisələr arasındakı oxşar cəhətləri və əsaslı fərqləri müqayisə etməyi, öyrənilən qayda və qanunların tətbiq sahəsini göstərməyi, texniki məzmunlu məsələləri həll etməyi bacarmırlar. Ona görə də şagirdlərin qazandıqları belə bilik formal xarakter daşıyır.

Şagirdlərin biliyindəki çatışmamazlıqları aradan qaldırmaq üçün fizika müəllimlərindən nöqsanların səbəblərini dərinlən öyrənməyi və onların aradan qaldırılması üçün hər bir halı nəzərə alıb, konkret tədbirlər görməyi tələb edir. Bu məqsədlə hər bir müəllim öz üzərində səmərəli işləməli, öz bilik dairəsini daim genişləndirməli və təkmiləşdirməlidir. O, tədris prosesində şagirdlərin öz nəzəri hazırlıqlarının keyfiyyət və kəmiyyət xarakterli məsələlərin həllinə tətbiq etmələrinə nail olmaqla buna görə də qarşıya qoyulan məqsədə layiqincə nail olmaq üçün fizikanın yüksək səviyyədə tədrisi vacibdir. Fizikanın tədrisi prosesində şagirdlər fizika cihazları ilə rəftar etməyi, fiziki kəmiyyətləri ölçmək qaydalarını, ən sadə mexaniki və elektrotexniki işləri icra etmək yollarını, ətrafdakı fiziki hadisələri izah etməyi, proqram dairəsində müxtəlif xarakterli məsələləri həll etməyi, kitablardan, dərslər vəsaitlərindən və əlavə ədəbiyyatdan biliklər əldə etməyi, malik olduqları bacarıq və vərdisləri həyata tətbiq etməyi öyrənməlidirlər.

Müəllim məktəbdə təhsil işini elə təşkil etməlidir ki, nəzəriyyə ilə praktikanın vəhdəti daha da möhkəmlənsin. Orta məktəb proqramında sisteməlik kurs şəklində şagirdlərə öyrətmək üçün fizika elmindən seçilən müəyyən biliklər sistemi verilir. Həmin proqramda kursun məzmunu və quruluşu müəllim tərəfindən müəyyənləşdirilir və dəqiqləşdirilir. Fizika elminin inkişafı tədris fənninin inkişafına da öz təsirini göstərir. Buna görə də orta məktəbdə tədris olunan fənlərin, o cümlədən fizika fənninin proqramı da vaxt keçdikcə təkmiləşir, yeniləşir, məzmun və quruluşunda vaxtaşırı dəyişikliklər aparılır. Ümumtəhsil məktəbi islahatı müəllimlərdən dərslərdə şagirdlərin təfəkkür müstəqilliyinin yaranmasına və artmasına kömək edən metodların tətbiqini tələb edir. Belə metodlardan biri də fizika dərslərində problemləli situasiya yaradılması təcrübəsidir. Problemləli situasiya dərslərində şagirdlərin tam fəallığına nail olmaq, bilikləri şüurlu və dərinlən mənimsənilməsinə təmin etmək, müstəqil öyrənmə meylini gücləndirmək, yaradıcılıq və tədqiqatçılıq qabiliyyətlərini inkişaf etdirmək üçün istifadə olunan əsas təlim metodlarından biridir. Dərslərində şagirdlərin tam fəallığına nail olmaq, biliklərin şüurlu və dərinlən mənimsənilməsinə təmin etmək, müstəqil öyrənmə meylini gücləndirmək, yaradıcılıq və tədqiqatçılıq qabiliyyətlərini inkişaf etdirmək hər bir müəllimin qarşısında qoyulan tələbdir. Bunun həyata keçirilməsində, dərslərdə problemləli təlimin tətbiqi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Problemləli təlimdən yeni bilik verən dərslərdə istifadə olunması əhəmiyyətlidir. Problemləli təlimin əsas məqsədi tədris prosesində materialın tədrisində minimum vaxtdan istifadə edib şagirdlərin təfəkkür və qabiliyyətlərində daha effektiv nəticə əldə etməkdir. Bir qayda olaraq fizika kursunun strukturu ümumi ideyalar, fərziyyələr əsasında qurulur. Məsələn, mexanika kursunda tədris materiallarının düzülüşündə əsas ideya maddi nöqtənin vəziyyəti və onun hərəkəti ilə bağlı mexanika məsələləri müəyyən zaman anlarında müəyyənləşdirməkdir.

Problem təlimin əsas xarakteri kursun əsasını təşkil edən ideyaların aydınlaşdırılmasıdır. Bu problem əqli ardıcılığa əsaslanaraq kursun əsas məğzini aşkar edib, şagirdlərin aktiv düşüncə tərzi təşkil etməlidir. Məsələn, kinematika bölməsinin tədrisində kursun əsas problemləri aşağıdakı kimi müəyyənləşdirilə bilər:

1. Bərabərsürətli düz xətləli hərəkət halında ixtiyarı zaman anında maddi nöqtənin vəziyyətini hansı kəmiyyətlərin köməyi ilə və necə müəyyən etmək olar?

2. Düzxətli bərabərtəcilli hərəkət edən maddi nöqtənin vəziyyəti ixtiyari zaman anında hansı kəmiyyətlərin köməyi ilə və necə müəyyən oluna bilər?

3. Fırlanma hərəkəti edən maddi nöqtənin ixtiyari zaman anında vəziyyəti necə müəyyən oluna bilər?

Dinamika bölməsinə keçdikdə isə kinematika bölməsi ilə bağlı tədris prosesində aşağıdakı yeni problemləli situasiya yaranır:

1. Hansı halda bərk cismin düzxətli və bərabərsürətli hərəkəti mümkündür?

2. Hansı halda bərk cismin düzxətli bərabərtəcilli hərəkəti yaranır?

3. Təbiətdə qüvvələrin hansı formaları təsadüf olunur?

Tədris prosesində kursun strukturundan alınan əsas nəticə müəyyən problemlər arasında əqli nəticə çıxarmağa imkan verir. Alınan nəticələr əsasında tədris prosesində xüsusi problemlər yaradılır. Burada məqsəd ardıcıl müzakirənin köməyi ilə əsas problemin açılmasıdır. Məsələn, bu halda yuxarıda qeyd olunmuş bir fikir-məsələn düzxətli və bərabər təcilli hərəkət edən bərk cismin vəziyyəti ixtiyari zaman anında necə təyin olunur? İxtiyari zaman anlarında maddi nöqtənin vəziyyəti nədən asılıdır?

