

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ

А.Г. Кязым-заде

Бакинский государственный университет

Как известно, определение проблем и прогнозировать развитие определенной области науки имеет чисто субъективный характер. Как правило, эти прогнозы часто не сбываются. Однако есть примеры и успешных прогнозов развития науки. Самый известный из них, пожалуй, доклад Д.Гильберта, прочитанный летом 1900 г. на Международном конгрессе математиков в Париже. В этом докладе Гильберт сформулировал 23 проблемы, решение которых, по его мнению, должно было оказать влияние на развитие математики в XX в. Попытка Гильберта оказалась необычайно плодотворной, что, несомненно, было обусловлено замечательной личностью автора (см. подробнее в [1]).

Другой очень интересной попыткой выделить ключевые вопросы развития физики и астрофизики стал список особенно важных и интересных проблем, составленный и дополняемый на протяжении уже более 30 лет В.Л.Гинзбургом (последняя версия опубликована в [2]). По мнению Гинзбурга, ключевые задачи должны формировать некий физический минимум, с которым должен быть знаком каждый исследователь. Проблемы, выделенные Гинзбургом, таковы:

1. Управляемая термоядерная реакция.
2. Сверхпроводимость при высокой и комнатной температурах. *(Сегодня сверхпроводимость получена при 164К при высоком давлении и при 135К без давления. Однако до сих пор не ясно, что именно за процессы вызывают такую сверхпроводимость.)*
3. Металлический водород. Другие экзотические субстанции. *(В настоящее время в опытах по сжатию водорода достигнуто давление порядка 3 Мбар. Однако металлическое состояние еще не достигнуто и предполагается, что для этого потребуется давление в 40 Мбар.)*
4. Двумерные электронные жидкости (аномальный эффект Холла и прочее).
5. Некоторые проблемы твердого тела (гетероструктуры в полупроводниках, квантовые ямы и точки, зарядовые и спиновые волны, мезоскопия и прочее).
6. Фазовые переходы второго рода и связанные с ними эффекты (охлаждение до сверхнизких температур, Бозе-эйнштейновский конденсат в газах и др.).
7. Поверхностная физика. Кластеры.
8. Жидкие кристаллы. Ферроэлектрики. Ферротороиды. *(Ферротороиды – вещества, обладающие ненулевым собственным тороидальным моментом.)*
9. Фуллерены. Нанотрубки.
10. Свойства вещества в сверхсильных магнитных полях. *(Твердо установлено, что на поверхности нейтронных звезд магнитные поля достигают 10^{12} Гс. Предполагается, что может существовать подкласс нейтронных звезд, так называемые "магнетары", у которых поля еще выше - до 10^{14} - 10^{15} Гс.)*
11. Нелинейная физика: турбулентность, солитоны, хаос, странные аттракторы.
12. Разеры (Rasers), гразеры (Grasers) - лазеры на рентгеновских и гамма-лучах.
13. Сверхтяжелые элементы. Экзотические ядра.
14. Спектр масс элементарных частиц. Кварки и глюоны. Квантовая хромодинамика. Кварк-глюонная плазма.
15. Единая теория слабых и электромагнитных взаимодействий.
16. Стандартная модель. Массы нейтрино. Магнитные монополи.
17. Фундаментальная длина. *(В современной физике присутствует по крайней мере одна фундаментальная длина: это планковская длина. Однако в последнее время была*

выдвинута идея, что пространство-время имеет не три, а дополнительные свернутые пространственные измерения и, по крайней мере, одно или несколько свернутых измерений могут иметь существенно больший размер. Размер такого (таких) измерений и есть новая фундаментальная длина.)

18. Нелинейные феномены в вакууме и сверхсильных электрических полях.
19. Несохранение СР-инвариантности.
20. Струны. М-теория.
21. Экспериментальная проверка Общей Теории Относительности.
22. Гравитационные волны и их детектирование.
23. Космологические проблемы. Инфляция. Связь космологии и физики высоких энергий.
24. Нейтронные звезды и пульсары. Сверхновые.
25. Черные дыры. Космические струны.
26. Квазары и ядра галактик. Образование галактик.
27. Проблема темной материи и ее детектирование.
28. Поиск ультравысокоэнергичных космических лучей.
29. Гамма-всплески (GRB). Гиперновые.
30. Нейтринная физика и астрономия. Осцилляции нейтрино (факт осцилляции нейтрино уже был экспериментально доказан).

Ниже приводится также список проблем астрономии и астрофизики, который был выделен известным астрономом Алан Сэндиджом в 1997г. Как уже отмечалось, ряд астрофизических проблем имеются и в списке В.Л.Гинзбурга (проблемы под номером 21-30). Однако некоторые астрономы считают, они отражают точку зрения физика на астрономию. А какие задачи считают наиболее актуальными сами астрономы? Сэндидж сформулировал 23 проблемы [3], решение которых, по его мнению, возможно, будет найдено в течение последующих 30 лет. Эти проблемы были сгруппированы в три раздела, касающихся общих свойств галактик, нашей Галактики и наблюдательной космологии.

Первая группа задач посвящена знаменитой морфологической классификации галактик, предложенной Хабблом в 20-х годах прошлого века. В эту группу относится 8 задач:

1. Что приводит к возникновению хаббловской последовательности: эволюция галактик или начальные условия при их формировании?
2. Какие параметры меняются, а какие остаются неизменными вдоль этой последовательности?
3. В чем причина разброса характеристик галактик, имеющих один хаббловский тип?
4. От чего зависит спиральная структура (роль вращения галактик)?
5. Является ли начальный темп звездообразования основным механизмом, определяющим тип галактики?
6. Какова космогония соотношения морфология - плотность?
7. В чем роль (если она есть) слияний галактик?
8. Каково происхождение и возраст пыли (в частности, роль звезд на эволюционной стадии асимптотической ветви гигантов)?

Задачи, посвященные структуре и происхождению Млечного Пути, суммированы во второй группе в виде 6 проблем:

9. Распределения возраста, кинематики и химического состава для различных подсистем Галактики.
10. Космогония этих распределений.
11. Последовательность событий при формировании Млечного Пути (как выглядела Галактика на ранних стадиях формирования).
12. Соотношение возраст - металличность (относительное содержание тяжелых элементов) для разных областей Галактики.

13. Распределение объектов от звезд до камней по их массам.
14. Звездные подсчеты для картографирования гало и толстого диска.
- Наконец, в третью группу включены следующие 9 вопросов:
15. Реальность расширения Вселенной.
16. Эволюция со временем (первичные галактики).
17. Шкала расстояний.

18. Параметр замедления (*В 1998 и 1999 гг. две группы исследователей объявили, что данные о светимостях далеких сверхновых свидетельствуют о существовании космологического ускорения или, другими словами, о ненулевом значении введенного Эйнштейном L -члена. Позднее это заключение было подтверждено независимым образом по данным об анизотропии реликтового излучения и о крупномасштабном распределении галактик. Как оказалось, мы живем в плоской евклидовой Вселенной, основной вклад в плотность которой ($\sim 2/3$) вносит космический вакуум. Вклад плотности обычной материи в сочетании с традиционной скрытой массой составляет лишь около $1/3$).*

19. Избыток галактик (проблемой избытка слабых голубых галактик).

20. Природа скрытой массы (*Не путать это с темной энергией, упоминавшейся в задаче 18*).

21. Отклонения от космологического расширения.

22. Состав и происхождение межгалактической среды (газа, пыли, камней между галактиками).

23. Время образования крупномасштабной структуры Вселенной (являются ли скопления и группы галактик старыми или молодыми).

Еще раз отметим, что приведенные списки, конечно, субъективные и отражает точку зрения лишь конкретных людей. Другие астрономы или физики могут, представит другой список задач. Например, И. Д. Новиков во время обсуждения доклада Сэндиджа сформулировал пять общих проблем, стоящих перед современной астрономией, астрофизикой и физикой. Эти проблемы таковы:

- происхождение Вселенной;
- структура Вселенной на самых больших масштабах;
- происхождение материи во Вселенной;
- что предшествовало началу расширения Вселенной;
- каково будущее Вселенной.

Литература

1. Рид К. Гильберт. М., 1977.
2. Гинзбург В.Л. Успехи физ. наук. 2002. Т.172. С.213 - 219.
3. Решетников В.П. Астрономические задачи начала XXI века, или 23 проблемы Сэндиджа. Природа, 2003, № 2, С.32-40.

ДИФРАКЦИЯ В АДРОН-АДРОННЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С.К. Абдулвагабова, Н.Ш.Бархалова, Т.О.Байрамова, С.М. Мусаева

*Бакинский Государственный Университет
E-mail: sajida.gafar@gmail.com*

Частица с высокой энергией, проходя через ядро, рассеивается не более одного раза, т.е. сталкивается только с одним из нуклонов ядра. Поскольку невозможно указать, с каким из нуклонов ядра произошло столкновение, то амплитуда упругого рассеяния на ядре в этом случае будет когерентной сумме амплитуд рассеяния на каждом из нуклонов.

Сделаем приближения, касающиеся волновой функции ядра, а именно, предположим, что A -частичная плотность основного состояния ядра является произведением одночастичных плотностей [1]

$$\rho_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) = |\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A)|^2 = \prod_{j=1}^A \rho_j(\mathbf{r}_j) \quad (1)$$

Далее предположим, что $A \gg 1$, и все одночастичные плотности совпадают, т.е.

$$\rho_j(\mathbf{r}_j) = \frac{1}{A} \rho_0(\mathbf{r}_j), \quad (2)$$

где $\rho_0(\mathbf{r})$ – нормированная на число частиц одночастичная плотность.

Частица рассеивается на нуклоне, находящемся в связанном состоянии. Поэтому вводится формфактор ядра. Если обозначить плотность ядра через $\rho(r)$, то формфактор ядра определяется как

$$\Phi(\mathbf{q}) = \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (3)$$

где \mathbf{q} переданный импульс: $q = p - p'$ (p и p' – импульсы налетающей частицы до и после столкновения с нуклоном ядра $(|\mathbf{q}| = 2p \sin \frac{\theta}{2})$).

Обозначая амплитуду упругого рассеяния на одном нуклоне с переданным импульсом q через $f_N(q, E)$, где E – энергия налетающей частицы в лабораторной системе, для амплитуды упругого рассеяния на ядре получаем

$$f_A(E, q) = A f_N(E, q) \Phi(q) \quad (4)$$

При малых углах рассеяния $\theta^2 \ll \frac{1}{pa}$ (a – характерный радиус действия потенциала $V(\mathbf{r})$), интенсивность процесса упругого рассеяния быстрых частиц на ядре сосредоточена в еще более узком конусе. Отметим, что амплитуда (4) зависит непосредственно не от угла рассеяния, а от переданного импульса \mathbf{q} . Поэтому в дальнейшем будем использовать его в качестве аргумента амплитуды рассеяния. Тогда

$$f_A(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \left[1 - e^{-\frac{i}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V(\mathbf{b} + \hat{k}_i z) dz} \right] \quad (5)$$

Здесь \mathbf{b} – проекция вектора \mathbf{r} на плоскость, перпендикулярную оси z (прицельный параметр),

Зададим двухчастичную амплитуду рассеяния $f(\mathbf{q})$ в виде, который часто используется для описания упругого взаимодействия адронов высоких энергий

$$f(\mathbf{q}) = \frac{ik \sigma (1 - i\alpha)}{4\pi} e^{-\beta q^2}, \quad (6)$$

где σ – полное сечение взаимодействия двух частиц, α – отношение реальной части амплитуды к мнимой, β – параметр наклона дифракционного конуса.

Считая, что радиус действия ядерных сил много больше радиуса ядра (конечно, это приближение проходит тем лучше, чем тяжелее ядро), интеграл по d^2b в формуле (5) легко вычисляется [2]

$$f_A(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \left[1 - e^{-\frac{\sigma(1-i\alpha)}{2} T(\mathbf{b})} \right]. \quad (7)$$

Здесь

$$T(\mathbf{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0(\sqrt{b^2 + z^2}) dz, \quad (8)$$

– функция "толщины".

Известно, что дифференциальное сечение рассеяния выражается через амплитуду рассеяния следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(q)|^2. \quad (9)$$

Полученная в дифракционном приближении амплитуда удовлетворяет "оптической" теореме. Напомним, что согласно этой теореме полное сечение рассеяния определяется амплитудой рассеяния на нулевой угол

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k_i} f(0). \quad (10)$$

Из формулы (5) следует, что дифференциальное сечение рассеяния на ядрах вперед зависит от числа нуклонов в ядре квадратично. Разумеется, все выводы основаны на предположении об однократном взаимодействии налетающей частицы с нуклонами ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Архипов А.А. // ФЭЧАЯ, 2007, Т.38. Вып.6, стр.1451.
2. Абдулвагабова С.К., Расулов Э.А. Определение поляризации рассеянных частиц при дифракционном подходе // Вестник Бакинского Университета, серия физико-математических наук, 2002, №4, с.25-34.

MÜXTƏLİF NÖV ANTİNEYTRİNOLARIN ELEKTRONDAN SƏPİLMƏSİ PROSESLƏRİNDƏ SPİN ASİMMETRİYASININ TƏDQIQI

İ.H.Cəfərov, V.K.Abbasov
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Neytral zəif cərəyanların (NZC-lərin) kəşfi [1] zəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində əsaslı dönüşə səbəb oldu. NZC-lərsiz nəzəriyyədə [yəni zəif qarşılıqlı təsirin yalnız yüklü zəif cərəyanların (YZC-lərin) qarşılıqlı təsirinə əsaslanan ənənəvi nəzəriyyəsində] elektron (eləcə də pozitron) yalnız elektron neytrinosu və elektron antineytrinosu ilə qarşılıqlı təsirdə ola bilər. Başqa sözlə, bu o deməkdir ki, müon və taon neytrinoları elektronla qarşılıqlı təsirdə buluna bilməz. NZC-lərin mövcudluğu, xüsusi halda, $(\bar{\nu}_e \nu_e)$ qarşılıqlı təsir proseslərinin effektiv kəsiklərini dəyişməklə yanaşı [yeni $(\bar{e}e)(\bar{\nu}_e \nu_e)$ qarşılıqlı təsirin hesabına], bütövlükdə NZC-lərin $[(\bar{e}e)$ və $(\bar{\nu}_i \nu_i)$ cərəyanlarının, burada $i = \mu$ və ya τ] qarşılıqlı təsirlə reallaşan proseslərin meydana gəlməsini şərtləndirir (cərəyanlar, onların quruluşu və qarşılıqlı təsirləri barədə bax, məsələn, [2]-yə).

İşdə məqsəd elektromaqnit və zəif qarşılıqlı təsirlərin vahid $SU(2) \times U(1)$ nəzəriyyələri çərçivəsində başlanğıc elektronun spinini nəzərə almaqla müxtəlif növ antineytrinoların elektrondan səpilməsi proseslərinin, yəni

$$\tilde{\nu}_e(k_1) + e^-(p_1) \rightarrow e^-(p_2) + \tilde{\nu}_e(k_2), \quad (1)$$

$$\tilde{\nu}_i(k_1) + e^-(p_1) \rightarrow e^-(p_2) + \tilde{\nu}_i(k_2) \quad (i = \mu \text{ və ya } \tau) \quad (2)$$

proseslərinin effektiv kəsiklərini hesablamaq və alınan ifadələrə əsasən səpilmədən sonrakı elektronların spin asimmetriyasını tədqiq etməkdən ibarətdir [zərrəciyin (antizərrəciyin) işarəsi qarşısındakı mötərizədə onun 4-impulsu göstərilmişdir]. Qeyd edək ki, [3]-də (1) və (2) proseslərində səpilmədən sonrakı elektronların bucaq asimmetriyası öyrənilmişdir.

Vahid elektrozəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyəsində, o cümlədən Vaynberq-Salam (VS) nəzəriyyəsində [4] (2) prosesi neytral Z bozonla mübadiləyə əsaslanan bir Feynman diaqramı ilə, (1) prosesi isə yüklü $W^-(W^+)$ və neytral Z bozonlarla mübadiləyə əsaslanan iki Feynman diaqramı ilə təsvir olunur. Kvant sahə nəzəriyyəsinin ümumi qaydalarına əsasən vahid elektrozəif qarşılıqlı təsir nəzəriyyələrində (1)–(2) proseslərinin amplitudlarını aşağıdakı kimi bir ümumi düstur şəklində yazmaq olar:

$$M_{fi} = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ \bar{u}(p_2) \gamma_\alpha (a + b \gamma_5) u(p_1) \} \{ \bar{\nu}(-k_1) \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu(-k_2) \}, \quad (3)$$

belə ki, (1) prosesi halında

$$a = D_W + D_Z g_V, \quad b = D_W + D_Z g_A, \quad (4)$$

(2) prosesləri halında

$$a = D_W g_V, \quad b = D_Z g_A. \quad (5)$$

Bu ifadələrdə D_W və $D_Z - W^-(W^+)$ və Z aralıq bozonların propaqatorlarıdır:

$$D_W = \frac{m_W^2}{m_W^2 - q_W^2 + i m_W \Gamma_W}, \quad D_Z = \frac{m_Z^2}{m_Z^2 - q_Z^2}, \quad (6)$$

burada m_W və m_Z – müvafiq bozonların kütlələri, $q_W = p_1 + k_1 = p_2 + k_2$ və $q_Z = p_1 - p_2 = k_2 - k_1$ – onların 4-impulslarıdır; Γ_W – (1) prosesində gözlənilən W -rezonansın [yəni $W^-(W^+)$ bozonun] enidir. (4) və (5)-də g_V və g_A – nəzəriyyənin parametrləridir, xüsusi halda, VS nəzəriyyəsində

$$g_V = -1/2 + 2x, \quad g_A = -1/2, \quad (7)$$

burada x – sərbəst parametrdir. Qeyd edək ki, x parametri, m_W və m_Z kütlələri, eləcə də, Γ_W üçün müasir təcrübi faktlar aşağıdakı qiymətlərə gətirir (bax, məsələn, [5,2]):

$$x \approx 0,222; \quad m_W \approx 80,40 \text{ GeV}; \quad m_Z \approx 91,19 \text{ GeV}; \quad \Gamma_W \approx 2,141 \text{ GeV}. \quad (8)$$

(3)-də γ_α və γ_5 Dirak matrisaları, G Fermi sabitidir: $G = 1,436 \cdot 10^{-62} \text{ C} \cdot \text{m}^3$ (bax, məsələn, [2]). Qeyd edək ki, (3) ifadəsində m_e^2/m_W^2 və m_e^2/m_Z^2 tərtibli hədlər atılmışdır.

Kvant sahə nəzəriyyəsinin qaydalarına əsasən başlanğıc elektronun spinini nəzərə almaqla $|M_{fi}|^2 = M_{fi}^+ M_{fi}$ -ni hesablayaraq və baxılan proseslərin onun vasitəsilə yazılmış diferensial kəsiklərini son antineytrinin 4-impulsuna görə inteqrallayaraq aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\frac{d\sigma(\vec{s})}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} (1 + \vec{s} \vec{A}_s), \quad (9)$$

burada

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G^2}{4\pi} \left\{ (|a|^2 + |b|^2) \left[1 + \left(1 - \frac{t_0}{s_0 - 1} \right)^2 \right] - (|a|^2 - |b|^2) \frac{2t_0}{(s_0 - 1)^2} - 2\text{Re}(ab^*) \left[1 - \left(1 - \frac{t_0}{s_0 - 1} \right)^2 \right] \right\} \quad (10)$$

baxılan proseslərin başlanğıc və son elektronların spinlərinə görə ortalanmış və cəmlənmiş diferensial kəsikləridir. (10)-da

$$s_o = \frac{s}{m_e^2} = \frac{(p_1 + k_1)^2}{m_e^2}, t_o = \frac{t}{m_e^2} = -\frac{(p_2 - p_1)^2}{m_e^2} \quad (11)$$

($s = q_W^2, t = -q_Z^2$). [3]-də (10) ifadəsinə əsasən son elektronların paylanması bucaq asimetriyası ətrafı tədqiq edilmişdir.

(9)-da \vec{s} – başlanğıc elektronun polyarizasiyası istiqamətində vahid vektordur; \vec{A}_s – spin asimetriyası vektorudur, burada \vec{o} , antineytrinonun polyarizələnmiş elektrondan səpilməsi zamanı polyarizələnmiş son elektronların paylanmasını xarakterizə edir.

\vec{A}_s spin asimetriyasını araşdırmaqdan əvvəl s_0 və t_0 -1 son elektronun enerjisi və uçuş bucağı vasitəsilə ifadə edək. Asanca göstərmək olar ki, **laboratoriya sistemində (LS)**-də, yəni başlanğıc elektronun sükunətdə olduğu sistemdə ($\vec{p}_1 = 0, E_1 = m_e c^2$)

$$s_0 = 2\omega + 1, t_0 = 2(\varepsilon - 1) = \frac{4\omega^2 \cos^2 \alpha}{(\omega + 1)^2 - \omega^2 \cos^2 \alpha} \quad (12)$$

inersiya mərkəzi sistemində (İMS)-də, yəni başlanğıc elektron və antineytrinonun qiymətəcə eyni, istiqamətəcə bir-birinin əksinə yönəlmiş impulslara ($\vec{p}_1 = -\vec{k}_1$) malik olduqları sistemdə

$$s_0 = 2\omega_0 (\omega_0 + \sqrt{\omega_0^2 + 1}) + 1, t_0 = 4\omega_0^2 \cos^2 \frac{\alpha}{2} = 4\omega_0^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (13)$$

(12)-də ω və ε – uyğun olaraq, başlanğıc antineytrino və son (təpmə) elektronun enerjiləridir (elektronun kütləsi vahidlərində), α – başlanğıc antineytrino ilə son elektronun impulslarının istiqamətləri arasındakı bucaqdır (elektronun təpmə bucağı), ω_0 və t_0 – İMS-də analogi kəmiyyətlərdir, θ – başlanğıc və son elektronların impulsları arasındakı bucaqdır (elektronun səpilmə bucağı).

Aydındır ki, (12)-ni (10)-da nəzərə alsaq, təpmə elektronun LS-də enerji spektri və bucaq paylanmasını alırıq. (10)-da (13) nəzərə aldıqda isə biz elektronların İMS-də bucaq paylanmasını alırıq (İMS-də elastik səpilmə zamanı zərrəciklər öz enerjilərini dəyişmirlər).

İndi spin asimetriyasını araşdıraq. Ona lokal limit yaxınlaşında, yəni $q_W^2 \ll m_W^2$ və $q_Z^2 \ll m_Z^2$ enerji oblastında baxaq. (6) ifadələrinə əsasən bu halda $D_Z \rightarrow 1$, $D_W \rightarrow 1$ və odur

ki, (4) və (5)-ə əsasən alırıq: (1) prosesi halında

$$a \rightarrow f_V = 1 + g_V, b \rightarrow f_A = 1 + g_A \quad (14)$$

(2) prosesləri halında isə

$$a \rightarrow f_V = g_V, b \rightarrow f_A = g_A. \quad (15)$$

Bu halda (10) ifadəsi sadələşir və

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{G^2}{4\pi} \left[A + B \left(1 - \frac{t_0}{s_0 - 1} \right)^2 + C \frac{2t_0}{(s_0 - 1)^2} \right] \quad (16)$$

şəklinə düşür, burada

$$A = (f_V - f_A)^2, B = (f_V + f_A)^2, C = f_A^2 - f_V^2. \quad (17)$$

\vec{A}_s asimetriya vektorunu LS-də

$$\vec{A}_s = A_{1s} \vec{k}^0 + A_{2s} \vec{p}_0 \quad (18)$$

şəklində ifadə edək (\vec{k}_0 və \vec{p}_0 – başlanğıc antineytrino və son elektronun impulsları istiqamətində vahid vektorlardır). Kifayət qədər uzun və mürəkkəb hesablamalardan sonra alınır ki,

$$\begin{aligned} A_{1s} &= Q_1/Q_0, \quad A_{2s} = Q_2/Q_0, & (19) \\ Q_0 &= [4\omega^2 + (2\omega - t_0)^2] (f_V^2 + f_A^2) - 2t_0(f_V^2 - f_A^2) - 2t_0(4\omega - t_0)f_V f_A, \\ Q_1 &= 4\omega[-t_0 f_V^2 + (4\omega - t_0)f_V f_A], & (20) \\ Q_2 &= \sqrt{(4+t_0)t_0} [t_0 f_V^2 - (4\omega - t_0)f_A^2 - 2(2\omega - t_0)f_V f_A] \end{aligned}$$

(18)-dən göründüyü kimi, \vec{A}_s vektoru səpilmə müstəvisində yerləşir. Onu aşağıdakı kimi iki komponentə ayıraq:

$$\vec{A}_s = A_s^{\parallel} \vec{k}^0 + A_s^{\perp} \vec{n}, \quad (21)$$

burada \vec{n} – səpilmə müstəvisində yerləşən və \vec{k}^0 -a ortoqonal olan vahid vektordur:

$$\vec{n} = [\vec{k}^0 [\vec{p}^0 \vec{k}^0]] / [|\vec{p}^0 \vec{k}^0|] = (\vec{p}^0 - z\vec{k}^0) / \sqrt{1 - z^2} \quad (22)$$

($z = \cos \alpha$). A_s^{\parallel} və A_s^{\perp} – son elektronların, uyğun olaraq, uzununa və eninə spin asimmetriyası adlanır. Əgər (22)-ni (21)-də nəzərə alsaq və (18) -lə müqayisə etsək alırıq:

$$A_s^{\parallel} = A_{1s} + zA_{2s} = (Q_1 + zQ_2)/Q_0, \quad A_s^{\perp} = \sqrt{1 - z^2} A_{2s} = \sqrt{1 - z^2} Q_2/Q_0. \quad (23)$$

Qeyd edək ki, asimmetriyalar üçün t_0 (ötürülən impulsun kvadratı) vasitəsilə yazılan yuxarıdakı düsturları həmçinin elektronun enerjisi və ya uçuş bucağı vasitəsilə də ifadə etmək olar. Bunun üçün göstərilən düsturlarda (12)-ni nəzərə almaq lazımdır.

Kiçik impuls ötürülmələrdə (23)-dən alınır ki,

$$A_s^{\parallel} \approx \frac{2f_V f_A}{f_V^2 + f_A^2} = \begin{cases} (1 + 4x)/(1 + 4x + 8x^2) \approx 0,83 & (1) \text{ prosesi halında,} \\ (1 - 4x)/(1 - 4x + 8x^2) \approx 0,22 & (2) \text{ prosesləri halında.} \end{cases} \quad (24)$$

Qiymətləndirmə VS modeli çərçivəsində aparılmışdır. Deməli, VS modeli (1) prosesi halında ~83%, (2) prosesləri halında isə ~22% uzununa asimmetriyaya gətirir. Eninə asimmetriyaya gəlincə, $A_s^{\perp} \sim \sqrt{t_0}$.

Ə d ə b i y y a t

1. Hasert F.J. et al. Phys. Lett., **B46**, 138, 1973; Benvenuti A. et al. Phys. Rev. Lett., **32**, 800, 1974.
2. Cəfərov İ.H. Elementar zərrəciklər fizikasının əsasları, Bakı, "Nurlar", 2009.
3. Cəfərov İ.H., Abbasov V.K. «Fizikanın aktual problemləri» republ.konfr.mater., Bakı, 2010.
4. Weinberg S. Phys. Rev. Lett., **19**, 1264, 1967; **27**, 1688, 1971; Salam A. Proc. of the VIII Nobel Symp., Stockholm, 1968, p.367.
5. Particle Data Group – J. Phys., G: Nucl. and Part. Phys., **33**, 2006.

ПОПРАВКИ К МАССЕ КВАРКА И КОНДЕНСАТУ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ МЕЗОННЫХ АМПЛИТУД В МОДЕЛИ НИЛ ПОСРЕДСТВОМ МЕТОДА ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛЕЖАНДРА

Л.А. АгамАлиева, Т.Г. Алиева, Р.Г. Джафаров

Институт Физических Проблем Бакинского Государственного Университета

1. Введение. В связи с расширением области применимости модели Намбу-Иона-Лазинио [1] наряду с описанием легких адронов в непертурбативной области, как и в ядерной физике и космологии при конечных температурах и плотностях стимулируется

изучение структуры модели за рамками главного приближения среднего поля (либо в эквивалентном ему главном порядке $1/n_c$ -разложения) [2]. Такое изучение становится необходимым для выяснения области применимости результатов и их устойчивости относительно квантовых флуктуаций, вызываемых эффектами высших порядков [3]. В результате вычислений поправок к основным параметрам модели в рамках $1/n_c$ -разложения были получены величины порядка $\geq 30\%$, которые являются вполне приемлемыми для такого рода эффективной модели сильных взаимодействий [3].

Однако, при применении $1/n_c$ -разложения посредством диаграммного метода и его обобщения наталкиваются на осложнения проверки симметричных ограничений типа тождеств Уорда, что и приводит к проблемам при вышеназванных вычислениях. В силу этих затруднений, в непертурбативных разложениях типа среднего поля [4], в связи отсутствием явного малого параметра разложения, проблемы представляются неразрешимыми как и на языке метода диаграммной техники.

В то же время методом высших преобразований Лежандра применявшимся в теории поля [5], удается решать такого рода проблемы без обращения к диаграммной технике, путем введения биллокальных источников в формализм производящего функционала функций Грина (см. [6]), путем замены функциональных переменных на средние значения функциональных производных по этим источникам, осуществляемой посредством преобразований Лежандра. В результате исключаются двухчастично-неприводимые диаграммы, наличие которых становятся причиной нарушения симметричных требований при вычислениях высших порядков $1/n_c$ -разложения.

Для решения этой проблемы в работе [6] вводится производящий функционал преобразований Лежандра, дающий замнутые уравнения для пропагатора кварка и двухкварковой амплитуды, в которые входят поправки к амплитуде, учитывающие вклады мезонных петель.

В настоящей работе приводятся вычисления поправок к массе кварка и конденсату в ультрафиолетовом приближении мезонных амплитуд в схеме размерно-аналитической регуляризации и в регуляризации 4-х мерным обрезанием импульса.

2. Построение приближения среднего поля посредством преобразований Лежандра. Модификация этой схемы производится в работе [6] в нижеследующем виде:

введением полного пропагатора кварка $S(x, y; \eta) = i \frac{\delta Z[\eta]}{\delta \eta(x, y)}$ - в качестве новой

функциональной переменной, переходим к логарифму $Z = \frac{1}{i} \log G$. Основным свойством

преобразования Лежандра является соотношение

$$\frac{1}{i} \frac{\delta W}{\delta S(y, x)} = \eta(x, y), \quad W[S] = Z[\eta[S]] + iT_r[S * \eta[S]].$$

Уравнение Швингера-Дайсона для производящего функционала преобразования Лежандра имеет вид [6]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{i} \frac{\delta W}{\delta S(y, x)} = S^{-1}(x, y) + i\delta\delta(x-y) + ig\delta(x-y) \left\{ tr[S(x, y)] + i\gamma_5 \tau^a tr[i\gamma_5 \tau^a S(x, y)] \right\} + \\ + ig \int dy_1 \left\{ i \frac{\delta^2 Z}{\delta \eta(y_1, x) \delta \eta(x, x)} \right\} S^{-1}(y_1, y) + i\gamma_5 \tau^a \frac{\delta^2 Z}{\delta \eta(y_1, x) \delta \eta(x, x)} i\gamma_5 \tau^a S^{-1}(y_1, y), \end{aligned}$$

где

$$i \frac{\delta^2 Z}{\delta \eta(y, x) \delta \eta(y', x')} = \frac{\delta S(x, y)}{\delta \eta(y', x')} = S_2 \begin{pmatrix} x & y \\ x' & y' \end{pmatrix} - \text{двухчастичная функция.}$$

При выключенном источнике получаем уравнение для пропагатора

$$S^{-1}(x-y) = -i\mathcal{E}\delta(x-y) - ig\delta(x-y)[tr[S(x,y)] + i\gamma_5\tau^a tr[i\gamma_5\tau^a S(x,y)]].$$

Двухкварковая функция как функционал от S определяется соотношением $S_2 = \left[\frac{\delta\eta}{\delta S}\right]^{-1}$ [6],

$$\int S_2 \begin{pmatrix} x & y \\ y_1 & x_1 \end{pmatrix} \frac{\delta\eta(x_1, y_1)}{\delta S(y', x')} dx_1 dy_1 = \int S_2 \begin{pmatrix} x & y \\ y_1 & x_1 \end{pmatrix} \frac{1}{i} \frac{\delta^2 W}{\delta S(y', x') \delta S(y_1, x_1)} = \delta(x-y')\delta(x'-y),$$

что представляет собой уравнение для двухчастичной функции в формализме преобразования Лежандра относительно билакального источника η . Ядро K этого уравнения есть связанная часть второй производной производящего функционала преобразования Лежандра и определяется нижеследующим соотношением [6]

$$\frac{\delta\eta(x, y)}{\delta S(y', x')} = -S^{-1}(x, y')S^{-1}(x', y) + K \begin{pmatrix} x & y \\ x' & y' \end{pmatrix}.$$

Ампутировав двухчастичную функцию и выделяя связанную часть F^c , получаем уравнение для двухчастичной амплитуды [6]:

$$F^c \begin{pmatrix} x & y \\ x' & y' \end{pmatrix} = -K \begin{pmatrix} x & y \\ x' & y' \end{pmatrix} + \int S(y_1, x_2) F^c \begin{pmatrix} x & y \\ x_2 & y_2 \end{pmatrix} S(y_2, x_1) K \begin{pmatrix} x_1 & y_1 \\ x' & y' \end{pmatrix} dx_1 dx_2 dy_1 dy_2.$$

При выключенном источнике, с учетом результатов главного порядка, приходим к уравнению для пропагатора кварка в следующем за главным порядке

$$S^{-1}(x-y) = -i\mathcal{E} - ig\delta(x-y)t_r[S(0)] - A_\tau(x-y)S(x-y) - 3A_\pi(x-y)(i\gamma_5 S(x-y)i\gamma_5). \quad (1)$$

Как видно это уравнение является нелинейным интегральным уравнением, приближенное решение которого в нижеследующей аппроксимации [6]:

$$S^{-1} \approx S_0^{-1} + \Sigma_1, \quad \Sigma_1 = -g\delta\chi - A_\tau S_0 - 3A_\pi(i\gamma_5 S_0 i\gamma_5),$$

где $\delta\chi$ – поправка к конденсату.

Из (1) получаем в ультрафиолетовом приближении простые выражения для амплитуд $A_\sigma \cong -ig$; $A_\pi \cong -ig$. В импульсном пространстве получим [6]

$$S^{-1}(p) = S_c^{-1}(p) - g\chi + \frac{ig}{(2\pi)^4} \int dq S(q) + \frac{3ig}{(2\pi)^4} \int dq (i\gamma_5 S(q) i\gamma_5)$$

(где $\chi = itrS(0)$ – конденсат главного порядка). Решение в этом приближении будет как $S = 1/(M - \mathcal{F})$, M – модифицированная масса кварка), где модифицированное уравнение

самосогласования есть: $1 = -8ign_c \left(1 + \frac{1}{4n_c}\right) \int \frac{d\tilde{P}}{M^2 - P^2}$. Кварковый конденсат с учетом

поправок имеет вид: $\chi = \chi_0 + \delta\chi = -M/g \left(1 + \frac{1}{4n_c}\right)$, а $\chi_0 = -m/g$ - конденсат в

главном приближении разложения среднего поля [7].

В таблице приведены относительные поправки к массе кварка и конденсату с учетом вкладов мезонных петель в ультрафиолетовом приближении в размерной регуляризации.

c, MeV	ξ	m, MeV	M, MeV	$r = \frac{\chi}{\chi_0}$	$\frac{\delta\chi}{\chi_0}$
-210	0,325	347	342	0,910	-0,088
-220	0,285	350	346	0,913	-0,087
-230	0,252	355	351	0,913	-0,087
-240	0,225	360	357	0,915	-0,085
-250	0,203	366	363	0,916	-0,084

Как видно, в этой регуляризации происходит стабилизация модели – модифицированная масса кварка M , соотношение конденсатов r в связи с отрицательным знаком соотношений поправки к конденсату $\delta\chi$ к значению конденсата главного приближения χ_0 слабо зависящего от значений c , а соотношение конденсата в модифицированном приближении χ к значению конденсата главного приближения χ_0 близка к единице. Почти аналогичная ситуация встречается также в регуляризации с 4-мерным обрезанием импульсов:

1. $x = 3, c = -210 MeV : y = 2.5; \frac{x}{y} = 1.2; \frac{M}{m} = 1.095; \frac{\delta m}{m} = 0.095; r = 1.01; \frac{\delta\chi}{\chi_0} = 0.01;$
2. $x = 10, c = -230 MeV : y = 7; \frac{x}{y} = 1.43; \frac{M}{m} = 1.195; \frac{\delta m}{m} = 0.195; r = 1.10; \frac{\delta\chi}{\chi_0} = 0.10;$
3. $x = 19, c = -250 MeV : y = 11; \frac{x}{y} = 1.73; \frac{M}{m} = 1.31; \frac{\delta m}{m} = 0.31; r = 1.21; \frac{\delta\chi}{\chi_0} = 0.21,$

где $x = \frac{\Lambda^2}{m^2}, y = \frac{\Lambda^2}{M^2}.$

Литература:

1. Y.Nambu and G. Tona-Lasinio, Phys. Rev., 122, 345 (1961).
2. М.К. Волков, А.Е. Раджабов, УФН, 49, 569 (2006); К.Г. Клименко, Д. Еберт, ТМФ, 150, 95 (2007).
3. E. Quack, S.P.Klevansky, Phys. Rev. c, 49, 3283 (1994); V. Dmitrasinovic, T.H. Shulze, R. Tegen and H.R. Lemmer, Ann. Physics, 238, 332 (1994); D. Blascke, Yu. L. Kalinovsky, G. Röpke, S. Schmidt and M.K.Volkov, Phys. Rev.c, 2394 (1996)4; M. Oertel, M. Buballa and T. Wambach, Phys. Atomic Nuclei, 64, 698 (2001); T.-P. Cheg and L.-F Li, Gauge Theory of Elementary Particle Physics, Clarendon, Oxford (1984).
4. V.E. Rochev, J. Phys. A: Math. Gen., 33, 7379 (2000).
5. H.D. Dahmen, G. Tona-Lasinio, Nuovo sim. A, 52, 807 (1967); А.Н.Васильев, А.К.Казанский, ТМФ, 14, 289(1973); В.Е. Рочев, ТМФ, 51, 22 (1982).
6. V.E. Rochev, ТМФ, 159, 487 (2009).
7. R.G. Jafarov and V.E. Rochev, Centr. Eur. T. Phys., 2, 367 (2004).

İKİÖLÇÜLÜ RELYATIVİSTİK SİNQULYAR OSSİLYATOR MODELİ ÜÇÜN ÜMUMİLƏŞMİŞ KOHERENT HALLAR

İ.H.Cəfərov, Ş.M.Nağıyev, G.R.Novruzova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

[1,2] işlərində relyativistik sonlu-fərq kvant mexanikası [3-5] çərçivəsində harmonik ossilyatorun ikiölçülü modeli verilmişdir. Bu model aşağıdakı sonlu-fərq tənliyi ilə təsvir olunur:

$$H\psi(\vec{r}) = [H_0 + V(\vec{r})]\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (1)$$

burada $\vec{r} = (x, y) = (r\cos\varphi, r\sin\varphi)$ zərrəciyin ikiölçülü radius-vektoru,

$$H_0 = mc^2 \left[ch(i\tilde{\lambda}\partial_r) + \frac{i\tilde{\lambda}}{2r} sh(i\tilde{\lambda}\partial_r) - \frac{\tilde{\lambda}^2}{r(2r+i\tilde{\lambda})} \partial_\varphi^2 e^{i\tilde{\lambda}\partial_r} \right] \quad (2)$$

sərbəst Hamilton operatoru, $\tilde{\lambda} = \frac{\hbar}{mc}$ zərrəciyin Kompton dalğa uzunluğu, $\partial_r = \frac{\partial}{\partial r}$ -dir. (1)

tənliyində relyativistik harmonik ossilyatorun potensial enerjisi

$$V(r) = \frac{m\omega^2}{2} \frac{r+i\tilde{\lambda}}{r+i\tilde{\lambda}/2} r(r+i\tilde{\lambda}) e^{i\tilde{\lambda}\partial_r} \quad (3)$$

şəklindədir.