Tədris prosesində problemləli situasiya seçilərkən aşağıdakı münasibətləri nəzərə almaq lazımdır:

1. Şagirdlər tərəfindən problemləli tapşırıqın sərbəst seçilməsi onların kursun uyğun bölməsini daha dərinlən mənimsəmələrinə yardımçı olub, onların əqli və düşüncə qabiliyyətlərini daha da inkişaf etdirir.

2. Amma belə problemləli situasiyaların yaradılması bir qayda olaraq adi hala nəzərən çoxlu vaxt apardığından onlardan yalnız çox vacib hallarda istifadə olunması məsləhətdir.

Məsələn, kinematika bölməsi öyrənilərkən şagirdlər üçün həm çətin, amma da daha əhəmiyyətli olanı hərəkətin xarakterindən və koordinat sistemindən asılı olan nisbi hərəkət anlayışıdır. Ona görə də hərəkətin nisbiliyində daha aydın başa düşmək məqsədilə onlar qarşısında problemləli situasiya yaratmaq məqsəduyğundur. Qarşıya qoyulan suala belə bir problem tapşırıq cavab verir. Sükunətdə olan xu koordinat sistemində bərabərsürətli düzxətli hərəkət edən cismin hərəkət (koordinatı) tənliyi $x = x_0 + g_0 t$ ifadəsi ilə təyin olunur. Şagirdlər qarşısında belə bir problem qoyula bilər. Həmin hərəkətin tənliyini bu sistemə görə bərabərsürətli düzxətli hərəkət edən $x'y'$ koordinat sistemi üçün necə ifadə etmək olar? Bu məqsədlə şəkil 1- də göstərilən plakatdan istifadə etmək məqsəduyğundur. Problemin araşdırılmasında əlavə nümayiş təcrübələrindən və müəyyən plakatlardan istifadə etmək olar. Bu məqsədlə şagirdlərə müəyyən əlavə praktik tapşırıqlar da vermək olar.

Kursun müxtəlif bölmələrindən problem mülahizələr irəli sürülərkən aşağıdakı əsas anlayışları nəzərə almaq vacibdir.

1. Öyrənilən fizika kursunun uyğun bölməsinin əsas mahiyyətinin məğzini tədris materialından necə müəyyənləşdirmək.

2. Mövzudakı əsas anları bir-birindən fərqləndirməyi bacarmaq.

3. Tədrisin bir səviyyəsindən digərinə keçidə uyğun olan problemləli situasiya formalaşdırmaq.

Çox vaxt eyni bir problem müxtəlif yollarla qoyula bilər. Şagirdlərin qoyulan problemə olan marağı, onların problemin həll olunmasında göstərdikləri aktivlik birinci növbədə problemin qoyulma qaydasından, onun şagirdlərə necə çatdırılmasından asılıdır. Məktəb eksperimentində problemləli situasiyaların qoyulma qaydalarını aşağıdakı kimi qruplaşdırmaq olar.

1. Problem yaradıldıqda gözlənilməyən situasiya. Bu situasiya tədris prosesində şagirdlərdə təəccüb yaradan situasiyadır. Problem situasiya yaratmaq üçün müəllim xüsusi mövzu materialı seçir. Adətən bu məqsədlə müəllim əyləncə xarakterli mövzudan istifadə edir. Məsələn, şüanın əyilməsi (tam daxili qayıtma hadisəsi), isti otaqda suyun donması, soyulmuş yumurtanın ağzı dar qrafının içərisinə düşməsi və s. əyləncə xarakterli nümayiş təcrübələri.

Təbiətin maraqlı hadisələri də gözlənilməyən situasiya yaradılmasında xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Məsələn, güclü burulğanlı küləyin ani olaraq evlərin üstünü qoparıb kənarə tullaması misali şagirdlərin dərin marağına səbəb olur. Bu hadisəni şagirdlərin yadına salıb onun səbəbini fizika qanunu ilə Bernulli qanunu ilə izah olunması şagirdlərdə dərin maraq yaradır.

2. Problem yaradılmasında mübahisə situasiyası. Adətən belə situasiya problemi fiziki nəzəriyyələrin və fundamental qanunların tədrisində istifadə olunur. Bu situasiya fizika tarixinin inkişafı ilə daha çox bağlı olub tarixi faktların izahında istifadə olunur. Məsələn işığın təbiəti haqqında danışarkən belə problemdən istifadə olunur və təcrübi faktlarla təsdiqlənir. Bir sıra hallarda belə situasiya növbəti problemin müzakirəsində meydana çıxır. Məsələn, X sinifdə elektrolitlərdə elektrik cərəyanı bölməsində belə bir sual meydana çıxır: elektrolitin müqaviməti temperaturdan asılıdır mı, asılıdırsa necə. Bu zaman şagirdlərin iki cavabı yaranır.

1. Elektrolit keçiricidir və qızma nəticəsində onun müqaviməti artır.

2. Qızma nəticəsində elektrolitdə dissosiasiya edən molekulların sayı artır, ionların sayı artır və nəticədə elektrolitin keçiriciliyi artır. Deməli, elektrolitin müqaviməti də azalır.

Təklif olunan hər iki hipotez müzakirə olunaraq həqiqət aydınlaşdırılır. Cavablar təcrübə ilə dəqiqləşdirilir.

3. Problemin yaradılmasında fərziyyə situasiyası. Bu situasiya dərsin izahında müəllimin irəli sürdüyü təkliflər əsasında meydana çıxır. Məsələn, elektromaqnit induksiya qanunu tədris olunduqda müəllim belə bir problem qoyur. Məlumdur ki, elektrik cərəyanı maqnit sahəsi yaradır, bəs necə etmək olar ki, maqnit sahəsi də elektrik cərəyanı yaratsın? Təklif şagirdlər tərəfindən müxtəlif cür qarşılır. Bu məqsədlə müəllim cərəyanlı naqilin maqnit sahəsinə aid bir neçə təcrübə göstərib təcrübənin nəticəsini şagirdlərlə müzakirə edir. Sonra sarğac, düz maqnit və qalvonometrle təcrübəni nümayiş etdirib alınan təcrübəni şagirdlərlə müzakirə etmək lazımdır. Bu halda müəllimin vəzifəsi verdiyi izahatla şagirdləri düzgün istiqamətə yönəltməkdir.