Aydındır ki, qeyri-relyativistik limitdə, yəni $c \rightarrow \infty$ yaxınlaşmasında (1) tənliyi ikiölçülü qeyri-relyativistik harmonik ossilyator üçün Şredinger tənliyinə çevrilir.

[1,2]-də göstərilmişdir ki, (1) tənliyinin həlləri kəsilməz dual Han çoxhədlililərlə ifadə olunur:

$$\Psi_{n|m}(r) = \left[(-\rho)^{(1/2)} \right]^{-1} R_{n|m}(\rho) \frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (4)$$

burada

$$R_{n|m}(\rho) = C_{n|m} (-\rho)^{(\alpha)} M_\nu(\rho) S_n(\rho^2, \alpha, \nu, 1/2), \quad (5)$$

$$(-\rho)^{(\alpha)} = i^\alpha \frac{\Gamma(-i\rho + \alpha)}{\Gamma(-i\rho)}, \quad M_\nu(\rho) = \omega_0^{i\rho} \Gamma(i\rho + \nu), \quad \rho = r/\tilde{\lambda}, \quad \omega_0 = \hbar\omega/mc^2, \quad a = m^2 - 1/4,$$

$$\alpha = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} - \sqrt{\frac{1}{\omega_0^4} - \frac{4a}{\omega_0^2}} \right)}, \quad (6)$$

$$\nu = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 2 \left(\frac{1}{\omega_0^2} + \sqrt{\frac{1}{\omega_0^4} - \frac{4a}{\omega_0^2}} \right)},$$

(4) dalğa funksiyalarına uyğun enerji spektri belədir:

$$E_{n|m} = \hbar\omega(2n + \alpha + \nu), \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (7)$$

Bu işdə məqsədimiz ikiölçülü relyativistik sinqulyar ossilyator modeli üçün ümumiləşmiş koherent halları müəyyənləşdirmək və tədqiq etməkdən ibarətdir.

2. Baxılan modelin dinamik simmetriya qrupu SU(1,1)-dir. Ona uyğun Li cəbrinin generatorları K_0 və K_\pm aşağıdakı kommutasiya münasibətlərini ödəyir:

$$[K_-, K_+] = 2K_0, \quad [K_0, K_\pm] = \pm K_\pm, \quad (8)$$

Bu generatorlar sonlu-fərq operatorlarıdır:

$$K_0 = \frac{H}{\hbar\omega}, \quad K_\pm = \pm i \left(K_0 - \sqrt{\nu(\nu-1)} e^{-i\partial_\varphi} \right) + \rho. \quad (9)$$

Onların $\Psi_{n|m}(r)$ dalğa funksiyalarına təsiri aşağıdakı kimidir:

$$K_0 \Psi_{n|m|}(r) = (n + \nu) \Psi_{n|m|}(r), \quad (10)$$

$$K_+ \Psi_{n|m|}(r) = \chi_{n+1} \Psi_{n+1|m|}(r), \quad K_- \Psi_{n|m|}(r) = \chi_n \Psi_{n-1|m|}(r),$$

$$\chi_n = \sqrt{n(n + 2\nu - 1)}.$$

Buradan alınır ki,

$$\Psi_{n|m|}(r) = [n!(2\nu)_n]^{-1/2} K_+^n \Psi_{0|m|}(r) \quad (11)$$

3. Dinamik simmetriya qrupu SU (1.1)-in gətirilməyən unitar təsvirinin Hilbert fəzasında koherent halların $\Psi_{|m|}(r, \zeta)$ dalğa funksiyalarını

$$D(\beta) = \exp(\beta K_+ - \beta^* K_-)$$

sürüşmə operatorunun əsas halın $\Psi_{0|m|}(r)$ dalğa funksiyasına təsiri kimi təyin edək, yəni

$$\Psi_{|m|}(r, \zeta) = D(\beta) \Psi_{0|m|}(r) = (1 - |\zeta|^2)^\nu \exp(\zeta K_+) \Psi_{0|m|}(r) \quad (12)$$

burada

$$\beta = -\frac{\tau}{2} e^{-i\phi}, \quad \zeta = -th \frac{\tau}{2} e^{-i\phi}.$$

Qeyd edək ki, (11) və (12)-dən koherent halların $\Psi_{n|m|}(r)$ bazis vektorları üzrə ayrılışını ala bilərik:

$$\Psi_{|m|}(r, \zeta) = (1 - |\zeta|^2)^\nu \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(2\nu)_n}{n!} \right]^{1/2} \zeta^n \Psi_{n|m|}(r) \quad (13)$$

Göstərmək olar ki, (13) koherent halların dalğa funksiyaları düzgün qeyri-relyativistik limitə malikdir.

Ümid edirik ki, aldığımız nəticələr kvant fizikasının müxtəlif sahələrində relyativistik sistemlərin müxtəlif fiziki xassələrinin öyrənilməsində geniş tətbiq oluna bilər.

Ə D Ə B İ Y Y A T

1. Nagiyev Ş.M., Jafarov E.İ., Efendiyev M.Y. Nuovo cimento, 124B (2009), 395.
2. Nağıyev Ş.M., Novruzova G.R. "Fiz. aktual probl." VI Resp. elmi konfr. mater., BDU, 2010, səh. 13.
3. Kadyshesky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B. Nuovo cimento, 55 (1968), 233.
4. Кадышевски В.Г., Мир-Касимов Р.М., Скачков Н.Б., ЭЧАЯ, 2 (1972), 635.
5. Атакишиев Н.М., Мир-Касимов Р.М., Нагиев Ш.М. Теор. и матем. физика, 44 (1980), 47.

VUD - SAKSON POTENSİALLI SAHƏDƏ D - ÖLÇÜLÜ 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 ixtiyari l - halında Vud-Sakson potensialı sahədə əlaqəli hallar üçün D - ölçülü radial Şredinger tənliyi analitik həll edilmiş və ortoqonal Yakobi polinomu ilə ifadə olunan radial dalğa funksiyası tapılmışdır. Həmçinin potensialın V_0 dərinliyindən, radial n_r və orbital l kvant ədədlərindən, D , a , R_0 parametrlərindən asılı məhdud sayda enerji spektri müəyyən edilmişdir.

Sferik simmetrik $V(r)$ potensialı sahədə D - ölçülü radial Şredinger tənliyi aşağıdakı kimidir:

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

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

Yeni $u(r) = r^{\frac{D-1}{2}} R(r)$ funksiyası üçün (1) tənliyi

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - V(r) - \frac{\hbar^2 \left(l + \frac{D-1}{2} \right) \left(l + \frac{D-3}{2} \right)}{2\mu r^2} \right] u = 0 \quad (2)$$

olur. Yeni $\tilde{l} = l + \frac{D-3}{2}$ parametri daxil etsək, (2) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V_{eff}(r)] u = 0, \quad (3)$$

burada $V_{eff}(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2}$ - effektiv potensialdır.

Sferik simmetrik standart Vud-Sakson potensialı [2]

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

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

Vud-Sakson potensialı sahədə $\tilde{l} \neq 0$ qiymətində (3) tənliyini analitik həll etmək mümkün deyil, buna səbəb olan effektiv $V_{eff}(r)$ potensialın orbital mərkəzəqaçma $V_l(r) = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2}$

potensialıdır. Ona görə də yeni $x = \frac{r-R_0}{R_0}$ dəyişənini daxil edib, $r = R_0(1+x)$ və orbital mərkəzəqaçma $V_l(r)$ potensialını $x = 0$ ($r = R_0$) nöqtəsi ətrafında Teylor sırasına ayıraq:

$$V_l(r) = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu r^2} = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2} \cdot \frac{1}{(1+x)^2} = \tilde{\delta} (1 - 2x + 3x^2 - 4x^3 + \dots), \quad (5)$$

burada $\tilde{\delta} = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2}$ - dir. Pekeris approksimasiyasına görə $V_l(r)$ potensialı aşağıdakı kimi götürülür [3-5]:

$$V_l^*(r) = \tilde{\delta} \left(C_0 + \frac{C_1}{1+e^{\alpha x}} + \frac{C_2}{(1+e^{\alpha x})^2} \right), \quad (6)$$

burada $\alpha = R_0/a$ -dir. $V_l^*(r)$ potensialını $x=0$ ($r=R_0$) nöqtəsi ətrafında Teylor sırasına ayırıb, x - in uyğun dərəcələrinin müqayisəsindən C_0, C_1, C_2 sabitlərini tapırıq:

$$C_0 = 1 - \frac{4}{\alpha} + \frac{12}{\alpha^2}; \quad C_1 = \frac{8}{\alpha} - \frac{48}{\alpha^2}; \quad C_2 = \frac{48}{\alpha^2}. \quad (7)$$

Beləliklə, yeni effektiv potensial

$$V_{eff}^*(r) = V_{WS}(r) + V_l^*(r) = \tilde{\delta} C_0 - \frac{V_0 - \tilde{\delta} C_1}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} - \frac{\tilde{\delta} C_2}{\left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^2}$$

olur. Pekeris approksimasiyasına əsasən (3) tənliyində $V_{eff}(r)$ yerinə $V_{eff}^*(r)$ yazsaq və yeni

$z = \left(1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}\right)^{-1}$ dəyişəninə keçsək, alarıq:

$$z^2(1-z)^2 u''(z) + z(1-z)(1-2z)u'(z) + \frac{2\mu a^2}{\hbar^2} [E - \tilde{\delta} C_0 + (V_0 - \tilde{\delta} C_1)z - \tilde{\delta} C_2 z^2] u(z) = 0, \quad (0 \leq z \leq 1). \quad (8)$$

Əlaqəli halların olması üçün $E < 0$ bərabərsizliyi ödənməlidir. Ölçüsüz

$$\varepsilon^2 = -\frac{2\mu a^2 (E - \tilde{\delta} C_0)}{\hbar^2} > 0, \quad \beta^2 = \frac{2\mu a^2 (V_0 - \tilde{\delta} C_1)}{\hbar^2} > 0, \quad \gamma^2 = \frac{2\mu a^2 \tilde{\delta} C_2}{\hbar^2} > 0 \quad (9)$$

parametrləri daxil etsək, (8) tənliyi aşağıdakı şəkllə düşər:

$$u''(z) + \frac{1-2z}{z(1-z)} u'(z) + \frac{-\varepsilon^2 + \beta^2 z - \gamma^2 z^2}{(z(1-z))^2} u(z) = 0. \quad (10)$$

Beləliklə, (10) tənliyinə Nikiforov-Uvarov metodunu tətbiq etsək, ε üçün alarıq:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(n' + \frac{\beta^2 - \gamma^2}{n'} \right) \quad (11)$$

və

$$n' = -n_r + \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 1}{2} \quad (12)$$

burada n_r - radial kvant ədədidir. $\varepsilon > 0$ bərabərsizliyindən $n' > 0$ alınır, yəni

$$0 \leq n_r < \frac{\sqrt{1+4\gamma^2} - 1}{2}. \quad (13)$$

$\beta^2 - \gamma^2 > 0$ bərabərsizliyindən isə

$$V_0 R_0^3 > \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)a}{2\mu} \quad (14)$$

alınır. γ -nin ifadəsini (13)-də yerinə yazsaq, alarıq:

$$0 \leq n_r < \frac{\sqrt{1 + \frac{192 a^4 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{R_0^4}} - 1}{2} \quad (15)$$

$\varepsilon, \beta, \gamma$ parametrlərini və (9) ifadələrini (11)-də nəzərə alsaq, l - halında enerjinin məxsusi qiyməti üçün aşağıdakı ifadəni tapırıq:

$$E_{n,r,l} = \frac{\hbar^2 \tilde{l}(\tilde{l}+1)}{2\mu R_0^2} \left(1 + \frac{12a^2}{R_0^2}\right) - \frac{\hbar^2}{2\mu a^2} \left[\frac{\left(\sqrt{1 + \frac{192\tilde{l}(\tilde{l}+1)a^4}{R_0^4}} - 2n_r - 1\right)^2}{16} + \frac{4\left(\frac{\mu V_0 a^2}{\hbar^2} - \frac{4\tilde{l}(\tilde{l}+1)a^3}{R_0^3}\right)^2}{\left(\sqrt{1 + \frac{192\tilde{l}(\tilde{l}+1)a^4}{R_0^4}} - 2n_r - 1\right)^2} + \frac{\mu V_0 a^2}{\hbar^2} \right] \quad (16)$$

$D=3$ olduqda, $l=0$ halında sistemin əlaqəli halları yoxdur. Çünki, bu halda (14) və (15) bərabərsizlikləri ödənmir. $D>3$ olduqda, $l=0$ halında sistemin əlaqəli halları vardır. (16) ifadəsindən görünür ki, enerjinin məxsusi qiyməti potensialın V_0 dərinliyindən, potensialın R_0 enindən, səthin a qalınlığından və D parametridən asılıdır. Beləliklə, n_r və V_0 üçün müəyyən olunmuş şərtlər, yəni (14) və (15) bərabərsizlikləri ödənərsə, onda əlaqəli hallar mövcuddur və bu halların enerji spektri məhdud saydadır. $D=3$ olduqda, (16) ifadəsi [4] –dəki ifadə ilə üst-üstə düşür.

l - halında $u_{n,r,l}(z)$ radial dalğa funksiyası

$$u_{n,r,l}(z) = C_{n,r,l} z^\varepsilon (1-z)^{\sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2}} P_{n,r,l}^{(2\varepsilon, 2\sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2})}(1-2z),$$

burada $P_{n,r,l}^{(2\varepsilon, 2\sqrt{\varepsilon^2 - \beta^2 + \gamma^2})}(1-2z)$ - Yakobi polinomu və $C_{n,r,l}$ isə

$$\int_0^1 \frac{u_{n,r,l}^2(z)}{z(1-z)} dz = \frac{1}{a} \quad (19)$$

şərtindən tapılan normalayıcı sabitdir.

Ədəbiyyat

- [1] А.Ф. Никифоров, В.Б. Уваров, Специальные функции математической физики, М., Наука, 1984.
- [2] R. D. Woods and D. S. Saxon, Phys. Rev. **95** (1954) 577.
- [3] V. H. Badalov, H. I. Ahmadov and S. V. Badalov, News of Baku University, № 2, (2008) 157.
- [4] V. H. Badalov, H. I. Ahmadov and A. I. Ahmadov, Int.J.Mod.Phys. E **18** (2009) 631 (arxiv:math-ph/0905.2731 V1).
- [5] V. H. Badalov, H. I. Ahmadov and S. V. Badalov, Int.J.Mod.Phys. E **19** (2010) 1463 (arxiv:math-ph/0912.3890 V1).

**YARIİNKLÜZİV $e^-(e^+)N \Rightarrow e^-(e^+)\Lambda^0 X$ PROSESLƏRDƏ
 Λ^0 -HİPERONUN POLYARİZASİYASI**

Abdullayev S.Q., Qocayev M.S.

Bakı Dövlət Universiteti, e-mail: m_qocayev@mail.ru

Yüksək enerjili polyarizə olunmuş leptonların polyarizələnmiş nuklon hədəflərindən dərin qeyri-elastiki səpilmə (DQES) proseslərinin öyrənilməsi kvant rəngdinamikasının müddəalarının yoxlanılmasında və hadronların strukturunun tədqiq edilməsində geniş imkanlara malikdir. Təqdim olunan işdə lepton-nuklon DQES

$$\ell^-(\lambda) + N(h_N) \Rightarrow \ell^- + \Lambda^0(h_\Lambda) + X, \quad (1)$$

$$\ell^+(\lambda) + N(h_N) \Rightarrow \ell^+ + \Lambda^0(h_\Lambda) + X, \quad (\ell^\mp = e^\mp, \mu^\mp) \quad (2)$$

proseslərində yarıinklüziv Λ^0 -hiperonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsi öyrənilmişdir. Burada λ – leptonun spirallığı, h_N və h_Λ – uyğun olaraq nuklon hədəfin və Λ^0 – hiperonun polyarizasiyalarıdır. Yarıinklüziv (1) prosesinin diferensial effektiv kəsiyi

$$\frac{d\sigma(\lambda; h_N; h_\Lambda)}{dx dy dz} = \sum_{q, h_q} f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x) \frac{d\mathcal{C}}{dy} D_{q(h_q)}^{\Lambda(h_\Lambda)}(z) \quad (3)$$

şəklində yazılır, burada $f_{q(h_q)}^{N(h_N)}(x)$ – polyarizə olunmuş kvarkın polyarizə olunmuş nuklonda paylanma funksiyası, $D_{q(h_q)}^{\Lambda(h_\Lambda)}(z)$ – polyarizə olunmuş kvarkın polyarizə olunmuş Λ^0 -hiperona fraqmentasiya funksiyası, $d\mathcal{C}/dy$ – elementar alt proseslərin effektiv kəsikləri, x, y və z isə prosesin kinematik dəyişənləridir.

Elementar lepton-kvark səpilmə $\ell^- q \Rightarrow \ell^- q$ prosesinin diferensial effektiv kəsiyi bərabərdir:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{C}}{dy} = \pi\alpha^2 xs \{ & (1+\lambda)(1+h_q)F_{RR}^2 + (1-\lambda)(1-h_q)F_{LL}^2 + \\ & + (1-y)^2 [(1+\lambda)(1-h_q)F_{RL}^2 + (1-\lambda)(1+h_q)F_{RL}^2] \}, \end{aligned} \quad (4)$$

burada

$$F_{\alpha\beta} = \frac{Q_q}{xys} - \frac{g_\alpha^\ell g_\beta^q}{xys + M_Z^2} \quad (\alpha, \beta=L; R). \quad (5)$$

spiral amplitudlar, \sqrt{s} – kütlə mərkəzi sistemində lepton-nuklon sisteminin tam enerjisi, g_L^ℓ və g_R^ℓ (g_L^q və g_R^q) – leptonun (kvarkın) Z^0 -bozonla sağ və sol əlaqə sabitləri, h_q – kvarkın spirallığıdır.

(3) və (4) düsturları əsasında yarıinklüziv (1) prosesinin effektiv kəsiyi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\lambda; h_N; h_\Lambda)}{dx dy dz} = \pi\alpha^2 xs \sum_q \{ & [f_q^N(x)D_q^\Lambda(z) + h_N h_B \Delta f_q^N(x) \Delta D_q^\Lambda(z)] f_1 + \\ & + [f_{\bar{q}}^N(x)D_{\bar{q}}^\Lambda(z) + h_N h_B \Delta f_{\bar{q}}^N(x) \Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z)] f_2 + [h_N \Delta f_q^N(x) D_q^\Lambda(z) + h_B f_q^N(x) \Delta D_q^\Lambda(z)] f_3 + \\ & + [h_N \Delta f_{\bar{q}}^N(x) D_{\bar{q}}^\Lambda(z) + h_B f_{\bar{q}}^N(x) \Delta D_{\bar{q}}^\Lambda(z)] f_4 \}. \end{aligned} \quad (6)$$

Burada

$$\begin{aligned} f_1 &= (1+\lambda)[F_{RR}^2 \pm (1-y)^2 F_{RL}^2] \pm (1-\lambda)[F_{LL}^2 \pm (1-y)^2 F_{LR}^2], \\ f_2 &= (1+\lambda)[F_{RL}^2 \pm (1-y)^2 F_{RR}^2] \pm (1-\lambda)[F_{LR}^2 \pm (1-y)^2 F_{LL}^2], \\ \Delta f_q^N(x) &= f_{q(+1)}^{N(+1)}(x) - f_{q(-1)}^{N(+1)}(x), \quad \Delta D_q^B(z) = D_{q(+1)}^{B(+1)}(z) - D_{q(-1)}^{B(+1)}(z), \end{aligned}$$

$f_q^N(x)$ və $D_q^\Lambda(z)$ – kvarkın uyğun olaraq adi paylanma və fraqmentasiya funksiyalarıdır.

Yarıinklüziv (2) prosesinin effektiv kəsiyi (6) düsturunda $F_{RR} \Leftrightarrow F_{LR}$, $F_{RL} \Leftrightarrow F_{LL}$ əvəzləmələri aparmaqla alınır.

Λ^0 -hiperonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsi üçün üç müxtəlif halda ifadə alınmışdır. Birinci halda, başlanğıc elektron tam uzununa polyarizə olunmuşdur (antikvarkların payı nəzərə alınmır):

$$P_\Lambda^{(-)}(\lambda = 1) = \frac{\sum_q f_q^N(x) \Delta D_q^\Lambda(z) [F_{RR}^2 - (1-y)^2 F_{RL}^2]}{\sum_q f_q^N(x) D_q^\Lambda(z) [F_{RR}^2 + (1-y)^2 F_{RL}^2]}, \quad (7)$$

$$P_\Lambda^{(-)}(\lambda = -1) = \frac{\sum_q f_q^N(x) \Delta D_q^\Lambda(z) [F_{LL}^2 - (1-y)^2 F_{LR}^2]}{\sum_q f_q^N(x) D_q^\Lambda(z) [F_{LL}^2 + (1-y)^2 F_{LR}^2]}. \quad (8)$$

Nuklon hədəf uzununa polyarizə olduğu halda alırıq:

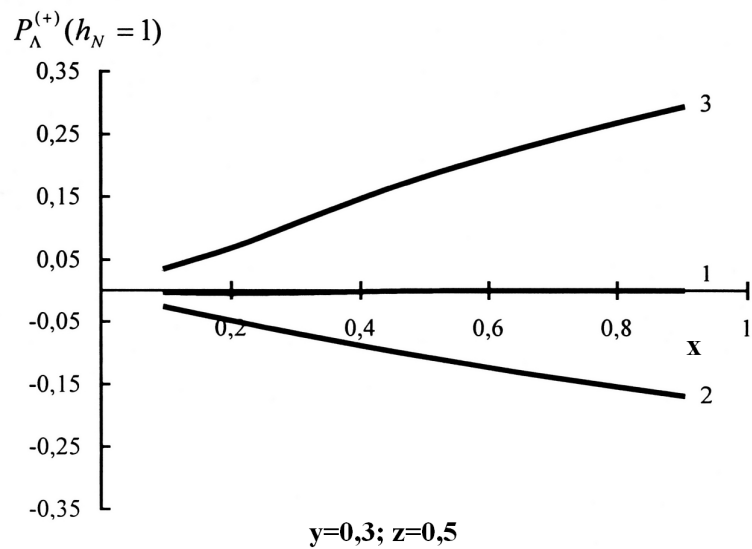
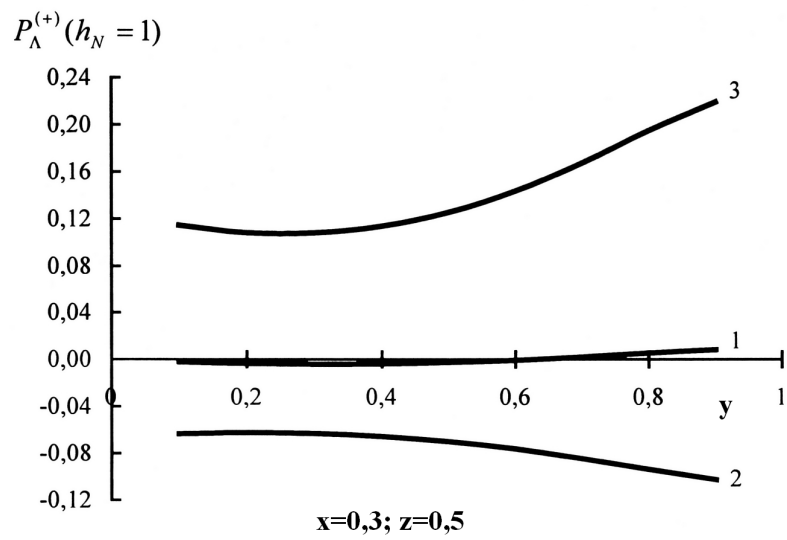
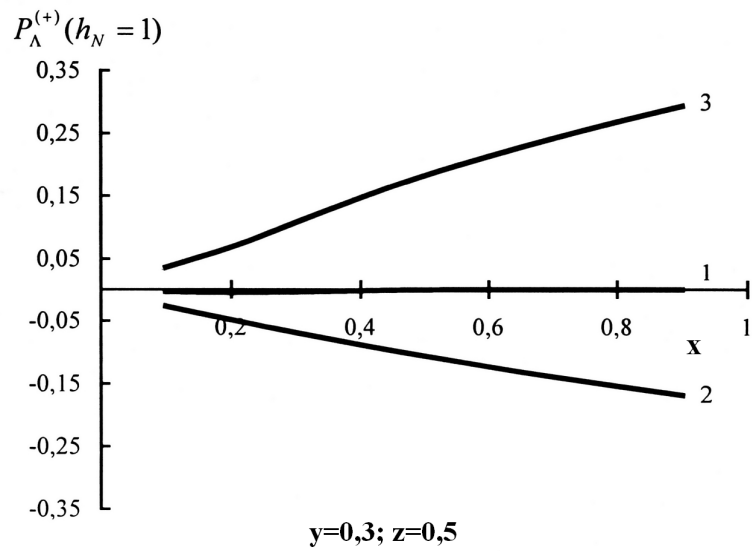
$$P_B^{(-)}(h_N) = \left\{ \sum_q D_q^\Lambda(z) [f_q^N(x) (F_{RR}^2 - F_{LL}^2 - (1-y)^2 (F_{RL}^2 - F_{LR}^2)) + h_N \Delta f_q^N(x) (F_{RR}^2 + F_{LL}^2 + (1-y)^2 (F_{RL}^2 + F_{LR}^2))] \right\} \times$$

$$\times \left\{ \Delta D_q^\Lambda(z) [f_q^N(x) (F_{RR}^2 + F_{LL}^2 + (1-y)^2 (F_{RL}^2 + F_{LR}^2)) + h_N \Delta f_q^N(x) (F_{RR}^2 - F_{LL}^2 - (1-y)^2 (F_{RL}^2 - F_{LR}^2))] \right\}^{-1}. \quad (9)$$

Ən maraqlı hal lepton və nuklon hədəf polyarizə olunmadığı halda Λ^0 -hiperonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsidir:

$$P_\Lambda^{(-)} = \frac{\sum_q f_q^N(x) \Delta D_q^\Lambda(z) [F_{RR}^2 - F_{LL}^2 - (1-y)^2 (F_{RL}^2 - F_{LR}^2)]}{\sum_q f_q^N(x) D_q^\Lambda(z) [F_{RR}^2 + F_{LL}^2 + (1-y)^2 (F_{RL}^2 + F_{LR}^2)]}. \quad (9)$$

Enerjinin $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV}$ (HERA ep-kollayderi) və Vaynberq parametrinin $\sin^2 \theta_w = 0,232$ qiymətlərində (7)-(10) düsturlarından istifadə etməklə $e^\mp p \Rightarrow e^\mp \Lambda^0 X$ proseslərində Λ^0 -hiperonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsinin x, y və z dəyişənlərindən asılılıq qrafikləri qurulmuşdur. $e^+ p \Rightarrow e^+ \Lambda^0 X$ prosesində Λ^0 -hiperonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsi $P_\Lambda^{(+)}(h_N = 1)$ üçün alınmış nəticələr şəkildə təsvir edilmişdir. Kvarkın Λ^0 -hiperona fraqmentasiya funksiyaları üç müxtəlif şəkildə seçilmişdir (qrafiklərdə 1, 2 və 3 ayrıləri). 1-ci modeldə polyarizə olunma dərəcəsi çox kiçik qiymətə malikdir (bu modeldə yalnız s -kvarkın fraqmentasiya funksiyasına $\Delta D_s^\Lambda(z)$ payı nəzərə alınmışdır). İkinci modelə görə Λ^0 -hiperonun polyarizə olunma dərəcəsi mənfidir və -5% -lə -8% arasında dəyişir (bu modeldə u - və d -kvarklarının fraqmentasiya funksiyasına verdiyi payın 20% tərtibində olduğu fərz edilmişdir). Nəhayət, üçüncü modelə görə Λ^0 -hiperonun uzununa polyarizə olunma dərəcəsi müsbətdir, x, y və z dəyişənlərinin artması ilə monoton artır və 35% qiymətinə yaxınlaşır (həmin modeldə u -, d - və s -kvarkların fraqmentasiya funksiyasına verdiyi payın eyni olduğu hesab edilmişdir).



KVANT ÇUXUR STRUKTURLARDA ELEKTRONLAR MƏHDUD ÖLÇÜLÜ FONONLARDAN SƏPİLDİKDƏ İŞIĞIN SƏRBƏST YÜKDAŞIYICILAR İLƏ UDULMASI.

H.B.İbrahimov, R.Q. Abaszadə, G.İ.Ağahüseynova
Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti

Kvant çuxur strukturlarda sərbəst yükdaşıyıcılar ilə işığın udulması optik udulmanın təyini üçün praktiki cəhətdən vacibdir. Sərbəst yükdaşıyıcılar ilə işığın udulması, yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmlərini öyrənmək üçün ən güclü üsullardan biridir.

En kəsiyi düzbucaqlı olan kvant naqildə enerji spektri və dalğa funksiyası aşağıdakı düstur ilə verilir:

$$E_{kjl} = E_k + E_j + E_l = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + j^2 E_a^0 + l^2 E_b^0$$

$$E_a^0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* L_x^2}, E_b^0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* L_z^2}, j, l = 1, 2, 3 \quad (1)$$

$$\Psi_{kjl} = \left[2 / (L_y L_z L) \right]^{1/2} \sin(\pi j y / L_y) \sin(\pi l z / L_z) \exp(ikx) \quad (2)$$

Sərbəst yükdaşıyıcılar ilə işığın udulması prosesində eyni vaxtda üç cisim (elektron, foton və fonon, yaxud başqa səpilmə mexanizmlərindən biri) iştirak etdiyinə görə məsələyə ikinci tərtib həyəcənlaşma nəzəriyyəsi ilə baxmaq lazımdır, hansı ki, hesab edilir ki, başlanğıc və son hallar arasında aralıq, yaxud virtual hal var.

Kvant çuxur strukturlarda məhdud ölçülü fononların iştirakı ilə sərbəst yükdaşıyıcılar ilə işığın udulmasına baxaq. Digər səpilmə mexanizmləri ilə işığın udulması [1-4] işlərində baxılmışdır. Udulma əmsalı belə təyin olunur:

$$\alpha = \frac{\varepsilon^{1/2}}{n_0 c} \sum_i W_i f_i \quad (3)$$

burada n_0 - şüalanma sahəsində fotonların sayı, i - başlanğıc halları göstərir, f_i - sərbəst yükdaşıyıcıların paylanma funksiyası, W_i keçid ehtimalıdır və aşağıdakı düsturla təyin olunur

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{fq} \left[\left| \langle f | M_+ | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega - \hbar\omega_q) + \left| \langle f | M_- | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega + \hbar\omega_q) \right] \quad (4)$$

burada E_i və E_f uyğun olaraq elektronların başlanğıc və son hallarını xarakterizə edir. $\hbar\Omega$ - fotonun enerjisi, $\hbar\omega_q$ - fononun enerjisi və $\langle f | M_{\pm} | i \rangle$ - elektron, foton və fonon qarşılıqlı təsirdə olduqda başlanğıc haldan son hala keçidin matrisa elementidir.

Bu keçidin matrisa elementi belə təyin olunur:

$$\langle f | M_{\pm} | i \rangle = \sum_{\alpha} \left(\frac{\langle f | H_R | \alpha \rangle \langle \alpha | V_s | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} \mp \hbar\omega_q} + \frac{\langle f | V_s | \alpha \rangle \langle \alpha | H_R | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} - \hbar\Omega} \right) \quad (5)$$

i, α, f indeksləri elektronun başlanğıc, aralıq, son hallarını göstərir və k, n, l kvant ədədlərinin məcmuu, H_R - elektron-foton qarşılıqlı təsirin Hamilton operatoru, V_s elektron- fonon qarşılıqlı təsirin operatorudur.

$$f_{kjl} = \frac{(2\pi)^{3/2} \hbar n_e ab}{\gamma \delta (m^* K_B T)^{3/2}} \exp\left[-\frac{j^2 E_a^0 + l^2 E_b^0}{K_B T}\right] \exp\left(-\frac{\hbar^2 k^2}{2m^* K_B T}\right) \quad (6)$$

$$\gamma = \sum_j \exp\left(-\frac{j^2 E_a^0}{K_B T}\right), \quad \delta = \sum_l \exp\left(-\frac{l^2 E_b^0}{K_B T}\right)$$

Elektron-foton qarşılıqlı təsirinə matrisa elementi belədir:

$$\langle k'n'l' | H_R | knl \rangle = -\frac{e\hbar}{m^*} \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega \epsilon}\right)^{1/2} (\epsilon k) \delta_{kk'} \delta_{nn'} \delta_{ll'} \quad (7)$$

Burada ϵ - yüksək tezlikli dielektrik sabiti, n_0 - şüalanma sahəsində fotonların sayı, V - kristalın həcmi, ϵ - polyarizasiya vektorudur. Elektromaqnit dalğası naqilin x oxu istiqamətində polyarizə olub.

$$H_{LO} = 2\alpha' \sum_{k_x} e^{ik_x x} \left\{ \sum_{m=1,3,5,\dots} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{\cos(m\pi y/L_y) \cos(n\pi z/L_z)}{[k_x^2 + (m\pi/L_y)^2 + (n\pi/L_z)^2]^{1/2}} [A_{LO}(k_x) + A_{LO}^+(-k_x)] + \right. \quad (8)$$

$$+ \sum_{m=1,3,5,\dots} \sum_{n=2,4,6,\dots} \frac{\cos(m\pi y/L_y) \sin(n\pi z/L_z)}{[k_x^2 + (m\pi/L_y)^2 + (n\pi/L_z)^2]^{1/2}} [A_{LO}(k_x) + A_{LO}^+(-k_x)]$$

$$+ \sum_{m=2,4,6,\dots} \sum_{n=1,3,5,\dots} \frac{\sin(m\pi y/L_y) \cos(n\pi z/L_z)}{[k_x^2 + (m\pi/L_y)^2 + (n\pi/L_z)^2]^{1/2}} [A_{LO}(k_x) + A_{LO}^+(-k_x)]$$

Kvant strukturlarda elektronlar məhdud ölçülü fononlardan sərbəst yükdaşıyıcılar ilə işığın udulması üçün aşağıdakı ifadəni alırıq :

$$\alpha = \frac{3\pi^{3/2} (8/3\pi)^5 e^4 \omega_{LO} n_e}{\sqrt{2} m^{*3/2} \epsilon_0^{3/2} \Omega^3 c L_y L_z (K_B T)^{1/2}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \sum_{jl} \sum_{j'l'} \left\{ N_q \exp\left(\frac{Z_+}{2K_B T}\right) K_0\left(\frac{Z_+}{2K_B T}\right) + \right. \quad (9)$$

$$+ (N_q + 1) \exp\left(\frac{Z_-}{2K_B T}\right) K_0\left(\frac{Z_-}{2K_B T}\right) - N_q \frac{(b^2 - Z_+^2)}{(K_B T)^2} F(Z_+) - (N_q + 1) \frac{(b^2 - Z_-^2)}{(K_B T)^2} F(Z_-) \left. \right\}$$

Burada $K_n(x)$ modifikasiya olunmuş ikinci növ n -ci tərtib Bessel funksiyasıdır.

$$b = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_z^2}, \quad (10)$$

$$F(Z_\pm) = \int_0^\infty \frac{e^{-x} dx}{\sqrt{x(x + Z_\pm / K_B T)} (4bx / K_B T + (Z_\pm + b)^2 / (K_B T)^2)}$$

Ədəbiyyat

1. S.S. Kubakaddi and B.G. Mulimani, J.Phys.C: State Phys. **18**, 6647 (1985).
2. H. Adamska and N. Spector, J.Appl. Phys. **59** pp.619 (1986).
3. Wu Chhi-Chong, Lin Chau-Jy Physica B **316-317** pp.346 (2002).
4. H.B. Ibrahimov, J.Phys.: Condens Matter **15**, 1427 (2003).
5. H.B. Ibrahimov J.Phys.: Condens. Matter **14**, 8145 (2002).

ELECTROMAGNETIC COUPLING CONSTANT FOR Δ BARYONS IN A HARD-WALL AdS/QCD MODEL

Sh. Mamedov

*Institute for Physical Problems of Baku State University, Z. Khalilov 23, AZ1148, Baku,
e-mail: sh_mamedov@bsu.az*

In this model in order to obtain one spin 3/2 baryon with left and right hand components in the boundary theory it is introduced to two Rarita-Schwinger (R-S) fields in the bulk theory [1]. On mapping bulk fields to boundary operators one of the bulk R-S fields gives left hand component of the boundary baryon and second one maps into the right hand component of this baryon. Extra components of mapped bulk fields are eliminated by boundary conditions, that give mass spectrum of excited states of baryon. Let us present some formulae from this AdS/CFT correspondence.

The action for the R-S field in AdS₅ is the extension of 4D action to 5D and is given by [1]

$$\int d^5x \sqrt{G} (i\bar{\Psi}_A \Gamma^{ABC} D_B \Psi_C - m_1 \bar{\Psi}^A \Psi_A - m_2 \bar{\Psi}_A \Gamma^{AB} \Psi_B)$$

Γ^{ABC} and Γ^{AB} are defined by means of Γ matrices.

States of spin 3/2 particle, contain extra components, which correspond to spin 1/2 particle. These extra components in 5D space are projected out applying additional Lorentz- covariant constraint

$$e_A^M \Gamma^A \Psi_M = 0.$$

Taking into account these conditions in Rarita-Schwinger equations gives a set of Dirac equations for the remaining components

$$(iz\Gamma^A \partial_A + 2i\Gamma^5 - m_-)\psi_\mu = 0$$

Fourier transform in 4D for this bulk spinors will be

$$\Psi_{L,R}(x, z) = \int d^4p e^{-ipx} F_{L,R}(p, z) \Psi_{L,R}(p) \quad (1)$$

and 4D spinors obey 4D Dirac equation. Solution to 5D Dirac equation is related to Bessel function

$$F_{L,R} = C z^{5/2} J_{m_\pm \mp 1/2}(|p|z) \quad (2)$$

There are four different Δ baryons and electromagnetic couplings for them are different. We can use isospin operators applied in [3] for description isotopic structure of $\gamma\Delta\Delta$ interaction vertex. Only four-dimensional unit matrix I and diagonal operator

$$T_3 = \begin{pmatrix} 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3 \end{pmatrix}$$

will contribute to electromagnetic couplings. Four different Δ baryons Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , and Δ^- correspond to different eigenvalues of this operator. These baryons correspondingly have charges $Q_1 = 2, Q_2 = 1, Q_3 = 0, Q_4 = -1$. Let us write in 5D AdS space-time a Lagrangian for interaction of Δ baryon with photon γ . According to AdS/CFT correspondence the gauge symmetry in the bulk is same with the flavor symmetry in the boundary. So, isotopic structure of vector field V_N in the bulk will be

$$V_N = V_N^s \frac{I}{2} + V_N^v \frac{T_3}{2}$$

where, V_N^s and V_N^v are isoscalar and isovector parts of vector field. In the simplest case they have same profile functions and so we can take $V_N = V_N^s = V_N^v$. It is obvious that 5D wave functions contain isotopic parts, which are eigenvectors of T_3 operator:

$$\zeta^1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \zeta^2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \zeta^3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \zeta^4 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \zeta^5 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

The vector field V_N in momentum space obeys Bessel's equation over the fifth coordinate z and has a Bessel function expression [3]:

$$\tilde{V}(q, z) = V_\mu(q) \frac{V(q, z)}{V(q, z)}, \quad V(Q, z) = Qz \left[\frac{K_0(Q, z_m)}{I_0(Q, z, \{m\})} I_1(Q, z) + K_1(Q, z) \right] \quad (3)$$

Here $I_1(Q, z)$ and $K_1(Q, z)$ are Bessel functions. ($Q = \sqrt{-q^2}$). For the photon field $V_\mu(q) = \varepsilon_\mu$ is

photon polarization vector.