4. Problemin qoyuluşunda uyğunsuzluq situasiyası. Mövzunun müzakirəsi zamanı problem bəzən müəllim tərəfindən qoyulur və özü də həll edir. Bəzən problem müəllim tərəfindən qoyulur, şagirdlər tərəfindən həll olunur, bəzən isə problem şagirdlər tərəfindən qoyulur və şagirdlər də özləri də həll edirlər. Çox vaxt şagirdlər qoyulan problemlərin həllində yanlış nəticəyə gəlirlər. Belə halda müəllim situasiyanı aydınlaşdırır. Məsələn, şagirdlər çox vaxt cismə qüvvə təsir etmədikdə yaranan bərabərsürətli düzxətli hərəkət halını izah etməkdə çətinlik çəkirlər. Belə problemlə situasiya şagirdlərin müşahidə etdikləri həyatı təcrübə ilə elmi məlumatlar arasında yaranan uyğunsuzluqla bağlıdır. Məsələn, şagirdlərdə müxtəlif kütləli cisimlərin sərbəst düşmələri ilə bağlı səhif təsəvvürləri yaranır. Şagirdlər qarşısında hava atmosferi cisimlərə təsir edirmi sualı qoyulduqda onların əksəriyyəti bu suala cavab verməkdə çətinlik çəkirlər və düzgün olmayan cavab verirlər. Analoji vəziyyət mayelərlə bağlı müzakirədə də yaranır. Müəllim bu məqsələ cisimlərin havada və havasız mühütdə düşməsinə aid və mayeyə salınmış cismə mayenin göstərdiyi təsire aid təcrübələr göstərməklə onlarda düzgün təsəvvürlər formalaşdırılır.

5. Problem yaradılmasında qeyri-müəyyən situasiya. Belə problemlə situasiyada problemin cavabının bir qiymətli axtarışında müəyyən kəmiyyətin çatışmaması nəticəsində qeyri-müəyyənlik yaranır. Bu halda şagird axtarış nəticəsində hansısa kəmiyyətin çatışmamasını müəyyən edib, əvəvə vasitədən istifadə edərək qoyulan məsələnin həlli üçün yol axtarır. Məsələn, bir səthi paradaqlanmış şüşə lövhə ilə örtülmüş çertyoj görmək olarmı? Burada qeyri-müəyyənlik ondadır ki, deyilən şərtə şüşə lövhənin hansı üzünün çertyoj üzərinə qoyulması deyilmir. Məsələn, şüşə lövhənin cilalanmış üzünü üstə olarsa onda çertyoj görünməz.

Tədris prosesində texniki xarakterli problem suallar şagirdləri daha çox maraqlandırır. Belə problemlə suallardan aşağıdakıları qeyd etmək maraqlıdır.

1. Gücünü 2 dəfə artırmaq və azaltmaq mümkün olan elektrik qızdırıcısının sxemini necə hazırlamaq olar.

2. Linzanın fokus məsafəsi lınzanın əhatə olduğu mühütün sındırma əmsalından asılıdır mı?

3. Riyazi rəqqasın periodu onun amplitudundan asılıdır mı?

1. Yeni materialın izahında problemləli situasiya

Yeni tədris materialının izahında bir qayda olaraq problemləli təlimin iki formasından istifadə olunur.

1. Problemin izahı. 2. Axtarış söhbəti.

Problemlər şagirdlər qarşısında qoyularkən onların çətinlik dərəcəsi və şagirdlərin onların hansı bilik əsasında həll edəcəkləri nəzərə alınmalıdır. Birinci halda problem müəllim tərəfindən irəli sürülür və müəllim özü də bu problemi həll edir. Bu idrakın birinci pilləsinə uyğun gəlir və problemləli şərh adlanır. Belə situasiyada müəllim təkcə materialı izah etmir o həm də problemi ətraflı araşdırır, mümkün variantlara baxır və məsələnin həlli yolunu üzə çıxarır. Bir çox hallarda problemlərin həlli zamanı şagirdləri fizikanın inkişafında xüsusi rol oynamış tarixi təcrübələrlə tanış etmək faydalıdır. Aşağıdakı misallara baxaq. Fizika tarixində ən görkəmli tarixi təcrübələrdən biri Kavendiş tərəfindən qravitasiya sabitinin təyini ilə bağlı alimin apardığı təcrübədir. Onun təcrübəsi ilə bu qanun yekunlaşmış oldu. Bu qanunun kəşfindən və qravitasiya sabitinin ədədi qiyməti müəyyən olunduqdan sonra Günəşin, Ayın, Yerın və digər planetlərin kütləsinin təyini üçün imkanlar yaranmışdır. Cazibə qanununun mahiyyətini araşdırmaq məqsədilə onları Kavendiş təcrübəsi ilə tanış etmək məqsədəuyğundur. Bu məqsədlə qravitasiya sabitinin təcrübə təyininə aid plakat sxemdən istifadə edib onlar qarşısında belə sual qoymaq olar. Qravitasiya sabitini təyin etmək üçün istifadə olunan tərpənən və tərpənməz kütlələri hansı nisbətdə götürmək məqsədəuyğundur? Şagirdlər Kavendiş təcrübəsinə baxıb kütlələr arasındakı böyük fərqi müəyyən edirlər. Onda şagirdlər qarşısında belə problem qoyulur. Nə üçün təcrübədə tərpənən kütlələrin kütləsi kiçik götürülür? Tərəzinin həssaslığı nədən asılıdır. Başqa misal. Qarşıya qoyulan problem sual mühakimə və əqli nəticələrlə həll edilir. Kulon elektrik yükləri arasında qarşılıqlı təsiri müəyyən edərək yükün miqdarını dəqiq bilmədən qanunun riyazi ifadəsini necə vermişdir? Arximed Yunan çarının tacının düzəldilməsində qızıla qatılan digər metallerin kütləsinin mənbəti şagirdlərə yalnız elmin əsaslarını mənimsətmək deyil, həm də biliyin əldə olunma yolu ilə tanış etməklə onların yaradıcılıq və idrak qabiliyyətlərini inkişaf etdirməkdir.

ПАРАМЕТРЫ АСИММЕТРИИ ПРОФИЛЕЙ ЛИНИЙ ИНФРАКРАСНОГО ТРИПЛЕТА CaII В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

Кули-Заде Д.М., Алиева Т.Г., Шабанова З.Ф., Сертипзаде Р.