Lagrangian in 5D bulk theory will be written

$$L = \sum_{i=1}^4 L_i = \bar{\Psi}_{1A} \Gamma^N V_N \Psi^{1A} + \bar{\Psi}_{2A} \Gamma^N V_N \Psi^{2A}. \quad (4)$$

Here Ψ^{1A} is 5D R-S field describing left hand component of Δ baryons in the boundary and Ψ^{2A} is 5D R-S field describing right hand component of Δ baryons in the boundary. The terms L_i correspond to four different Δ baryons. The matrix element of current of this interaction has following expression:

$$j^\alpha = \frac{\delta S}{\delta V_R(q)} = Q_i \int d^4 p d^4 p' \bar{u}^\mu(p') \gamma^\alpha u_\mu(p) \int_0^{z_m} dz \frac{V(qz)}{z^2}$$

$$\times [F_{1L}^*(|p'|z) F_{1L}(|p|z) + F_{1R}^*(|p'|z) F_{1R}(|p|z) + F_{2L}^*(|p'|z) F_{2L}(|p|z) + F_{2R}^*(|p'|z) F_{2R}(|p|z)]$$

Here z_m is related by Λ parameter of QCD. This current corresponds to Δ baryon's current matrix element in the boundary and from the comparison we can write coupling constant of $\gamma\Delta\Delta$ interaction vertex:

$$g_{\gamma\Delta\Delta}^i = Q_i \int_0^{z_m} dz \frac{V(qz)}{z^2} [F_{1L}^*(|p'|z) F_{1L}(|p|z) + F_{1R}^*(|p'|z) F_{1R}(|p|z) + F_{2L}^*(|p'|z) F_{2L}(|p|z) + F_{2R}^*(|p'|z) F_{2R}(|p|z)]$$

(5)

REFERENCES

1. H. C. Ahn, D.K. Hong, C. Park and S. Siwach, Phys. Rev. D80, 054001, 2009
2. Z. Abidin and C. Carlson, Phys. Rev.D80, 115010, 2009
3. V. Pascalutsa and M. Vanderhaeghen, Phys. Rev. D73, 034003, 2006

**ПОИСК ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ H_{α} И
ЗНАЧЕНИЙ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ В СПЕКТРЕ ВЫСОКОШИРОТНОГО
СВЕРХГИГАНТА 89 HER (F2 Ibe)**

А.М. Халилов, А.Р. Гасанова, П.Н. Шустарев

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория НАН Азербайджана

На основе спектрограмм, полученных на 2-м телескопе Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО), а также данных других авторов за период 1955-2006 гг. были исследованы изменения профиля линии H_{α} в спектре высокоширотного сверхгиганта 89 Her. Исследования показали, что в атмосфере этой звезды кроме короткопериодических изменений, найденных ранее разными авторами, имеются и долгопериодические изменения. Выявлено, что лучевая скорость и эквивалентная ширина абсорбционного компонента линии H_{α} меняются с периодами 4681,1 и 6553,6 дня, соответственно. В то же время, параметры эмиссионного компонента - W_{em} и R_{em} меняются с периодом 10922.7 дня. Периодические изменения лучевой скорости для эмиссионной компоненты не обнаружены.

Наблюдательные данные. Звезда 89 Her = V 441 = HD 163506 (спектральный класс F2 Ibe, $m_v=5^m.46$) является самым ярким примером звезды типа UU Herculis [1, 2]. Абсолютная звездная величина по оценкам разных авторов находится в интервале между $-6^m \div -9^m$. Звезда расположена на галактической широте $b=21^{\circ}.9$ и на расстоянии $z = 2.6$ кпк от галактической плоскости. 89 Her ведет себя как пульсирующая переменная звезда.

Наблюдения этой звезды были выполнены в 1975 – 2008 г. на 2-м телескопе Шамахинской Астрофизической Обсерватории. Наблюдательный материал и его обработка, более подробно описаны в наших предыдущих работах [3, 4].

Результаты измерения лучевой скорости V_1^{ab} , V_{em} и остаточной интенсивности R_1^{ab} , R_{em} , а также эквивалентной ширины W_{ab} и W_{em} абсорбционного и эмиссионного компонентов приведены в Таблице 1.

Результаты исследования. Имеющиеся у нас наблюдательные данные, полученные в течение длительного интервала времени (> 16000 дней), предоставляют уникальную возможность для определения возможных долгопериодических изменений в атмосфере звезды 89 Her. О возможности таких изменений говорит вид зависимостей, полученных в работах [5, 6], в которых, на основе наблюдательных данных, полученных за меньший период времени, было показано, что лучевые скорости фотосферных линий звезды 89 Her изменяются с периодом 285.8 и 283 дня, соответственно. Однако, практически на всех зависимостях, представленных в этих работах, хорошо видно наличие тренда, возникающего, скорее всего, из-за наличия изменений в атмосфере этой звезды гораздо большего периода.

В настоящей работе приводятся и обсуждаются профили линии H_{α} звезды 89 Her, взятые как из литературы, так и полученные нами, на 2-м телескопе ШАО. В предыдущей работе [3, 4] мы отметили, что абсорбционный профиль линии H_{α} имеет сложную форму. В зависимости от фазы неустойчивости атмосферы звезды он состоит либо из одного, либо из двух или трех компонентов, а эмиссионный компонент постоянно в единственном числе наблюдается на красном крыле линии H_{α} . К сожалению, данных для второго и особенно для третьего компонентов оказалось очень мало. Поэтому мы в настоящей работе в основном анализируем только значения параметров для первого абсорбционного компонента.

Таблица 1. Значение некоторых параметров линии H_{α} сверхгиганта 89 Her, полученные нами и другими авторами.

Дата наблюдения JD 2400000+	H_{α} (6562.816)						
	R_1^{ab}	R_{em}	W_{ab} $m\text{Å}$	W_{em} $m\text{Å}$	V_1^{ab} $км/с$	V_2^{ab} $км/с$	V_{em} $км/с$
35254.12 [7]					-100		
37416.25 [8]	0.80	1.18	3200	191	-100		+50
37863.25 [8]	0.55	1.13	1690	111	-10	-75	+56
39246.25 [8]	0.77	1.4	2083	543	-72		+60
42651.29	0.40	1.13	2370	120	-55	-149	+12
44345.59	0.60	1.11	1840	150	-78		+21
45508.3 [9]	0.69	1.19	1530	160	-80		+25
46676.24	0.76	1.10	2090	60	-39	-78	+25
46683.29	0.80	1.04	2010	20	-49	-76	+27
50733.4 [10]	0.64	1.28	1982	536	-102	-158	+25
51743.45	0.57	1.37	1098	452	-41	-77	+16
51744.34	0.55	1.31	1212	370	-46		+14
51779.31	0.5	1.25	1087	330	-45	-77	+24
53165.42	0.59	1.31	1189	523	-83		+25
53194.42	0.50	1.27	962	478	-82		+30
53236.42	0.61	1.28	1407	429	-98		+19
53246.42	0.62	1.26	1400	500	-98		+18
53568.34	0.60	1.27	2694	562	-124		+29
53949.28	0.63	1.31	2900	630	-152		+25
53980.30	0.66	1.24	3000	500	-140		+19

Измеренные значения лучевых скоростей (V_1^{ab} и V_{em} , абсорбционного и эмиссионного компонентов линии H_{α} , соответственно), эквивалентных ширин (соответственно W_{ab} и W_{em}) и центральных остаточных интенсивностей (соответственно R_1^{ab} и R_{em}), полученные за период в 16565 дней, были нами обработаны методом спектрального анализа. Для этого была использована программа “STATISTICA 6.0” производства компании StatSoft, Inc.

Исследование показали, что в атмосфере этой звезды кроме короткопериодических изменений, найденных ранее разными авторами имеются и долгопериодические изменения. Выявлено, что лучевая скорость и эквивалентная ширина абсорбционного компонента линии H_{α} меняется с периодом 4681.14 и 6553.6 дня, соответственно (Рис 1

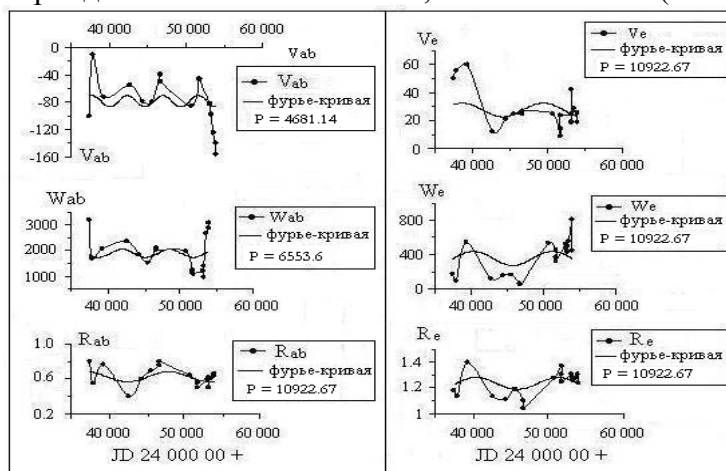


Рис.1. Наблюдательные данные для параметров линии H_{α} звезды 89 Her и соответствующие фурье-кривые наиболее достоверных периодов.

Т. е. полученные значения периодов для абсорбционных параметров отличаются друг от друга, что говорит о достаточно сложной картине физической переменности атмосферы звезды.

Обнаружено, что параметры эмиссионного компонента W_{em} и R_{em} меняются с периодом 10922.67 дня (Рис.1). Периодическое изменение лучевой скорости для эмиссионной компоненты не обнаружено.

Для примера на рис.2 показывается изменение лучевой скорости абсорбционного компонента V_1^{ab} профиля линии H_α по фазам. Начальная эпоха выбрана JD 2451779.31, $V_r = -45$ км/с, $P = 4681^d.14$ дней. Средние кривые аппроксимированы полиномом 6 степени.

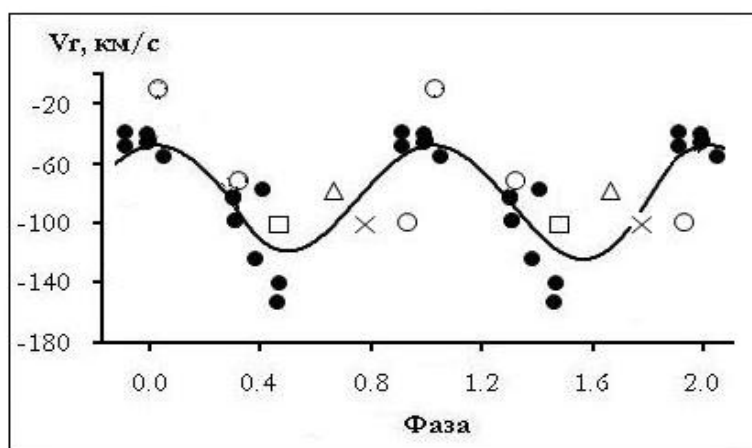


Рис.4. Изменение лучевой скорости абсорбционного компонента V_1^{ab} профиля линии H_α по фазам. Начальная эпоха выбрана JD 2451779.31, $V_r = -45$ км/с, $P = 4681^d.14$ дней. Средние кривые аппроксимированы полиномом 6 степени. На рисунке данных другие авторов обозначены таким образом: \square - Böhm-Vitense [7], \times - Kiss [10], \circ - Sargent [8], Δ - Luck [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sasselov D.D. Variable F-type supergiants far above the Galactic plane. **Inform. Bull. Var. Stars.** (Department of Astronomy University of Sofia, Bulgaria) 1983, № 2314, p.1-2.
2. Sasselov D.D. The UU Her-type stars-Possible tracers of recent star formation at high galactic latitudes. **Astrophys. Space Sci.** 1984, v.102, № 1, p.161-178.
3. Халилов А.М. Периодические изменение лучевой скорости и профилей линии H_α в спектре 89 Her (F2 Ibe). **Вестник Бакинского Университета.** 2008, № 3, с.174-182.
4. Халилов А.М., А.Р. Гасанова Переменность некоторых спектральных линий и профилей линий H_α в спектре 89 Her (F2 Ibe). **АЖ Азербайджана.** 2007, т.2, № 3-4, с.20-25.
5. Ferro A.A Is 89 Herculis a binary star? **PASP.** 1984, v.96, p.641-645.
6. Percy John R., Bakos Akos G., Henry W. Long-term VRI photometry of 89 Herculis (V441). **PASP.** 2000, v.112, p.840-845.
7. Böhm-Vitense E. Variations in the spectrum of 89 Her. **PASP.** 1956, v.68, № 400, p.57-61.
8. Sargent W., Osmer P.S. Evidence for mass loss from the F-type supergiant, 89 Herculis. **In: Mass Loss from Stars,** New York: Springer-Verlag, 1969, pp.57-62.
9. Luck R.E., Bond H.E., Lambert D.L. Chemical compositions of four high-latitude A-F supergiants **Astrophys. J.** 1990, v.357, p.188-203.
10. Kiss L.L., Szatmary K., Vinko J. **Proc. Conf. "The interaction of stars with their environment II"**, Budapest, Hungary, 2003, p.123-126. Bibliographic Code: 2003CoKon.103.123K

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОШИРОТНОГО
СВЕРХГИГАНТА 89 HER (F2 Ibe)**

А.М.Халилов, А.Р.Гасанова, З.А.Самедов

Шамахинская Астрофизическая Обсерватория НАН Азербайджана

С использованием спектрограмм полученных на 2-м телескопе Шамахинской Астрофизической Обсерватории и на основе моделей атмосфер Куруца определены параметры атмосферы и химического состава высокоширотного сверхгиганта 89 Her. Сравнение полученных результатов показывает, что в 89 Her содержание Fe понижено, однако обилие C и S показывает избыток по отношению к нормальным сверхгигантам Населения I. Отмечено, что химический состав высокоширотных сверхгигантов отличается от нормальных сверхгигантов Населения I. Исследование подтверждает гипотезу о том, что высокоширотные F – сверхгиганты – объекты на стадии ухода с асимптотической ветви гигантов (ABГ).

Наблюдательные данные. Звезда 89 Her (спектральный класс F2 Ibe, $m_v = 5^m.43$) расположена на галактической широте $b=21^\circ.9$ и расстоянии от галактической плоскости $z=2.2$ кпк. Абсолютная звездная величина, по сообщениям разных авторов оценивается от -6^m до -9^m . Наблюдения этой звезды были выполнены в 1980 г. в фокусе Кудэ 2-м телескопа Шамахинской Астрофизической Обсерватории (ШАО) с разрешением $0,3 \text{ \AA}$ и (обратной) дисперсией $8 - 12 \text{ \AA/мм}$ для синей и красной областей спектра, соответственно. Отождествлены более 300 линий и определены их эквивалентные ширины W_λ и центральные глубины R_λ . Наблюдательный материал и его обработка, а также методика определения химического состава и других параметров этой звезды более подробно описаны в наших предыдущих работах [1].

Результаты исследования. На существование сверхгигантов типа А и F лежащих в высоких галактических широтах, впервые указал Bidelman [2]. Из этих звезд он отметил, HR 6144, 89 Her, и HD 161796, спектральных классов A7 Ib, F2 Ibe и F3 Ib, и видимыми звездными величинами $m_v = 6^m.53$, $m_v = 5^m.5$ и $m_v = 7^m.21$, соответственно. Галактическая широта этих звезд лежит в пределах 22° или больше. До сих пор (прошло более пятидесяти лет с момента открытия), эволюционный статус этих объектов остается неясным. Предложено несколько вариантов, объясняющих эволюционный статус высокоширотных сверхгигантов:

- 1) молодые, массивные звезды, которые недавно сформировались и «убежали» на большое расстояние от галактической плоскости;
- 2) старые, мало-массивные звезды - эти звезды в конце эволюции достигают высокой светимости;
- 3) они - результат эволюции двойной системы звезд.

Как известно, некоторые шаровидные скопления содержат звезды класса А или F, лежащих на несколько величин выше от горизонтальной ветви. Самый известный пример- HD 116745=ROA 24 в ω Centauri [3], которая ($M = - 3.1$) является самой типичной для скопления NGC 5986. Это скопление содержит два таких объекта [4]. Присутствие этих сверхгигантов в шаровых скоплениях показывает, что звезды малой массы могут достигнуть высоких светимостей во время их развития. Среди поля звезд, исследованы химические составы звезд типа А и F: BD+39°4926, HR 4912, HD 46703 и HR 4049 (см. [5-7]). Эти исследования показали небольшой дефицит железа (см. табл.1).

Табл.1. Химический состав некоторых высокоширотных сверхгигантов и нормальных сверхгигантов населения I.

Содержание	HR 6144	HD 161796	89Her		HR 7671	HD 46703	HR 4912	BD +39°4926	Нормал. сверхгиг. Насел. I
			Luck 1990	наши данные					
lg ϵ (Li)	---	< 1.6	< 1.6		2.4	---	---	---	
[Fe/H]	-0.4	-0.3	-0.4	-0.9	-1.1	-1.6	-1.2	-2.9	0.0
[C/Fe]	+0.3	+0.3	+0.3	+0.6	-0.3	+1.0	+1.0	+2.5	-0.6
[N/Fe]	+0.9	+1.1	+0.6	-	+0.1	+1.8	+0.6	+2.5	0.5
[O/Fe]	+0.3	+0.4	+0.1	-	-0.3	+1.1	+0.9	2.8	-0.3
[A/Fe]	+0.5	+0.4	+0.2	-	+0.4	-0.1	+0.4	+0.6	
[S/Fe]	+0.4	+0.7	+0.1	0.63	+0.2	+1.2	+0.2	+3.0	0.0
[Na/Fe]	+0.8	+0.5	+0.5	1.1	+0.5	---	---	---	

В спектрах 89 Her [8, 9], HD 161796 [10], и HR 4049 [7] найдены сильные инфракрасные избытки. Предполагается, что эти звезды окружены большим количеством пыли. Околосветные эмиссионные линии CO и OH, были исследованы в спектрах звезда HD 161796 и 89 Her [11]. Пыль и газ, окружающие эти объекты, говорят об обширной потере массы, когда звезды были близки к типу асимптотической ветви гигантов (АВГ). Химический состав высокоширотного сверхгиганта может дать дополнительную информацию относительно их эволюционного статуса. Как уже было сказано, дефицит металлов (см. табл. 1.), найденный для четырех высокоширотных сверхгигантов, указывает на их связь с членством в старом населении. Для исследования эволюционного статуса этих звезд мы сравнили химический состав четырех высокоширотных сверхгигантов. Установлено низкое содержание металлов у высокоширотных сверхгигантов в отличие от сверхгигантов Населения I, для которых имеются сходные солнечному металлические свойства: $\langle [Fe/H] \rangle = +0.03$ со средним квадратичным отклонением 0.12, на основе 41 соседнего сверхгиганта F-K [12].