Бакинский Государственный Университет

Email: ckulizade@mail.ru

Квазирезонансные линии инфракрасного триплета CaII \square 8498.062 Å, \square 8542.144 Å и \square 8662.170 Å, возникающие соответственно при нечетно-четном переходе $4^2P_{3/2}^o \rightarrow 3^2D_{3/2}$, $4^2P_{3/2}^o \rightarrow 3^2D_{5/2}$, $4^2P_{1/2}^o \rightarrow 3^2D_{3/2}$, являются сильнейшими в области инфракрасного спектра Солнца. Потенциалы возбуждения нижних уровней этих линий составляет 1,69 эВ а средний потенциал возбуждения верхних уровней около 3,13 эВ. Их профили до сих пор подробно не были изучены. Их профили впервые изучаются нами. Это было связано с тем, что получение доброкачественных спектров Солнца в инфракрасной области обычными методами невозможно. После применения новых методов с использованием двойных монохроматоров высокой дисперсии полученные инфракрасных спектров стало возможным. В первой части работы были построены профили этих линий в спектре центра диска Солнца на основе современных цифровых

спектральных материалов полученных Делбулем и др. (Delbouille L., Neven L., Roland G. Photometric Atlas of the solar spectrum from 3000 Å to 10 000 Å. –Lige, 1973, 241 p.) с помощью двойных монохроматоров с высоким спектральным разрешением и определены их спектрофотометрические характеристики (эквивалентные ширины - W, полуширины - $\Delta\lambda_{1/2}$, четвертширины - $\Delta\lambda_{1/4}$, и центральные глубины - R_0) с большой точностью. Результаты приведены в таблице 1.

Таблица 1

Основные спектрофотометрические характеристики линии инфракрасного триплета CaII в спектре центра диска Солнца

величины линии	ε , eV		W, mÅ	$\Delta\lambda_{1/2}$	$\Delta\lambda_{1/4}$	R_0
	Нижн.	Верхн.				
8498.062	1.69	3.14	1264	0.99	2.14	0.722
8542.144	1.69	3.14	2960	2	5.14	0.821
8662.170	1.69	3.14	2542	1.64	3.76	0.814

В настоящей части работы исследуются профили этих линий на предмет асимметрии. Применен новый метод предложенный на кафедре астрофизики Бакинского Университета. Предварительные результаты показывают, что профили линий инфракрасного триплета CaII в спектре центра диска Солнца являются асимметричными. Для построения математического моделирования и составлена системная программа для анализа асимметрии профилей линий и вычисления параметров асимметрии по Кули-Заде:

дифференциальная асимметрия

$$\delta(R) = \Delta\lambda_{vi} - \Delta\lambda_{ri},$$

интегральная асимметрия

$$\Lambda = \sum_i |\delta(R_i)| \Delta R_i,$$

остаточная асимметрия

$$\Delta\Lambda = \sum_{\delta(R)>0} |\delta(R_i)| \Delta R_i - \sum_{\delta(R)<0} |\delta(R_i)| \Delta R_i$$

и относительная асимметрия

$$\Lambda_o = \frac{\sum_i |\delta(R_i)| \Delta R_i}{W} 100\%.$$

В этих выражениях $\Delta\lambda_{vi}$ и $\Delta\lambda_{ri}$ – расстояние от центра линий в фиолетовом и красном крыльях на одинаковой глубине профиля, $\square R$ – интервал глубины профиля линии и W – эквивалентная ширина (полное поглощение в линии). Дифференциальная асимметрия показывает асимметрию на данном интервале глубины профиля линии $\square R$, интегральная асимметрия показывает суммарную асимметрию всего профиля линии, остаточная асимметрия показывает преимущества фиолетовой ($\Delta\Lambda>0$) и красной ($\Delta\Lambda<0$) асимметрии а остаточная асимметрия показывает какую долю от полного поглощения в линии составляет интегральная асимметрия.

Литература

1. Delbouille L., Neven L., Roland G. Photometric Atlas of the solar spectrum from 3000 Å to 10 000 Å. –Lige, 1973, 241 p.
2. Moore Ch.E., Minnaert M.J., Houtgast J. The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å, NBS, monograph 61, Washington, 1966, 345 p.
3. Кули-Заде Д.М., Тонкая структура профилей фраунгоферовых линий в разрешенном и неразрешенном спектре Солнца, Вестник БГУ, Баку, 2002, №2, с. 72-100.

**NÜVƏNİN OPTİK MODELİ ÇƏRÇİVƏSİNDƏ Ca⁴⁰-DAN Zn⁶⁵ QƏDƏR
NEYTRONLARIN ELASTİKİ SƏPİLMƏSİNİN TƏYİNİ**

X.Ş.Abdullayev, D.İ.Truxanov, B.C.Nəsirova
Bakı Dövlət Universiteti

Nüvənin optik modelindən istifadə etməklə neytronların nüvələrlə qarşılıqlı təsir effektiv kəsiklərinin eksperimental qiymətləri interpolyasiya edilir. Lakin interpolyasiyanın nəticələrinin etibarlı olması üçün eksperimental nəticələri qənaətbəxş təsvir edən qarşılıqlı təsir potensialının optik parametrləri neytronların enerjisinin, nüvənin kütlə ədədi və yükünün müntəzəm funksiyası olmalıdır.

Bu işdə həmin optik parametrlərin təyin edilməsi üçün orta nüvələr hesab olunan Ca⁴⁰, Fe⁵⁶, Ni⁶⁰ və Zn⁶⁵ üçün neytron effektiv kəsiklərinin qiymətləndirilməsi aparılmışdır.

Optik parametrlərin alınması neytronların enerjisinin bir neçə qiymətləri üçün σ_t – tam və $\sigma(\theta)$ – diferensial elastiki səpilmə effektiv kəsikləri üzrə yerinə yetirilmişdir.

Bu işdə Şredinger tənliyinin $0 \leq r \leq R_3$ ($R_3 \cong 13 \div 15$ fermi) intervalında hissə-hissə inteqrallanmasına baxılmış və V_0 potensial enerjisi aşağıdakı kimi seçilmişdir:

$$V_0 = V_{\text{nüvə}} + V_{\text{sv}} + V_{\text{pol}},$$

Burada $V_{\text{nüvə}}$ – nüvə qarşılıqlı təsir, V_{sv} Şvinqer (spin-orbital) qarşılıqlı təsiri və V_{pol} – mərkəzi potensiala əlavə olunan elektromaqnit təbiətli uzağatəsir potensialıdır. Həmin potensial const/r^4 şəklində qəbul edilmişdir. Əvvəlki tədqiqat işlərində $\beta=4$ qəbul edilmişdir.

Bu işdə ardıcıl axtarma proqramından istifadə etməklə optik parametrlərin alınmasında optimal qiymət $\beta \approx 3,9$ olmuşdur.

Belə qəbul olunmuşdur ki, nüvənin daxili oblastında həmin polyarlaşma əlavəsi sabit götürülür və aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$-V_{\text{par}}(r) = \begin{cases} V_{\text{pol}} \cdot \frac{R_1^\beta}{r^\beta}, & r > R_1 \\ V_{\text{pol}} & r \leq R_1 \end{cases}$$

V_{pol} – ifadəsi variyasiyaya uğramaqla Ca⁴⁰ üçün 0,16 MeV və Zn⁶⁵ üçün isə 0,21 MeV alınmışdır. Bu fakt isə polyarlaşma potensialının nüvənin yükündən kvadratik asılılığını sübut edir.

Bu işdə nüvə-optik potensial kimi potensialın əvvəlki işlərdə tətbiq edilmiş mürəkkəbləşmiş şəklindən istifadə olunur:

$$-V_{\text{nüvə}}(r) = V_0(r) + i[W_{\text{on}}(r) + W_{\text{nn}}(r)] + V_{\text{SO}}(r)\vec{\ell}\vec{\sigma},$$

$$V(r) = \begin{cases} V_1 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_1}{a_1}\right) \right]^{-1} & r \leq R_1 \\ V_2 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_1}{a_2}\right) \right]^{-1} & r > R_1 \end{cases}$$

burada $W_1 = W_{01} \exp(-E_n/E_0)$;

$$W_{\text{nn}} = 4W_2 \exp\left(\frac{r - R_2}{b}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_2}{b}\right) \right]^{-2},$$

burada $b = \begin{cases} b_1 & r \leq R_2 \\ b_2 & r > R_2 \end{cases}$ $R_2 = R_{02} - \Delta R_2 \exp(-E_n/E_1)$.

$$V_{so}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_{\pi} c} \right)^2 x \left| \frac{dV_0(r)}{dr} \right|$$

Bu potensial formasından istifadə etməklə yuxarıda göstərilən hər bir element üçün σ_t və $\sigma(\theta)$ effektiv kəsiklərinə görə optik parametrlər alınmışdır. Optik parametrlərdən bir qismi, o cümlədən potensialın xəyalı hissəsinə daxil olan parametrlərin neytronların E_n enerjisindən asılılığı alınmışdır, lakin həmin optik parametrlərin bir elementdən digərinə keçdikdə əsaslı dəyişikliyi müşahidə olunmamışdır. R_1 radiusunun isə azacıq dəyişdiyini qeyd etmək lazımdır (Ca^{40} üçün 4,24 fermidən Zn^{65} üçün 4,35 fermiyə qədər). Bu isə, çox güman ki, həmin elementlərin kalsium Göstərilən hüquətdə m xüsusi xassələri xüsusi olaraq a_2 parametrlərinin qiymətində alınmışdır (kalsium üçün 0,35 fermi olduğu halda, sink üçün 0,43 fermi alınmışdır). Həmin dəyişmə analitik olaraq aşağıdakı ifadə ilə verilə bilər:

$$a_2 = a_{02} + (A - A_{seh})^{1/3} a_2$$

burada A_{seh} – ikiqat nüvə olan Ca^{40} nüvəsinin kütlə ədədidir.

Bu araşdırmadan sonra yuxarıda göstərilən bütün elementlər üçün vahid optik parametrlər təyin olunmuşdur:

$V_1=41,6$ MeV	$R_{02}=4,52$ fermi	$E_1=0,607$ MeV
$V_2=31,4$ MeV	$\Delta R_2=0,33$ fermi	$E_2=0,571$ MeV
$a_1 = 0,6$ fermi	$W_{01}=6,4$ MeV	$V_{pol}=0,16$ MeV
$a_2= 0,36$ fermi	$W_2=4,5$ MeV	$x = 0,2$
$\Delta a_2=0,02$ fermi	$b_1=0,35$ fermi	$\beta=3,95$
$R_1=4,67$ fermi	$b_2=0,53$ fermi	

Burada σ_1 (izotrop hissə) və σ_2 sabitləri fenomenoloji üsulla elastiki səpilmə nəticəsində aralıq nüvə əmələ gəlməsini və qeyri-elastiki səpilmə payını nəzərə almaq üçündür. ξ -kəmiyyəti eksperimental nəticələrin normirovkasında baş verən mümkün kənar çıxımları göstərir. Bu kəmiyyəti adətən vahidə qədər elə məhdudlaşdırılmışdır ki, buraxılan xəta 10%-dən çox olmamışdır. $\xi=1$ götürməklə hər axtarış addımı üçün σ_1 , σ_2 kəmiyyətləri ardıcıl kvadratik yaxınlaşma üsulu ilə təyin edilmişdir. Həmin kəmiyyətlərin mənfi qiymətləri üçün $\sigma_1=0$ və $\sigma_2=0$ qəbul edilmişdir. Nəhayət qeyd etmək lazımdır ki, bu işdə sferik optik potensialın bütün imkanları nəzərdən keçirilmiş və V_{pol} potensialına gəldikdə isə bütün nüvələr üçün orta qiymətdən istifadə olunmuşdur.

NEUTRINO FLAVOR OSCILLATIONS IN ROTATING MATTER

MAXIM DVORNIKOV

*N.V.Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radiowave Propagation,
Moscow, Russia and Technical University Federico Santa Maria, Chile*

We study the evolution of the neutrinos system in rotating matter. Neutrinos are supposed to be mixed massive particles interacting with background fermions by means of the electroweak forces. First we find the solutions to wave equations for the neutrino mass eigenstates in matter. Then we study the behavior of neutrino flavor eigenstates in background matter. The problems of neutrino bound states and neutrino flavor oscillations are discussed. We derive the analog of the quantum mechanical evolution equation for the system of two flavor neutrinos in rotating matter and analyze its solution for the particular initial condition for neutrino wave functions.