Углерод, азот и кислород помогают проследить в атмосферах звезд продукты горения гелия и водорода в эволюционирующих звездах. Из табл.1 видно, что высокоширотные сверхгиганты не показывают свойственного для типичных сверхгигантов Населения I содержания CNO: $\langle [C/Fe] \rangle = -0.56$, $\langle [N/Fe] \rangle = +0.46$, и $\langle [O/Fe] \rangle = -0.35$ [12].

Звезды с небольшим дефицитом металлов ($[Fe/H] = -0.4$) указывают на образование их в толще диска Галактики. Углерод и азот оба являются избыточными для всех трех звезд, однако кислород является избыточным только в первых двух, что указывает на то, что продукты горения водорода и гелия были смешаны на звездной поверхности. Кроме того, несколько звезд из программы показывают эмиссии в крыльях линии H_{α} и сильные инфракрасные избытки. Эти два свойства не типичны для массивных сверхгигантов Населения I.

Также интересно было сравнить наши результаты с результатами, полученными для других F-сверхгигантов, находящихся на различных расстояниях от галактической плоскости. Для сравнения были выбраны четыре сверхгиганта класса F, которые находятся на разных стадиях эволюции. Звезда γ Cyg ($V=2^m.24$, F8 Ib, $z = 6$ пс) является нормальным сверхгигантом [13]. Полярная звезда α UMi ($V=1^m.95 \div 2^m.05$, F8 Ib) принадлежит к группе долгопериодических цефеид, т.е. попадает в область пульсационной нестабильности на диаграмме спектр-светимость [13]. Звезда ρ Cas ($V = 4^m.1 \div 6^m.2$, F8 Iap, $z = -90$ пс) - сверхгигант очень высокой светимости [14]. По характеру изменения блеска её отнесли к группе переменных звёзд типа R Северной Короны. Сверхгигант ϕ Cas ($V=5^m.0$ [15], спектральный класс F0 Ia) находится на расстоянии от галактической плоскости $z = -150$ пс.

На рис.1 сравнивается химический состава 89 Her и других F-сверхгигантов. Видно, что величина содержания химических элементов в 89 Her в среднем уменьшается с увеличением атомного веса по сравнению с отмеченными F-сверхгигантами.

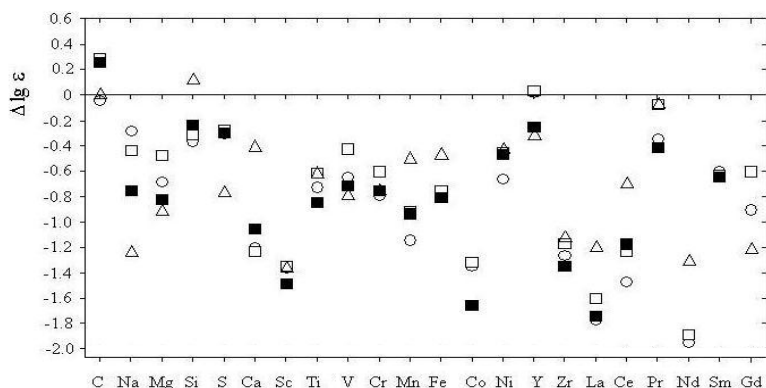


Рис.1. Сравнение содержания элементов в атмосферах 89 Her и других F – сверхгигантов (○ – α Umi, □ – γ Cyg, ■ – ρ Cas, Δ – φ Cas).

Однако содержание углерода показывает повышенное значение в среднем на 0.15 dex. Имеется дефицит редкоземельных элементов в атмосфере 89 Her по сравнению с атмосферами других F-сверхгигантов. Аномалия химического состава 89 Her относительно Солнца и других F-сверхгигантов найденная нами и другими авторами [1, 16, 7] еще раз доказывает, что это звезда не типична для массивных сверхгигантов Населения I. Предполагается, что высокоширотные сверхгиганты - звезды малой массы в эволюционной стадии АВГ (наличие пылевой оболочки – протопланетарной туманности).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Халилов А.М., Самедов З.А., Гасанова А.Р. Исследование сверхгиганта 89 Her. **Москва (РФ) Астрономический журнал.** 2008, т.85, № 10, с.940-945.
2. Bidelman W. P. Spectral Classification of Stars Listed in Miss Payne's Catalogue of C Stars. **Ap. J.** 1951, v.113, p.304-308.
3. Diskens R.J. and Powell A.L.T., An abundance analysis of the F – type giant HD 116745 in the globular cluster Omega Centauri. **Mon. Not. R. Astr. Soc.** 1973, 161, p.249-255.
4. Bond H.E. A Slitless-Spectroscopic Survey of the Nearer Globular Clusters. **Bull. American Astron. Soc.** 1977, v.9, pp.601.
5. Luck R.E. The chemical compositions of nine southern supergiant stars. **Astrophys J.** 1979, v.232, p.797-806.
6. Luck R.E., Bond H.E. The chemical compositions of 26 distant late-type sypergiants and the metallicity gradient in the galactic disk. **Ap.J.** 1980, v.241, p.218-227.
7. Luck R.E., Bond H.E., Lambert D.L. Chemical compositions of four high – latitude A – F supergiants. **Astrophys. J.** 1990, v.357, p.188-203.
8. Humphreys R.M., Ney E.P. Infrared stars in binary systems. **Astrophys. J. Lett.** 1974, v.190, p.339-347.
9. Humphreys R.M., Ney E.P. Supergiant binary stars. **Ap.J.** 1974, v.187, p.75-79.
10. Parthasarathy M., Pottasch S. R. The far – infrared (IRAS) excess in HD 161796 and related stars. **Astron. Astrophys.** 1986, v.154, p.16-19.
11. Bujarrabal V., van Winckel H., Neri R., Alcolea J., Castro-Carrizo A., Deroo P. The nebula around the post-AGB star 89 Her. **Astron. Astrophys.** 2007, v.468, L45-L48.

12. Luck R.E., Lambert D.L. Carbon, nitrogen, and oxygen in intermediate-mass supergiants - Is oxygen underabundant? **Astrophys. J.** 1985, v.298, p.782-791.
13. Боярчук А.А., Любимков Л.С., Детальный анализ сверхгигантов класса F. Распределение микротурбулентности и содержание элементов в атмосферах звезд γ Cyg и α UMi. **Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв.** 1981, т.64, с.3-12.
14. Боярчук А.А., Любимков Л.С. Детальный анализ сверхгигантов класса F. Распределение микротурбулентности и содержание элементов в атмосфере ρ Cas. **Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв.** 1983, т.66, с.130-139.
15. Гасанова А.Р. Халилов А.М. Атмосфера сверхгиганта ϕ Cas (F0Ia). II. Определение физических параметров и химического состава. **Циркуляр ШАО.** 2003, т.106, с.37-38.
16. Клочкова В.Г., Панчук В.Е. F – Сверхгиганты на высоких галактических широтах. **Письма в АЖ.** 1988, №10, с.933-939.

KOMET TƏHLÜKƏSİ PROBLEMLƏRİ HAQQINDA

Ələvsət Səfər oğlu Dadaşov
AMEA Naxçıvan Bölməsi
E-mail: dadal54@mail.ru

Məlum olduğu kimi, Günəşin ətrafında 8 planetdən başqa, Günəş sisteminin kiçik cisimləri adlanan çoxlu sayda asteroidlər, kometlər və meteoroidlər də dövr etməkdədir. Müxtəlif qravitasiya və qeyriqravitasiya mənşəli qüvvələrin təsiri altında bunlardan bəzilərinin orbitləri dəyişikliyə uğrayır. Bu cisimlərdən bir hissəsi yuxarıdakı səbəbdən, Yer orbiti ilə kəsişən orbitlərdə hərəkət edərək, Yerlə toqquşma təhlükəsini yaradır.

Bir sıra alimlər hesab edirlər ki, kometlər Yerlə toqquşaraq qəzalara səbəb olmaqla yanaşı, həm də çox yüksək temperaturda formalaşan bu planeti, soyuduqdan sonra praktik olaraq su və bəzi üzvi molekullarla da təmin etmişlər ki, bunlar da sonradan Yerdə həyatın formalaşmasına təkan vermişdir.

Faktlar göstərir ki, tez və ya gec, Yer kürəsini toqquşma təhlükəsi gözləyir. Hesablamalar göstərir ki, diametri bir kilometrədən böyük olan kosmik cismin Yerlə toqquşması birbaşa dağıntılardan əlavə, iqlimin uzunmüddətli dəyişilməsinə və canlı aləmin böyük hissəsinin məhvinə səbəb ola bilər [1].

Ona görə, astronomiyanın əsas məsələlərindən biri də, Yerin kiçik səma cisimləri ilə toqquşma problemlərinin öyrənilməsi, mümkün sayılan toqquşmaların başvermə tezliyinin və nəticələrinin hərtərəfli qiymətləndirilməsidir. Hazırda bir sıra inkişaf etmiş ölkələr asteroid-komet təhlükəsi problemlərini öyrənən proqramlar həyata keçirməkdədirlər. Bu proqramlarda ölçüləri bir kilometrədən böyük olan və Yerə yaxınlaşan komet və asteroidləri müəyyən etmək və müntəzəm izləmək nəzərdə tutulur [2].

Yuxarıda deyilənlərdən aydın olur ki, Komet-Yer toqquşması hər zaman gözlənilən hadisədir. Əsas məsələ, Yerin hər hansı kometlə toqquşması təhlükəsinin nə dərəcədə real olmasıdır.

Riyazi dildə desək, məsələ komet və Yer orbitlərinin praktik olaraq eyni bir nöqtədə kəsişməsi ehtimalının tapılmasından ibarətdir. İntuitiv olaraq, bu ehtimalın çox kiçik olduğu aydındır. Müşahidələr göstərir ki, il ərzində orta hesabla 10-a yaxın komet Yer orbitini kəsir. Toqquşmanın mümkün olması üçün, bu kometlərdən heç olmazsa biri və Yer eyni zamanda orbitlərin kəsişmə nöqtəsində olmalıdırlar. Aydındır ki, bu hadisənin ehtimalı $(R/r)^2$ nisbəti ilə təyin olur, burada R -Yerin, r - isə Yer orbitinin radiuslarıdır. Buradan, t zamanı ərzində N sayda kometin Yerlə toqquşma ehtimalını hesablamaq üçün aşağıdakı düstür alınır:

$$P=(R/r)^2 Nt$$

- burada $N = 10$, $t = 1$ il, $R = 6371$ km, $r = 1,49 \cdot 10^8$ km olduğunu nəzərə alsaq, $P = 1,8 \cdot 10^{-8}$ alarıq. Bu o deməkdir ki, kometin yerlə toqquşma şansı il ərzində təqribən əlli milyonda birə bərabərdir, $t = 4,5$ milyard il qəbul edərək, Yer kürəsinin bütün mövcud olduğu müddətdə 82 dəfə toqquşma baş verməsi mümkün sayıla bilər. Bu ehtimal çox kiçikdir. Nəzərə alsaq ki, hər il 5-10 yeni komet kəşf olunur, komet təhlükəsi faktorunun Yer tarixində vacib amil olduğunu təsdiq etməliyik.

Bütün optimist və pessimist baxışları nəzərə alaraq, 10-20 milyon ildə bir dəfə Yer üçün komet təhlükəsinin ciddi olduğunu söyləmək olar.

ƏDƏBİYYAT:

1. Марочник Л.С. Свидание с кометой. Москва: Наука, 1985, 205 с.
2. Труды ИПА РАН, Вып.9, С-Петербург: 2003, 218 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ СИСТЕМЫ НЕФТЯНОЙ ПЛАСТ – ГАЗЛИФТНАЯ СКВАЖИНА

Бабанлы В.Ю.

Институт Прикладной Математики БГУ

Как известно, разработка нефтяных и газовых месторождений производится в нескольких этапах. На начальном этапе, после вскрытия пласта скважиной происходит фонтанный период эксплуатации месторождения. В этом периоде добыча производится за счет упругой пластовой энергии. По мере исекания пластовой энергии уменьшается приток нефти к скважине и вынос ее на поверхность. В этом случае с целью увеличения пластовой энергии применяют различные методы воздействия на пласт. Такими методами являются закачка воды в законтурную область, термовоздействие, применение поверхностно-активных веществ т. д.

После того, как такие воздействия на пласт становятся невозможными или неэффективными применяются другие способы.

Одним из таких эффективных методов является газлифтный способ добычи нефти.

Сущность газлифтного способа добычи нефти заключается во введении в поток жидкости в стволе скважины дополнительного газа для создания газо жидкостной смеси, с плотностью меньшей, чем у чистой нефти. В это время из-за уменьшения веса жидкости в стволе скважины уменьшается забойное давление, что способствует притоку жидкости к забою скважины и выносу нефти на поверхность.

Надо отметить, что эффективность газлифтного способа добычи нефти существенно зависит от глубины места ввода газа в затрубное пространство поднимающегося потока. Чем больше глубина ввода газа, тем полнее используется энергия закачиваемого газа. А увеличение глубины ввода достигается повышением давления закачки газа до определенного предела и применением газлифтных клапанов. Надо учесть и диаметр трубы.

Так как после иссякания пластовой энергии заканчивается фонтанный период эксплуатации и прекращается вынос нефти на поверхность, забойное давление скважины начинает постепенно увеличиваться до тех пор пока не достигнут значения пластового давления. В итоге сила пластового давления уравнивается с весом столба нефти в стволе скважины.

$$P_{заб} = P_{пл} = \rho_n gL, \quad (1)$$

где $P_{заб}$ – забойное давление, $P_{пл}$ – пластовое давление, ρ_n – плотность нефти, g – ускорение свободного падения, L – глубина скважины.

В общем случае, когда высота столба нефти H_{cm} меньше глубины скважины $H_{cm} < L$, имеем:

$$P_{заб} = P_{нл} = H_{cm} \rho_n g, \quad (2)$$

Во время работы газлифтной скважины динамический уровень нефти в стволе определяется формулой

$$P_{заб} = H_{дин} \rho_n g \quad (3)$$

Характерным для газлифтного способа является, помимо выше указанных также высота столбам дегазированной (чистой) нефти в стволе скважины.

Тогда, для соответствующих высот (уровней) имеем

$$H_{cm} = \frac{P_{нл}}{\rho_n g}; \quad H_{дин} = \frac{P_{заб}}{\rho_n g}. \quad (4)$$

Для подъема нефти сжатым газом используются различные системы подъемников.

Одной из таких систем является кольцевая система. В этом методе в скважину спускаются два концентрически расположенных ряда труб. Газ нагнетается в кольцевое пространство между этими трубами, а смесь поднимается по центральной трубе. Наружная труба называется нагнетательной, а внутренняя – подъемной.

Работа системы нефтяной пласт - газлифтная скважина математически моделируется как объединение двух задач, задачи о фильтрации нефти к центральной скважине и задачи о движении газожидкостной системы по стволу скважины.

1. **Фильтрация несжимаемой нефти к центральной скважине, расположенной в круговом пласте.** Этот процесс в общем виде математически описывается уравнением:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = \chi \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (5)$$

где P - давление, r - радиальная координата, z - вертикальная координата, t - время,

$\chi = \frac{k}{m\mu\beta}$ - коэффициент пьезопроводности, k - коэффициент проницаемость пласта, m -

коэффициент пористости пласта, μ - коэффициент динамической вязкости нефти,

$\beta = m\beta_{нл} + \beta_c$ - коэффициент упругоёмкости пласта, $\beta_{нл}, \beta_c$ - коэффициенты сжимаемости нефти и пористости среды, соответственно.

Уравнение (5) решается при следующих условиях:

$$\begin{cases} P = P_{нл} = \rho_n g L, & \text{при } t = 0, \quad r_c \leq r \leq r_k, \\ P = P_k(t), & \text{при } r = r_k, \quad 0 \leq z \leq h, \\ \frac{\partial P}{\partial z} = 0, & \text{при } z = 0, \quad r_c \leq r \leq r_k, \\ r \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\mu}{2k\pi h}, & \text{при } z = r_c. \end{cases} \quad (6)$$

Решая поставленной задачи находим условие на забое скважины $P_{заб} = f(t)$ которое является граничным условием для задачи о движения газожидкостной системы по подъемной трубе.

2. Движение газожидкостной смеси по подъемной трубе. Моделируется неустановившееся движение газожидкостной смеси, принимая ее как вязкая жидкость починающаяся Гаука, математически в следующем виде: надо решить следующую систему дифференциальных уравнений.

$$\begin{cases} -\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial(P \mathcal{Q})}{\partial t} + \frac{\lambda}{8R_n} \rho \mathcal{Q}^2 + \rho g \cos \alpha + \frac{\partial}{\partial x} [(1 + \beta) \rho \mathcal{Q}^2], \\ -\frac{\partial P}{\partial t} = c^2 \frac{\partial(P \mathcal{Q})}{\partial z}, \end{cases} \quad 0 < x < l, t > 0, \quad (7)$$

при следующих условиях:

$$\begin{aligned} P(x, t) = 0; \quad q(x, t) = 0 \quad \text{при } t = 0, \quad x \in [0, L] \\ P(x, t) = 0; \quad P_{заб}(r_c, t) = P_1(t) \quad \text{при } x = 0; \\ P(x, t) = P_y(L, t) = P_2(t) \quad \text{при } x = L, \end{aligned} \quad (8)$$

где $P(x, t)$ - давление; ρ - плотность смесь; $\mathcal{Q}(x, t)$ - осредненная по сечению трубы скорость смеси; α - угол между осью трубы и вертикалью; g - ускорение свободного падения; c - скорость звука в жидкости; t - время; λ - коэффициент гидравлического сопротивления; R_n - гидравлический радиус; β - поправка Кориолиса; x - координата направленная по оси скважины; $q(x; t) = \rho \mathcal{Q}$. $P_{заб}$ - давление на забое скважины которое взято из решения первой задачи.

Решая задачу (7), (8) исследуется искомый процесс – т.е. работы системы газлифтная скважина – нефтяной пласт.

ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ВЕТРА ОТ РЕЛЬЕФА МЕСТНОСТИ В НАХЧЫВАНСКОЙ АР

Казымов Махбуб Гашим оглы

Нахчыванское отделение НАН Азербайджана

АЗ 7000 г. Нахчыван, проспект Г.Алиева 35, Email: mahbukkazimov@yahoo.com

Одним из перспективных источников альтернативной энергии является энергия ветра. В этой работе приводится часть результатов большой запланированной работы – изучения ресурсов ветровой энергии Нахчыванской АР.

В климатическом отношении положение Нахчыванской АР довольно своеобразно. Особенность географического расположения Нахчыванской АР обуславливает борьбу двух противоположных воздушных масс. Холодных вторгающихся с севера (северные, северо-западные и северо-восточные потоки) арктического происхождения и теплых вторгающихся с юга (южные и юга – западные потоки) тропического происхождения. Взаимодействие этих двух основных воздушных масс, последовательная смена их друг с другом и процессы трансформации на общем фоне рельефа Нахчыванской АР обуславливают исключительное разнообразие в распределении температуры воздуха и скорости ветров.

Как известно ветром называется движение воздушных масс в земной атмосфере, который, нагреваясь лучами солнца постоянно перемещаются из более холодных мест в более теплые и этот процесс происходит бесконечно.

В связи с тем, что территория Нахчыванской АР расположено в котловине как летом, так и зимой ветер имеет горна – долинный характер. Днем дуют ветры с долины к горам, а вечером и ночью с гор к долинам. Они имеют извилистую форму вследствие воздействия ряд факторов из-за рельефа гор. Эти ветры образуются вследствие нисходящего движения воздуха по склону извилистых горных хребтов. Такой сток холодного воздуха существует во всех долинах, но на территории Нахчыванской АР оно выражено столь резко, что климат Нахчыванской АР называют засушливым и резко континентальным. Холодный воздух, скатывающийся со склон окружающих гор ночью способствует к резкому снижению температуры и ночная температура отличается от дневной на 10°C и даже 15°C . Максимальная температура зимой достигает -30°C , а летом температура поднимается до $+45^{\circ}\text{C}$.