CALCULATION OF MULTIQUARK FUNCTIONS IN EFFECTIVE MODELS OF STRONG INTERACTION

R.G. JAFAROV

Institute for Physical Problems, Baku State University,
Z. Khalilov, 23, AZ 1148 Baku, Azerbaijan
and

V.E. ROCHEV

Institute for High Energy Physics,
Pobeda, 1, Protvino, Moscow Region, Russia

In this paper we present our results of the investigation of multi-quark equations in the Nambu--Jona-Lasinio model with chiral symmetry of $SU(2)$ – group in the mean-field expansion. To formulate the mean-field expansion we have used an iteration scheme of solution of the Schwinger-Dyson equations with the fermion bilocal source. We have considered the equations for Green functions of the Nambu--Jona-Lasinio model up to third step for this iteration scheme.

To calculate the high-order corrections to the mean-field approximation, we propose the method of the Legendre transformation with respect to the bilocal source, which allows effectively to take into account the symmetry constraints related with the chiral Ward identity.

We discuss also the problem of calculating the multi-quark functions in the mean-field expansion for Nambu-Jona-Lasinio-type models with other types of the multifermion sources.

REFERENCES

- H.D. Dahmen H.D and G. Jona-Lasinio *Nuovo Cim.* **A52** (1967) 807
Y. Nambu and G Jona-Lasinio *Phys. Rev* **122** (1961) 345; **124** (1961) 246
V.E. Rochev *Theor. Math. Phys.* **51** (1982) 330; *J.Phys. A: Math.Gen.* **30** (1997) 3671;
J.Phys. A: Math.Gen. **33** (2000) 7379
S.P. Klevansky. *Rev. Mod. Phys.* **64** (1992) 649
U. Vogl. and W Weise *Prog. Part. Nucl. Phys.* **27** (1991) 195
M.K. Volkov and A.E. Radjabov *Uspekhi Fiz. Nauk* **176** (2006) 569
K.G. Klimenko and D. Ebert *Theor. Math. Phys* **150** (2007) 82
V.E. Rochev and P.A. Saponov: *Int.J.Mod.Phys.A* **13** (1997) 3649
R.G. Jafarov and V.E. Rochev *Centr. Eur. J. of Phys.* **2** (2004) 367
R.G. Jafarov and V.E. Rochev *Russ.Phys J.* **49** (2006) 364

WHY THE COULOMB POTENTIAL?

ANZOR KHELASHVILI AND TAMAR KHACHIDZE

*Tbilisi State University,
Chavchavadze av. 3. 0128, Tbilisi, Georgia*

The additional hidden symmetry of the Coulomb-Kepler problem is reviewed in classical as well as in quantum mechanics. The main purpose is to elucidate the role of this kind of symmetries in the reduction of physical problems, to show algebraic possibilities of derivation of spectra. The original results are presented also. They are hidden symmetries in the Dirac equation, where it is shown that the requirement of invariance of the Dirac Hamiltonian under some kind of Witten's superalgebra, picks out the Coulomb potential only. The problem in the arbitrary higher dimensions is also considered. It is derived that the traditional view on the Coulomb potential is to be changed in the context of N=2 supersymmetry.

ПОМЕХОУСТОЙЧИВОСТЬ КОРПОРАТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СЕТЕЙ ОПТОЭЛЕКТРОННОГО КАНАЛА СВЯЗИ

Гамидов Г.И.

Азербайджанский Технический Университет

Бурное развитие мультисервисных корпоративных сетей передачи информации на основе волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) и цифровых систем передачи требует нового подхода к реализации оптических технических средств с повышенной помехоустойчивостью. Проблема помехоустойчивости ВОЛС и создания их технических средств корпоративных сетей оптоэлектронного канала связи (КС) изучены еще недостаточно [1, 2] и широкое развитие мультисервисных корпоративных широкополосных сетей связи с использованием современных технологий передачи оптических сигналов стимулирует дальнейшее их исследование.

Проведенные исследования показали, что существующие корпоративные оптические абонентские терминалы для транспортных волоконно-оптических сетей на базе PDH и SDH не удовлетворяют полностью требованиям МСЭ-Т по обеспечению достоверности передачи оптических сигналов [1]. Поэтому такие недостатки сужают границы их использования в широкополосных корпоративных цифровых сетях связи.

Анализ алгоритма функционирования ВОЛС в кольцевых локальных сетях PDH и SDH показал [9], что помехоустойчивость корпоративных сетей оптоэлектронного КС определяется достоверностью передачи оптических сигналов, которые оцениваются средней вероятностью битовой ошибки $P_{cp,ош}$ (ВБО) приема. Последний характеризует показатель качества работы ВОЛС с внедрением современных оптических технологий в корпоративных сетях. Создание помехоустойчивых корпоративных сетей передачи информации оптоэлектронного КС с внедрением новейших технологий как WDM и DWDM (Wavelength Division Multiplexing & Dense WDM) будет способствовать повышению достоверности передачи оптических сигналов на основе ВОЛС. В соответствии с этим в настоящей параграфе рассматриваются проблемы создания технических средств корпоративных сетей передачи информации оптоэлектронного КС и исследуются некоторые вопросы их помехоустойчивости, работающих в волоконно-оптических сетях связи.

На основе рассматриваемого подхода задача помехоустойчивости в корпоративных сетях на основе ВОЛС, состоящего из оптоэлектронного КС, оптического передающего и приемного модуля, описываются следующими целевыми функциями: $D = W[(P_{ош}, P_{cp,ош}) \Rightarrow \min \text{ при } \eta_0 \geq \eta_{0,д.доп}, V_b \geq V_{b,доп}$ (1) где η_0 – коэффициент ошибок, учитывает шумы и все виды искажений в сетях оптоэлектронной КС.

Для реализация целевой функции (4.8), характеризующей показатели помехоустойчивости ВОЛС, необходимо создание оптического АТ оптоэлектронного КС с внедрением технологии WDM и DWDM на диапозоне длин волн $\lambda_i = (0,85 \div 1,55) \text{ мкм}$ основе исследования создана структурно-функциональная схема корпоративных сетей оптоэлектронного КС, которые построены на основе технологий волнового и плотного волнового мультиплексирования и функционально-блочных модулей, состоящих из оптического коммутатора, ПРОМ и ПОМ (приемный и передающий оптоэлектронный модуль), в состав которого входят следующие основные блоки: оптический усилитель (Оп.У) включен на выходе и входе оптического мультиплексора и демultipлексор (Оп.MUX и Оп.DMUX) для увеличения мощности в системах при большой протяженности (50÷101) км ВОЛС, Оп.MUX реализует процесс мультиплексирования по длине волны и формирует групповой сигнал на основе сигналов оптического коммутатора, прямого абонентского оптического канала и ПОМ, который затем

Оп.У усиливается и далее передается по многомодовому ВОК, а также счетчик, который управляет разрешением счета одного из волокон спектрально уплотненного ВОК.