Совершенно очевидно, что местный климат формирует естественный ландшафт, характерный рельеф, режим рек и озер. Ландшафты территории Нахчыванской Автономной Республики весьма своеобразны. Перед человеком впервые попавшим в этот край предстанут величавые вершины неприступных гор, и неожиданно плоские равнины.

Форма рельефа Нахчыванской АР приводит к так называемому «Эффекту возвышенности», который заключается в том, что скорость ветра возрастает до определенной высоты над возвышенностью.

Когда ветер преодолевает, ровную возвышенность воздушный поток сжимает таким образом, что скорость ветра над вершиной возвышенности увеличивается.

Днем на территории Нахчыванской АР наблюдаются ветры под названием «суховеи» ассоциирующийся местном диалекте с термином «бюркю», «исти кулек», «самум» или «самум ели». Этом термин означает особое состояние погоды, характеризующееся определенным сочетанием метеорологических элементов (температура, влажность воздуха, ветер). Под «суховеем» подразумевается сухой и горячий ветер теплого сезона.

Суточные измерения скорости ветра над территорией Нахчыванской АР по многолетней традиции отечественной экспериментальной метеорологии проводилось исходя из данных наблюдения с двухчасовым интервалом. Исследования показывают, что практически над всей рассматриваемой территории Нахчыванской АР имеют место прямой суточный ход скорости ветра с их усилением в дневное и ослаблением в ночное время суток.

Максимальная скорость ветра в Нахчыванской АР наблюдаются летные периоды года. Показателем годовой скорости ветра является его амплитуда, равная разности между максимумом и минимумом среднесуточной скорости. Годовая амплитуда скорости ветра для большей части территории Нахчыванской АР составляет в среднем $4,5 \div 5,5$ м/с. Повышение значения амплитуды наблюдаются главным образом над Шахбузом (в том числе Биченекон), Джулфой, Ордубадем (в том числе Парагачаем) и достигает $7,5 \div 10$ м/с.

Проведенные измерения скорости ветра на вышеуказанных метеостанциях проводились с помощью анеморумбометрами М-63М-1 и М-63М-1М. Датчики анеморумбометра и флюгер установлены $10 \div 12$ метров от поверхности земли.

Разнообразие географических и климатических условий Нахчыванской АР обуславливает широкий диапазон изменчивости параметров ветра и соответственно ветра энергетического потенциала Нахчыванской АР. Поле среднегодовых скоростей ветра на территории Нахчыванской АР весьма неоднородно и для получения более точных данных о скорости и направлении ветра надо проводить измерение во всех территориях Нахчыванской АР с учетом местного рельефа гор, где по нашему мнению имеются достаточные запасы ветроэнергетического потенциала.

**TƏBİƏTDƏ KÜTLƏ VƏ ENERJİ PAYLANMALARININ
DƏYİŞKƏNLIYİ HAQQINDA**

H.T.Arazov

BDU Tətbiqi riyaziyyat ET İnstitutu (email: arazov_h@yahoo.com)

Təbiətdə müşahidə olunan proseslər bir qayda olaraq xaotik xarakter daşıyır. Onlar çoxlu sayda məhdudluqlarla müşayiət olunurlar. Dinamiki prosesi öyrənərkən, onu təsvir edən diferensial tənliklər sistemi həlləri tapmaq mümkün olana qədər sadələşdirilir. Odur ki, sadələşdirilmiş prosesin diferensial tənliklər sistemini

$$\dot{x}(t) = A(t)x, \quad x(t_0) = x_0 \quad (1)$$

kimi ifadə etmək olar, harada ki, $A(t) \in R^{n \times n}$, $x \in R^n$. (1) sisteminin ümumi həllini

$$x(t) = X(t)c_0 = c_1x_1(t) + \dots + c_nx_n(t) \quad (2)$$

kimi ifadə etmək olar, burada c_1, c_2, \dots, c_n sabit parametrlər çoxluğu; x_1, x_2, \dots, x_n bir-birindən asılı olmayan həllərdir.

Dinamiki prosesin ümumi vəziyyətini xarakterizə edən qeyri bircins diferensial tənliklər sistemini

$$\dot{y} = A(t)y + F_p(t, y), \quad y(t_0) = x_0 \quad (3)$$

kimi ifadə etmək olar. Bu sistemin həllərini (1) sisteminin həllərinə oxşar axtarmaq olar, yəni

$$y(t) = X(t)c(t) \quad (4)$$

harada ki, $c(t)$ axtarılan funksiyadır. (4) bərabərliyini diferensiallayıb,

$$\dot{y}(t) = X(t)c(t) + X(t)\dot{c}(t), \quad (5)$$

(3) bərabərliyində nəzərə alsaq

$$\dot{c}(t) = X^{-1}(t)F_p(t, y) \quad (6)$$

alırıq. Bu, parametrlərin variasiyası üsulunun riyazi ifadəsidir. Onun köməyi ilə $y(t)$ həlləri və $c(t)$ parametrləri tapılır.

(1)-(6) bərabərliklərindən görünür ki, $\{x(t), c_0\}$ və $\{y(t), c(t)\}$ çoxluqlarında $\{x(t), y(t)\}$ həllərinin və $\{c_0, c(t)\}$ parametrlərinin hamısı ya t zamanın funksiyasıdır, yaxud da sabit kəmiyyətdirlər. t zamanı həmişə argument olaraq qalır, sərbəst dəyişir və onun dəyişməsi heç bir kənar amildən asılı deyildir.

Beləliklə, təbiətdə baş verən hadisələr daim zamandan asılı olaraq, zamanla yanaşı mövcuddur. Bəs zamanın dəyişmələri və zaman haqqında nə deyə bilərik? Bu haqda, bu il çapdan çıxmış: Paul H. Frampton, Did time begin? Will time end? University of North Carolina, USA. World Scientific, 2010, p. 108, monoqrafiyasında zaman haqqında tədqiqatların bugünkü vəziyyətinin ətraflı analizləri verilmişdir. Yüksək səviyyəli bu tədqiqat əsərinin nəticəsi zamanın argument kimi sərbəst olmasının mümkünlüyünü üç variantda açıqlamışdır. Onlar aşağıdakılardır: 1) vaxtın başlanğıcı olmamış və sonu da olmayacaqdır; 2) vaxt 13,7 billion il əvvəl başlanıb və bir neçə trillion il sonra qurtaracaqdır; 3) vaxt 13,7 billion il əvvəl başlanıb və

heç vaxt qurtarmayacaqdır. Bu nəticələr və (1)-(6) düsturları, təbiətdə hər şeyin vaxta görə dəyişən olduğunu və vaxtın nə başlanğıcının, nə də sonunun olmadığını göstərir.

Onu da qeyd edək ki, bu dünya kim tərəfindən yaradılmışdır?, bu dünyanın yaşı nə qədərdir?, bu dünyanı kim idarə edir?, bu dünyanın başlanğıcı olubmu?, bu dünyanın sonu olacaqmı?, bu dünyanın ölçüləri varmı?, onlar çoxmu böyükdür və i.a. kimi suallar hələ indi də elmin ən aktual problemləri sırasındadır. Özü də bu istiqamətdə biliklərin həcmi artdıqca onların aktuallaşmaları daha da artır.

Zamanın başlanğıcı olubmu və sonu da olacaqdır? Sualların yuxarıda göstərilmiş üç cavabdan əlavə, dördüncü cavabı da mövcuddur. Onu aşağıdakı kimi ifadə etmək olar: böyük fəvqəltəbii qüvvə təbiəti (kainatı) özünün məsləhət bildiyi anda yaratmışdır və özünün məsləhət bildiyi anda da ona son qoyulacaqdır. Dini bilik mənbələri də çətin suallara gördüyümüz, eşitdiyimiz və hiss etdiyimiz biliklərə əsasən cavab axtarmağı məsləhət bilir. Belə ki, gördüyümüz, eşitdiyimiz, və hiss etdiklərimiz birqiymətli sübut edir ki, təbiətdə (kainatda) hər şey dəyişilir və dəyişilməyən-sabit heç nə yoxdur. Təbiətin (kainatın) bu xarakterik xüsusiyyətini - “dəyişkənlik sabitdir” - aksioma kimi qəbul etmək olar. Bu isə o deməkdir ki, böyük partlayışdan əvvəl də çoxlu sayda partlayışlar olmuş və hər cür axırdan-sondan sonra yeni davam etmələr olacaqdır. Bütün bunlar öz növbəsində o deməkdir ki, yuxarıda göstərilmiş cavablar arasında birinci variant həqiqəti daha düzgün əks etdirir. Başqa sözlə desək, təbiətin (kainatın) yaranmasının başlanğıcı olmamışdır və sonu da olmayacaqdır.

Digər tərəfdən dəyişkənliyin sabitliyi böyük partlayışdan sonra müşahidə olunan genişlənən kainatın taleyinə də müəyyən aydınlıq gətirə bilər. Məsələn, əks olunma, geri qayıtma-sıxılma, başqa Galaktikalarla qovuşma və i.a. belə variantların biri ola bilər.

Beləliklə, təbiətin (kainatın) əsas xarakterik göstəriciləri: zaman, məkan, materiya, enerji və bu çoxluğu idarə edən qanunauyğunluqlar – böyük dərəcə daim təkamüldə, yəni dəyişilməkdədir. Bu dəyişkənliyin sabit olması, təbiətin (kainatın) varlığının sabitliyini təmin edir.

ДВИЖЕНИЕ ЗВЕЗДЫ ВНУТРИ СЛОИСТО - НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ГАЛАКТИКИ. СЛУЧАЙ ПЕРЕМЕННОЙ МАССЫ

Азад Гидаят оглы Маммадли

Нахчыванское Отделение НАН Азербайджана

Рассмотрена задача о движении звезды с переменной массой внутри слоисто - неоднородной вращающейся эллиптической галактики (ЭГ) с переменной массой. Полагаем, что движение звезды с переменной массой $m(t)$ происходит под действием только силы притяжения со стороны ЭГ, представляющей собой трехосный эллипсоид. Координаты x, y, z звезды отнесены к прямоугольной системе координат с началом в центре ЭГ и с осями, направленными по соответствующим главным ее осям.

При этом данная галактика вращается вокруг полярной оси z с угловой скоростью $\Omega(t)$ и обладает переменной плотностью. Кроме того, силовая функция задачи – потенциал притяжения ЭГ имеет вид $V = V_0 + R$, где V_0 – потенциал притяжения центра ЭГ с плотностью $\rho_0(t)$, R – потенциал притяжения остальной части ЭГ, состоящей из темной материи с плотностью $\rho_1(t)$. Тогда записанная система уравнений движения звезды внутри гравитирующей ЭГ с потенциалом V , будет представлять собой систему уравнений с переменными коэффициентами. С помощью пространственно-временного преобразования – метода автономизации, последняя система приводится к системе уравнений с постоянными коэффициентами – автономизированным уравнениям. Для этого потребуются налагать некоторые ограничения на плотности $\rho_0(t), \rho_1(t)$, а также на угловую скорость вращения галактики $\Omega(t)$, которые считаются функциями времени. Эти

ограничения называются условиями автономизации. Полагая, что данные функции удовлетворяют условиям автономизации, нетрудно находить аналитическое решение автономизированных уравнений.

Для функции $\Omega(t)$ определено неравенство Пуанкаре, которое представляет собой условие существования вращающейся галактики как фигуры равновесия. Найдены аналоги интеграла Якоби из системы автономизированных уравнений, определены области возможности движения и установлены аналоги закона Эддингтона - Джинса [1] для изменения массы $m(t)$ и плотностей $\rho_0(t), \rho_1(t)$.

В качестве примера возьмем слоисто - неоднородную эллиптическую галактику с переменной массой, близкую к шаровому скоплению с переменной массой со сферическим распределением плотности и радиусом $R = 20$ кпс. Массу звезды $m(t)$, движение которой изучается внутри этой галактики, считаем известной функцией времени и определяется первым или вторым законом Мещерского [2]. Далее учтем, что для нормальной звезды характерным считается изотропная потеря массы с темпом от $10^{-7} M_{\odot}$ до $10^{-4} M_{\odot}$ в год [3], а для релятивистских, например, для нейтронных звезд (радиопульсары, рентгеновские пульсары, рентгеновские барстеры и др.) - приток массы (аккреция) с темпом от $10^{-13} M_{\odot}$ до $10^{-7} M_{\odot}$ в год, где M_{\odot} масса Солнца. Результаты вычисления приведены в виде рисунков.

Заметим, что при темпе аккреции или потере массы $10^{-10} M_{\odot}$ в год и менее, изменения угловой скорости вращения галактики $\Omega(t)$ и плотностей $\rho_0(t), \rho_1(t)$ пренебрежимо малы, т.е. их можно считать приближенно постоянными.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.H. Jeans, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **85**, 912 (1924).
2. I.W. Mestschersky, Astronomische Nachrichten, **132**, 129 (1893).
3. D.K. Ojha, A. Tej, M. Schultheis et al. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **381**, Iss.3 (2007)

GÜNƏŞDƏKİ IRİMİQYASLI MAQNİT SAHƏLƏRİNİN GEOFİZİKİ PARAMETRLƏRLƏ ƏLAQƏSİ HAQQINDA

Qulu Əhməd oğlu Həziyev

AMEA Naxçıvan Bölməsi Batabat Astrofizika Rəsədxanası

E-mail: ATCC55@mail.ru

Geomaqnit fəallığın Günəşdəki maqnit sahələri ilə əlaqəsinin olması faktı Günəşin maqnitografik müşahidələrinin başlanmasının ilk dövrlərindən məlumdur [1]. Hələ o vaxt aşkar olmuşdur ki, Yerin maqnit sahəsinin 27 günlük dövrü fəallaşması ilə Günəşdəki unipolyar maqnit sahələrinin mərkəzi meridianından keçməsi arasında müəyyən korrelyasiya vardır.

İlk kosmik uçuşlar vaxtı planetlərarası maqnit sahələrinin (PMS) sektor quruluşunun Günəşin ümumi maqnit sahələri (ÜMS) ilə uyğunluğunun aşkar edilməsi [2] Günəşdəki irimiqyaslı maqnit sahələrinin (İMS) sonrakı tədqiqi üçün güclü stimül rolunu oynadı. (ÜMS dedikdə Günəşin bir ulduz kimi malik olduğu ümumi maqnit sahəsi nəzərdə tutulur.) İMS-in geofiziki aspektdən öyrənilməsi müasir dövrdə daha da aktuallaşmışdır. Əgər ilk vaxtlar bu tədqiqatlar sadə korrelyasiya asılılıqlarının müəyyən edilməsi ilə məhdudlaşdırsa, bu gün əsas məsələ Günəşdəki İMS-in, PMS-in və digər heliosferik parametrlərin öyrənilməsi nəticəsində geofiziki proseslərin proqnozlaşdırılması mexanizminin yaradılmasından ibarətdir. Bu problemin həllində mühüm rol oynayan iki məsələnin qeyd edilməsi vacibdir.

Birinci məsələ Günəşdəki maqnit sahələrinin müşahidələrinin kəmiyyətə diaqnostikası problemi ilə bağlıdır. Belə ki, ayrı-ayrı rəsədxanalarda müxtəlif spektr xəttlərində (bəzən hətta

eyni xətlərdə) aparılmış müşahidələr fərqli nəticələr verirlər. Bəzi tədqiqatçılar bu nəticələri uyğunlaşdırmaq üçün müəyyən süni metodlardan istifadə edirlər. Ancaq bu metodların əsaslandırılması o qədər də korrekt deyildir və artıq bu problemin həll olunmasının vaxtı çatmışdır. Çünki, PMS-in bir çox parametrlərinin nə dərəcədə düzgün hesablanması bundan asılıdır.

İkinci məsələ PMS-in Günəşdəki maqnit sahələri ilə əlaqəsinin xarakteri ilə bağlıdır. Həm yerüstü, həm də atmosferdənkənar müşahidələr nəticəsində məlum olmuşdur ki, PMS-in fiziki və həndəsi parametrləri Günəşdəki ÜMS ilə daha çox uyğunluq təşkil edir, nəinki İMS ilə [3]. Bu onunla bağlıdır ki, PMS-in strukturunu təyin edən Günəşdəki açıq maqnit sahələri PMS ölçülən vaxt avtomatik olaraq detekt olunur. İMS-in fiziki və həndəsi parametrləri isə Günəşin ümumi maqnit sahələrindən müəyyən model və təkliflər çərçivəsində hesablanır. Bu model və təkliflərin dəqiqlik dərəcəsi məlum deyildir. İMS-in strukturunun dəqiq təyin olunması üçün ÜMS-nin müntəzəm müşahidələrinin aparılması vacibdir.

Beləliklə, yerətrafi fəzanın maqnit xüsusiyyətlərinin və bununla bağlı olan bir çox geofiziki parametrlərin bilavasitə Günəşdəki maqnit sahələri ilə təyin olunduğunun birmənalı qəbul edilməsinə baxmayaraq, bu sahədə geniş və hərtərəfli tədqiqatların aparılmasına böyük ehtiyac vardır.

ƏDƏBİYYAT

1. Babcock H.W. // *Astrophys. J.*, 1953, v. 118, pp. 387–396.
2. Wilcox J.M. // *Science*. 1966. V. 152, N 3719. P. 161–166.
3. Котов В.А., Сетяева И.В. // *Астрон. журн.*, 2002, т. 79, № 3, с. 272–280.

ŞÜŞƏ İŞIQ SÜZGƏCLƏRİ HAQQINDA

Tapdıq Hacı oğlu Hacıyev, Məhbub Həşim oğlu Kazımov
AMEA Naxçıvan Bölməsi

Göy cisimlərinin spektral tərkibi haqqında ilkin məlumat işıq süzgəclərinin köməyi ilə əldə olunur. Işıq süzgəci elektromaqnit şüalanmanın müəyyən hissəsini ötürən, digər hissələrini udan optik mühitə deyilir. Məsələn, adi optik şüşə də bir növ işıq süzgəcidir və optik şüşə elektromaqnit şüalanmanın dalğa uzunluğu 300 $m\mu$ -dan qısa və dalğa uzunluğu 3000 $m\mu$ -dan artıq olan hissələrini buraxmır.

İstehsalatda elmi məqsədlər üçün şüşə işıq süzgəcləri komplekt şəkildə hazırlanır. Hər komplekt ultra bənövşəyi süzgəclərdən tutmuş infraqırmızı süzgəclər daxil olmaqla komplektləşdirilir. Bundan əlavə, süzgəclər komplektinə neytral, tünd rəngli və rəngsiz işıq süzgəcləri də daxil edilir.

Işıq süzgəcindən istifadə etməklə elektromaqnit şüalanmanın daha da ensiz zolağını ayırd etmək olar. Bunun üçün əvvəldən lazımı süzgəclər seçilməlidir. Müasir zamanda kompyuter texnikası imkan verir ki, müşahidəçi əvvəlcədən bir neçə işıq süzgəcinin işıqötürmə qrafiklərini qurub özünə lazım olan süzgəcləri seçsin. Bu məqsədlə aşağıdakı metoddan istifadə etmək olar.

Tutaq ki süzgəcin udma əmsalı məlumdur. Onda süzgəcdən çıxan və süzgəcə düşən işığın intensivliklərinin nisbətini aşağıdakı düsturla təyin etmək olar.

$$\frac{I}{I_0} = e^{-dk_\lambda}$$

Burada I_0 - süzgəcin üzərinə düşən işığın intensivliyi, I - süzgəcdən keçən işığın intensivliyi, d - süzgəcin qalınlığı, k_λ - süzgəcin udma əmsalıdır. Bu düsturdan və əvvəldən istifadə edərək, süzgəclərin işıq buraxma qrafikləri qurulur.

БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ $H\alpha$ ЭМИССИИ АВ AUR

Исмаилов Н.З., Кулизаде Р. М.