Для разделения каналов используются технологии WDM и DWDM, где число оптических каналов определяется из условия $16 \leq N_k \leq 256$, N_k – число мультиплексируемых каналов. В приемной стороне осуществляется обратное преобразование с помощью Оп.DMUX и ПРОМ.

В функциональной схеме важными узлами являются ПРОМ и ПОМ, обеспечивающие разделение и формирование групповых сигналов на различных длинах волн для приема и передачи оптических сигналов, которые подключены к входам и выходам оптического коммутатора. Последний является оптоэлектронным КС и состоит из трех типов: оптической, регенераторной и мультиплексной секции участков, которые выполняют процессы преобразования, объединения - разделения и восстановления сигналов.

Проведенный анализ показывает, что среди перечисленных и важных узлов, определяющих помехозащищенность оптического терминала оптоэлектронного КС, которые являются ПОМ, ВОЛС и ПРОМ корпоративных сетей передачи информации

Для создания ПРОМ оптического средства связи, что при поступлении оптических цифровых сигналов, в цепи оптического приемника возникают шумы, линейная, нелинейная и межсимвольная интерференция, источниками которых являются не идеальность элементов схемы-компонента, узлы и устройства терминала и оптоэлектронного КС, а также действия различных внутренних и внешних ИП.

Любые виды искажений (дисперсия и нелинейные эффекты и др.) и шумы, возникающие в оптическом коммутаторе, ПРОМ и ПОМ, а также превышение уровня сигнала уровня помех оказывают существенное влияние на помехоустойчивость оптического АТ оптоэлектронного КС.

Из-за наличия шумов, которые проявляются на протяжении высокоскоростных ВОЛС, необходимо учитывать предельное ОСШ на входе оптического приемника, которое зависит от средней мощности сигнала P_c ПОМ, спектральной плотности аддитивного белого гауссовского шума N_0 и внутрисистемной помехи N_{bp} оптического АТ, определяющие качества приема в корпоративных сетях связи.

Одним из показателей качества приема информационных потоков трафика в корпоративных сетях связи является предельное ОСШ на входе оптического приемника. На основе исследования [3] установлено, что влияние ОСШ на качество приема зависит от метода передачи оптических сигналов АТ по каналу связи и выражается следующим образом [2]:

$$\eta(t) = \frac{P_c}{(N_0 + N_{bp}) \cdot V_b}, \quad N_{bp} = [P_c, \Delta F, N_a], \quad (2)$$

где ΔF – полосы пропускания приемника; N_a – число активного АТ оптоэлектронного КС.

Выражение (2) определяет ОСШ при заданной информационной битовой скорости передачи на входе ПРОМ, позволяющее восстановить оптические сигналы с заданным качеством.

Для создания ПРОМ в составе в системе обработки информации с повышенной помехозащищенностью при весьма высоких значениях V_b , ΔF , $\eta(t)$ и u_c лучшие результаты дает применение р-і-п фотодиода.

Исследования показали, что основная архитектура и состав оптического приемника АТ базируется на технологии программно-управляемых модулей: фотодиод р-і-п типа, детектор оптического сигнала, обеспечивающий чувствительность фотоприёмни-

ка АТ и широкополосных операционных усилителей, используемые для усиления сигналов с широким спектром частот WDM и DWDM технологии, которые реализуют мониторинг ошибок приема оптического сигнала.

Из схемы видно, что с целью повышения помехозащищенности оптического приемника АТ введен блок порогового уровня (БПУ), реализованный на основе компаратора с таймером. При помощи последнего в ПРОМ установлены необходимые средние значения порогов для принятия сообщения 0 и 1, который распознает какой сигнал пришел, устраняет шумы и восстанавливает нужную амплитуду сигнала. Таймер оптического приемника вырабатывает синхроимпульсы при помощи обратной связи, на основании которых настраивает БПУ терминала [1,3] так, чтобы поддерживать постоянный уровень оптического сигнала.

Для принятия решения в БПУ с таймером использован метод оптимального когерентного приема оптических сигналов на базе теории статистических решений [1,3], с учетом априорной информации $f(s_i)$ и статистики случайных сигналов D , согласно которому формируется алгоритм различения отношения функций максимального правдоподобия и сравнения его с средним порогом:

$$\Lambda_{1,0} = \frac{f(s/1)}{f(s/0)} \begin{matrix} > u_1 \\ < u_0 \end{matrix} \quad \text{П}_{\text{ср}} \quad (3)$$

где $\text{П}_{\text{ср}}$ – средний пороговый уровень оптического приемника корпоративных оптических сетей оптоэлектронного канала связи.

Из (3) следует, что в ПРОМ ошибка может возникнуть в том случае, когда шумы и помехи (флуктуационных, дробовых, межсимвольных и переходных) окажутся выше первого П_1 и второго П_0 порога. Тогда, условие для правильного приема примет вид: $u_c(1) > \text{П}_1$, $u_c(0) < \text{П}_0$, $\text{П}_1 \neq \text{П}_0$, $\text{П}_0 < \text{П}_{\text{ср}} < \text{П}_1$, где $u_c(1)$ и $u_c(0)$ – амплитуды сигналов высокого «1» и низкого «0» уровня. Учитывая последнее условие в оптическом приемнике, БПУ согласно алгоритму работы компаратора с триггером Шмитта принимают решение на основе (3) о приеме посылки $u_c(1)$ или паузы $u_c(0)$.

Для определения эффективности функционирования алгоритма максимального правдоподобия (3) и помехоустойчивости корпоративных оптических сетей оптоэлектронного канала связи при его практическом использовании необходимо найти аналитические выражения для оценки ВБО приема двух родов при следующем условии: вероятности ложной тревоги $P(u_1/u_0)$ принятия гипотезы u_1 при условии, что справедлива гипотеза u_0 , и вероятности пропуска посылки $P(u_0/u_1)$ принятия гипотезы u_0 , когда верна гипотеза u_1 .

Исходя из этого средняя ВБО приема, считая, что напряжение оптического сигнала на входе детектора оптического сигнала приемника оптоэлектронного КС характеризуется нормальным законом распределением [3], определяется выражением:

$$P_{\text{ср,ош}} = P(u_0) \cdot P(u_1/u_0) + P(u_1) \cdot P(u_0/u_1) \quad (4)$$

где $P(u_0)$, $P(u_1)$ – финальные вероятности появления паузы и посылки, соответственно.

Учитывая последние выражения можно найти средние значения ПУ оптического сигнала на входе приемника оптоэлектронного КС, обеспечивающих высокую помехоустойчивость оптической связи в соответствии с минимальной ВБО первого $P(u_1/u_0)$ и второго рода $P(u_0/u_1)$. Среднее значение порога оптического приемника находится следующим образом:

$$\text{П}_{\text{ср}} = 0,5(N_0 + N_{\text{bp}}) \{F^{-1}[1 - P(u_1/u_0)] + F^{-1}[1 - P(u_0/u_1)]\} \Delta F \quad (5)$$

где F^{-1} – обратное функции Лапласа.

Таким образом, комплексное исследование характеристик оптоэлектронного канала связи открывает новые возможности для повышения помехоустойчивости при их использовании в высокоскоростных волоконно-оптических транспортных сетях нового поколения – мультисервисных корпоративных оптических сетей.

Литература

1. Игнатов А.Н. Оптоэлектронные приборы и устройства. Учебное пособие. М.: Эко – Трендз, 2006. – 272с
2. Бейли Д., Райт Э. Волоконная оптика: теория и практика / Пер.с.англ. – М.: КУДИЦ – ПРЕСС, 2008. – 320с.
3. Техника оптической связи: фотоприемники: Пер с англ./ Под ред. У.Тсанга. - М.: Мир, 1988. -526с.

ScH₃* MOLEKULUNUN KVANT KİMYƏVİ ÜSULLARLA HESABLANMASI*D.B.Bayramova, N.S.Nəbiyev***Bakı Dövlət Universiteti*

Dolmaqda olan d elektron təbəqəsinə malik metalların hidridlərinin fiziki-kimyəvi xassələrinin öyrənilməsi xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Tərkibində müxtəlif sayda H atomu olan bu birləşmələrin xassələrinin zənginliyi metal və hidrogen atomlarının arasındakı kimyəvi rabitələrin müxtəlifliyi ilə əlaqədardır. Bəzi birləşmələrdə bu rabitə hidrogen atomuna elektron buludunun meyli ilə ion, bəzi birləşmələrdə isə mürəkkəb kovalent-metallik təbiətə malikdir. Birinci halda hidrogen atomunun $1s$ orbitallının enerji səviyyəsi metalın valent səviyyələrindən daha aşağıda yerləşdiyindən elektron buludu H atomuna tərəf sürüşür. Atomların ionlaşma dərəcəsi daha çox metalın növünə bağlı olduğundan bəzi elementlərin hidridləri dielektrik, bəziləri yarımkeçirici xassələrinə malik olurlar.

İkinci halda hidrogen nüvəsinin kiçik ölçülü olması imkan verir ki, elektronunu metalın vakant d - təbəqəsinə vermiş H atomu metalın yaxın ətrafında qərarlaşsın. Belə birləşmələrdə metallik xassələr daha aydın özünü büruzə verir [1].

Təqdim olunan işdə ScH_3 molekulunun elektron və fəza quruluşu, xüsusi olaraq, metal atomları daxil olan birləşmələri hesablamaq üçün təkmilləşdirilmiş ZINDO metodu ilə hesablanmışdır[2,3]. Hesablamalar Sc atomundan $s, p_x, p_y, p_z, d_{x^2}, d_{xz}, d_{yz}, d_{z^2}, d_{xy}$ orbitalları, H atomundan isə $1s$ orbitalı nəzərə alınmaqla aparılmışdır. Hesablama nəticəsində ScH_3 birləşməsinin həndəsi və energetik parametrləri təyin edilmiş, cədvəl 1-də verilmişdir. Skandium atomu əsas halda $[Ar]4s^23d^1$ elektron konfigurasiyasına malik olsa da, kimyəvi reaksiyalarda 3 valentli olaraq özünü göstərir. $4s$ atom orbitallarındakı elektronlardan biri boş olan $3d$ orbitallarından birinə keçərək atomun 3 cütləşməmiş elektrona malik olmasına səbəb olur. Hesablamaların nəticələrinə əsasən onu qeyd etmək olar ki, hər üç elektronun iştirak etdiyi kimyəvi rabitə eyni $1,7A^\circ$ uzunluğundadır, valent bucaqları isə 120° -dir. ScH_3 birləşməsi müstəvi quruluşa malikdir. Nəzərə alınan valent elektronlar 3 molekulyar orbitalda spinləri əks yöndə istiqamətlənməklə yerləşmişdir. Elektron enerjisinin optimallaşması zamanı nəzərə alınan orbitalların ümumi sayı 12 olmuşdur. Orbital enerjilərinin qiymətlərindən göründüyü kimi tutulmuş orbitalların enerjiləri bir-birinə çox yaxındır. Skandiniumun nəzərə alınan AO-dan təşkil olunmuş bu molekulyar orbitalların enerjilərinin yaxın olması birləşmədə qismən hibridləşmə baş verdiyini söyləməyə əsas verir. Elektron buludunun paylanması elə baş vermişdir ki, H atomları $-0,1e$, Sc atomu isə $-0,3e$ effektiv yükə malik olmuşdur.

Uyğun hesablamalar 2 mikrohal nəzərə alınmaqla konfigurasiya qarşılıqlı təsir üsuluna uyğun düzəlişlərlə ZINDO/Cİ metodu ilə də aparılmışdır. Energetik parametrlərdə qismən dəyişiklik baş versə də orbital enerjilərin dəyişmədiyi müşahidə olunmuşdur.

Cədvəl 1. S_3H_3 molekulunun energetik parametrləri (kkal/mol)

Nö	E_{tot}	E_{bin}	E_{izo}	E_{el}	E_{cc}
ZİNDO// -	-2120.844	- 185.949	-1934.895	-4173.253	2052.408
ZİNDO// Cİ	-2120.844	-185.949	-1934.896	-4173.252	2052.408

Cədvəl 2. S_3H_3 molekulunun orbital enerjiləri (eV)

Nö	
1	-12.079
2	-10.835
3	-10.834
4	2.086
5	2.146
6	3.172

ƏDƏBİYYAT

1. Anderson, Edvards W.D., Zerner M.C. Inorg. Chem. 25. 2728, 1986.
2. Edvards W.D., Zerner M.C. Theoret. Chim. Acta. 72, 324, 1987.
3. Kotzian M., Roesch M., Zerner M.C. Theoret. Chim. Acta. 81. 201, 1992.