Бакинский Государственный Университет

AB Aur = HD31293 является одной из типичных звезд типа Ae/Be Хербига (Спектр A0V, $V \approx 7^m.06$), которая находится в комплексе звездообразования Тельца-Возничего. Активное изменение со временем эмиссионного спектра звезды и загадочная природа этой эмиссии всегда привлекала интерес исследователей к ее изучению (см. например, [1-5]). В настоящей работе приведены результаты наблюдений звезды, полученные в ноябре 2006 г. в обсерватории Парис-Меудон вблизи г. Тулуз во Франции (<http://www.astrosurf.com/~buil/abaur/obs.htm>). Использован телескоп системы Шмидт-Кассегрен диаметром 28 см и спектрограф с дифракционной решеткой 1200 шт/мм с всеприемником ПЗС КАФ402МЕ. Дисперсия $0.34 \text{ \AA}/\text{px}$, $R=7300$ около линии $H\alpha$. На рис.1 приведен результат серии наблюдений в линии $H\alpha$ в течение ночи 30.11-01.12.2006.

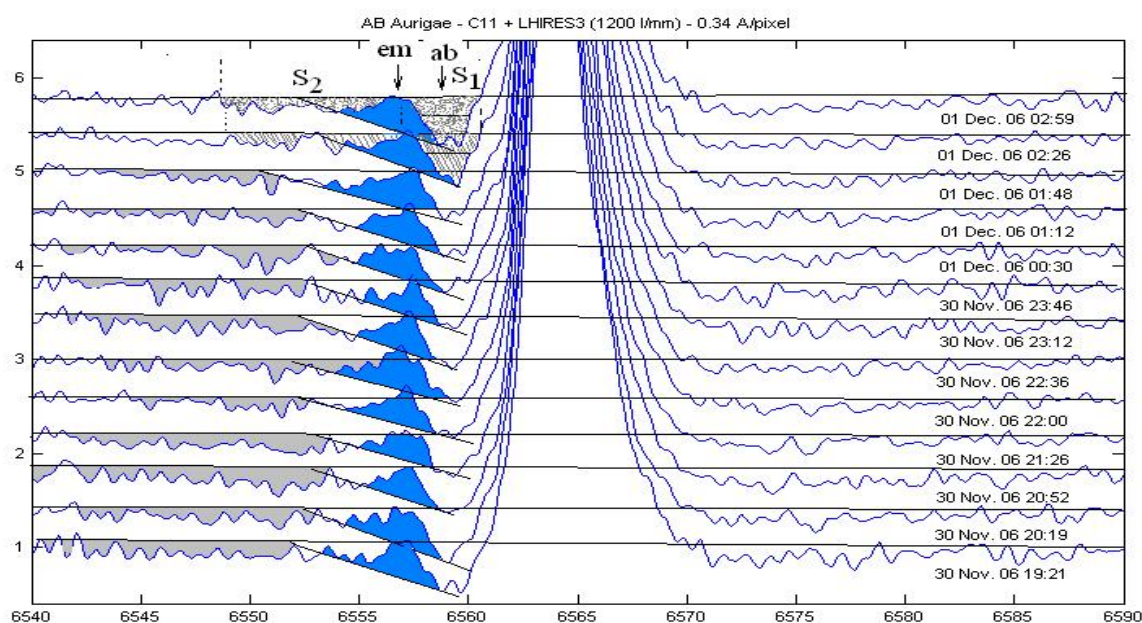


Рис.1 спектрограммы, полученные один за другим с интервалом 30-40 минут.

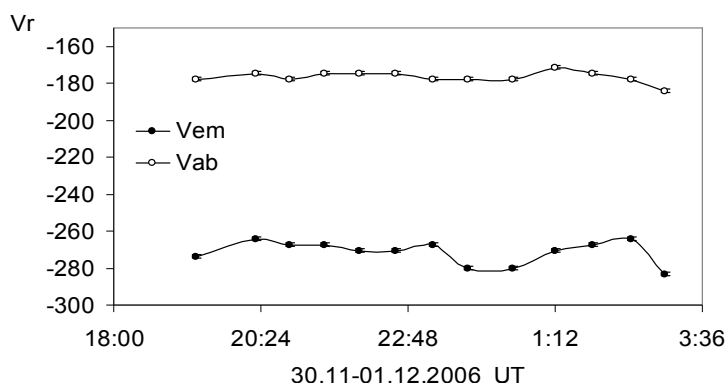
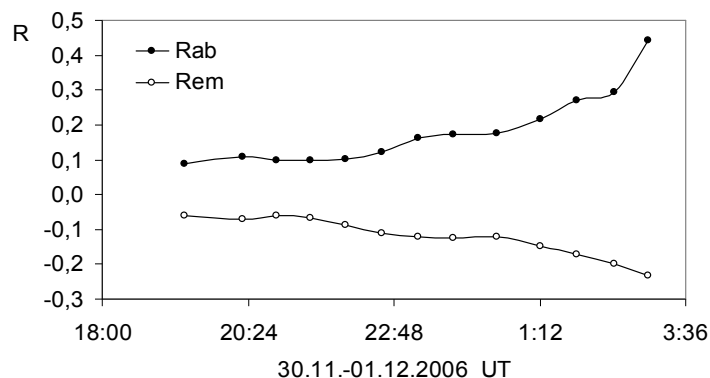
Наклонная линия показывает уровень условного континуума, полученный интерполированием начала и конец крыльев эмиссионного компонента. Местоположение абсорбционного (ab) и эмиссионного (em) компонентов приведены стрелками. Фиолетовый эмиссионный компонент выделен темным цветом.

Нами были измерены следующие параметры фиолетового компонента линии: глубины абсорбционного R_{ab} и R_{em} эмиссионного компонента фиолетового крыла и полуширина абсорбционного компонента $\Delta\lambda_{1/2}$ фиолетового крыла, а также гелиоцентрическое смещение (поправка за орбитальное движение Земли $+3.6 \text{ км/с}$) абсорбционного V_{ab} и эмиссионного V_{em} компонент. Результаты всех измерений приведены в табл.1. Кроме того, были вычислены площади заштрихованных участков, приведенных на примере двух спектров на рис.1. Площадь абсорбционного компонента обозначено S_1 , а площадь участка слева от эмиссионного пика S_2 . Там же приведен уровень проведенного нами континуума для каждого спектра.

Табл.1. Результаты измерений спектральных параметров фиолетового крыла линии H α .

UT	R_{ab}	R_{em}	V_{em}	V_{ab}	$\Delta\lambda_{1/2}$	S_1	S_2
30.11-01.12.2006			км/с	км/с	Å	mm ²	mm ²
19:21	0.09	-0.06	-273.7	-177.7	2.23	102	100
20:19	0.11	-0.07	-264.1	-174.5	2.09	106	98
20:52	0.10	-0.06	-267.3	-177.7	2.38	103	106
21:26	0.10	-0.07	-267.3	-174.5	2.15	92	115
22:00	0.10	-0.09	-270.5	-174.5	2.30	94	85
22:36	0.12	-0.11	-270.5	-174.5	2.16	87	62
23:12	0.16	-0.12	-267.3	-177.7	2.10	93	97
23:46	0.17	-0.13	-280.1	-177.7	2.09	104	104
00:30:00	0.18	-0.12	-280.1	-177.7	2.38	94	93
01:12:00	0.22	-0.15	-270.5	-171.3	1.94	100	83
01:48:00	0.27	-0.17	-267.3	-174.5	2.02	90	89
02:26:00	0.29	-0.20	-264.1	-177.7	1.73	83	70
02:59:00	0.44	-0.23	-283.3	-184.1	2.17	121	107

На рис.2 в первой панели приводится зависимость глубины эмиссионного R_{em} и абсорбционного R_{ab} компонентов, а на второй, нижней панели лучевые скорости V_{em} , V_{ab} этих же компонент. Рис.2. Зависимость глубины (верхняя панель) и лучевых скоростей эмиссионных компонент фиолетового крыла линии H α . Таким образом, выполненные измерения показали, что в ночь 30.11.- 01.12.2006 г. В течение 7 часов продолжительных наблюдений позволили выявить быстрое изменение фиолетового крыла в линии H α . Это подтверждает ранее полученные результаты о быстрой переменности спектра звезды типа Ae/Be Хербига AB Aug [5]. В настоящем сообщении нами убедительно показано монотонное изменение измеряемых параметров. Для объяснения этого события можно сделать два предположения: 1. Сгусток массы, ответственный за обнаруженную переменность, находится на определенном расстоянии от центральной звезды, 2. Наблюдается аккреция из околосредного окружения на звезду.



ЛИТЕРАТУРА

1. Merrill P.W., Burwell C.G. Variations in structure of the hydrogen lines in the spectrum of HD31293. *Astrophys.J.* 1933, v.77, p.103-109.
2. Henning Th., Burkert A., Launhardt R., Leinwrt Ch., Stecklum B. Infrared imaging and millimetre continuum mapping of Herbig Ae/Be and FU Orionis stars. *Astron.Astrophys.* 1998, 336, 565-586.
3. Fukagawa M., Hayashi M., Tamura M. Et al. Spiral structure in the circumstellar disk around AB Aurigae. *Astrophys.J.* 2004, 605, L53—56.
4. Lin Sh.-Y., Ohashi N., Lim J., et al. Possible Molecular spiral arms in the protoplanetary disk of AB Aurigae. *Astrophys.J.* 2006, 645, 1297-1304.
5. Исмаилов Н.З. Нестационарные процессы в звездных атмосферах: молодые и химически пекулярные звезды. «Элм», Баку, 2002, с.104.

ОПТИМАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ В СРЕДЕ С КУБИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Касумова Р.Дж., Гаджиева Л.С., Сафарова Г.А.

Бакинский государственный университет

Параметрические усилители и генераторы света обеспечивают обнаружение и усиление слабых оптических сигналов. Они являются мощным инструментом для генерации перестраиваемых в широком диапазоне длин волн ультракоротких импульсов высокой пиковой мощности. В настоящий момент реализация этой задачи в ИК и в видимом диапазонах крайне актуальна [1-3]. Поэтому интерес вызывают исследования параметрических процессов, сопровождающихся взаимодействием интенсивных лазерных полей.

В последние годы разработана методика генерации и формирования световых импульсов с интенсивностями в интервале 10^{18} - 10^{20} Вт/см², что позволяет по-новому взглянуть на процессы взаимодействия лазерного излучения с веществом [4]. В частности, при распространении в нелинейной среде световых волн при сравнительно высоких значениях полей излучения накачки (начиная с величин порядка 10^9 - 10^{11} Вт/см²) существенными становятся эффекты, связанные с кубичной нелинейностью $\chi^{(3)}$.

Ряд авторов экспериментально наблюдали влияние кубичной нелинейности на трехчастотные оптические процессы в нецентросимметричных средах [5-7].

В настоящей работе в приближении заданной интенсивности [8] даны аналитические выражения для расчета оптимальных значений линейной фазовой расстройки и длины нелинейной среды, при которых эффективность преобразования в среде с кубичной нелинейностью максимальна.

В рассматриваемом случае параметрического преобразования в интенсивных световых полях в нецентросимметричных средах в приближении заданной интенсивности для коэффициента усиления сигнальной волны $\eta_1 = I_1 / I_{10}$ было получено следующее выражение ($\delta_1 = \delta_2 + \delta_3$)

$$\eta_1 = \left(\cosh^2 q_1' z + |B_1 + P_2|^2 \sinh^2 q_1' z / q_1'^2 \right) \exp(-2\delta_1 z), \quad (1)$$

где

$$q_1'^2 = \Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - (\Delta + \Delta^{NL})^2 / 4, \quad \Delta^{NL} = g_1 I_{10} + g_2 I_{20} + g_3 I_{30},$$

$$P_2 = -i(\Delta + \Delta^{NL}) / 2.$$

Здесь Δ^{NL} - нелинейная фазовая расстройка, зависящая от интенсивностей взаимодействующих волн.

Проанализируем выражение (1) и определим оптимальные значения параметров задачи.

Начнем с линейной фазовой расстройки Δ_{opt} . Для этого, продифференцировав выражение для η_1 по Δ и приравняв его к нулю, необходимо численно решить следующее уравнение

$$\frac{\tanh q_1' z}{q_1' z} = \frac{|B_1 + P_2|^2 + q_1'^2}{\left[|B_1 + P_2|(\Delta + \Delta^{NL}) - 2q_1'^2 \right] |B_1 + P_2|}, \quad (2)$$

Как видно из полученного уравнения значение линейной расстройки, при котором эффективность преобразования энергии волны накачки в энергию сигнальной волны максимальна, зависит от таких параметров задачи, как $I_{30}, I_{20}, \Delta^{NL}$ и z . Полученное значение Δ_{opt} компенсирует нелинейную расстройку Δ^{NL} . Отклонение от полной компенсации связано с выражением $|B_1 + P_2|^2$, находящимся перед параметром $\sinh^2 q_1' z / (q_1' z)^2$ в уравнении (1). Численный анализ (1) показывает, что данное отклонение порядка 0,01.

Теперь определим оптимальное значение длины нелинейной среды. Согласно (1) z_{opt} , при котором эффективность процесса преобразования максимальна, определяется из условия

$$q_1' z_{opt} = \pi p / 2, \quad p = 1, 2, 3, \dots$$

Отсюда для оптимальной длины имеем

$$z_{opt} = \pi p / 2 \sqrt{\Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - (\Delta + \Delta^{NL})^2 / 4}, \quad (3)$$

Для периода пространственных биений интенсивности сигнальной волны $(\Delta z)_{per} = z_p - z_{p-1}$ имеем

$$(\Delta z)_{per} = \pi / 2 \sqrt{\Gamma_3^2 - \Gamma_2^2 - (\Delta + \Delta^{NL})^2 / 4}. \quad (4)$$

Как видно из полученных выражений, оптимальные значения z_{opt} и $(\Delta z)_{per}$ зависят от интенсивности накачки за счет параметров Γ_3^2 и Δ^{NL} и от интенсивностей сигнальной и холостой волн за счет параметров Γ_2^2 и Δ^{NL} . С ростом интенсивности накачки период пространственных биений уменьшается, так как вклад интенсивности накачки I_{30} в Γ_3^2 больше, чем в Δ^{NL} ($\gamma_{1,2} \sim 10^{-4}$ ед. СГСЭ, $\gamma_{mj}, \gamma_{jj} \sim 10^{-10}$ ед. СГСЭ). С увеличением линейной расстройки от нуля сперва происходит рост пространственных биений, а затем спад.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрено влияние кубичной поляризации среды на эффективность параметрического взаимодействия интенсивных световых волн с учетом фазовых эффектов в среде. Выбором оптимальных параметров задачи удастся повысить эффективность преобразования.

Литература

1. A. Killy, A. Steinmann, G. Palmer, U. Morgner, H. Bartelt, and J. Kobelke, *Opt. Lett.*, v. 31 (2006) 125-127.
2. G. Cerullo, and S.D. Silvestri, *Rev. Sci. Instrum.* v. 74 (2002) 1-18.
3. S. Meyer, B.N. Chichkov, and B. Wellegehausen, *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 16 (1999) 1587-1591; v. 11 (1995) 2083-2322.
4. D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* v. 56 (1985) 219-221; C.Y. Chien, J.S. Coe, G. Mourou, J.C. Kieffer, M. Chaker, Y. Beaudoin, O. Peyrusse, and D. Gilles, *Opt. Lett.* v. 18 (1993) 1535-1537.
5. Разумихина Т.Б., Телегин Л.С., Холодных А.И., Чиркин А.С. Трехчастотные взаимодействия интенсивных световых волн в средах с квадратичной и кубической нелинейностями. *Квантовая электроника*, 1984, т. 11, № 10, 2026-2035.
6. C.Y. Chien, G. Korn, J.S. Coe, J. Squier, G. Mourou, and R.S. Craxton, *Opt. Lett.* v. 20 (1995) 353-355.
7. Сапаев У.К. Оптимальные условия генерации второй гармоники мощного лазерного излучения. *Оптика и спектроскопия*, 2003, т.95, вып.1, с. 163-167.
8. Tagiev Z.A., Kasumova R.J., Salmanova R.A., Kerimova N.V. Constant intensity approximation in the theory of nonlinear waves. *J. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.*, 2001, v. 3, p.84-87.

**ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛЕСКА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ
ПЕРВОГО ТИПА NGC 3516 И КВАЗАРА 3С 273**

Д.М. Кули-Заде¹, Н.А. Гусейнов², Р.Сартипзаде¹

1. Бакинский Государственный Университет

2. ШАО НАН Азербайджана

Ядра активных галактик (ЯАГ) представляют большой интерес с точки зрения поиска быстрой переменности блеска. Исследования этих ядер галактик представляют уникальную возможность для решения многих проблем релятивистской астрофизики, а так же теоретической физики и космологии.

Изучение быстрой переменности является эффективным методом диагностики физических процессов, происходящих в компактных аккрецирующих сверхмассивных объектах. Характерное время этой переменности говорит о чрезвычайно незначительных размерах (10^{15} - 10^{16} см) областей, излучающих оптический континуум и широкие эмиссионные линии. Исследование фотометрической переменности необходимо для выяснения структуры активных ядер, без понимания которой невозможно приблизиться к решению проблемы центрального энергетического источника.

Впервые сейфертовские галактики как отдельный класс галактик выделил американский астроном Seyfert С. 1943 г.. Он обнаружил в спектрах 12 галактик широкие линии водорода, гелия и ионизованного железа. Полуширина этих линии, в соответствии с эффектом Доплера, соответствовала скоростям до нескольких тысяч км/сек.

Сейфертовские галактики относятся к гигантским спиральным галактикам. Среди них особенно велика доля пересеченных спиралей (около 70%). Они обладают очень яркими ядрами, выглядящими как звезда в центре галактики. Эти объекты имеют яркие и чрезвычайно широкие линии излучения в спектре, и светимость около $L \approx 2 \cdot 10^{44}$ эрг/сек. Размеры ядер составляет $L_g R = 16.8$ см.

Впервые квазары обнаружили в 1960 году как радиоисточники, совпадающие в оптическом диапазоне со слабыми звездообразными объектами. В 1963 году голландский астроном Мартин Шмидт доказал, что линии в их спектрах сильно смещены в красную сторону. Квазар — это яркий объект в центре галактики, который производит примерно в

10 триллионов раз больше энергии в секунду, чем наше Солнце, и чье излучение очень изменчиво во всех диапазонах длин волн. По одной из теорий, квазары представляют собой галактики на начальном этапе развития, в которых сверхмассивная чёрная дыра поглощает окружающее вещество.

Ближайший и наиболее яркий квазар 3C 273 имеет блеск около 13^m и красное смещение $z = 0,158$ (что соответствует расстоянию около 2 млрд. световых лет). Квазары отличаются точечным (звездообразным) видом на картах Паломорского атласа неба. Их спектральные характеристики отличаются от сейфертовских галактик с высокой светимостью. Квазары различаются как по радио, так и по оптическим излучениям. Размер 3C 273 составляет $\sim 10^{17}$ см, светимость $L = 10^{46}$ эрг/сек, а масса квазара $M = 10^8 M_{\odot}$.

Наблюдения ядра сейфертовской галактики первого типа NGC 3516 и квазара 3C 273 проведены на телескопе «Цейсс-600» ШАО НАН Азербайджана. Фотометрические наблюдения проведены дифференциальным способом, с использованием близких звезд сравнения, с диафрагмой $27''$ и с UBVR электрофотометром работающим в режиме счета фотонов. В качестве приемника излучения было использовано ФЭУ -79.

Блеск галактики (7/8 ноября 1994-года) меняется в течение одной ночи с амплитудой $0^m,08 \pm (0^m,012)$; $0^m,07 \pm (0^m,008)$; $0^m,04 \pm (0^m,009)$; $0^m,05 \pm (0^m,005)$ в полосах UBVR, соответственно). В скобках приведены средно квадратические ошибки каждого измерения. В сейфертовской галактике первого типа у NGC 3516 наблюдается эффект запаздывание по длинам волн.

UBVR наблюдения квазара 3C 273 проведена 19/20 апреля 1988 года. У квазара 3C 273 амплитуда изменения блеска составляет примерно $0^m,23$; $0^m,10$; $0^m,14$; $0^m,13$, в полосах UBVR, соответственно.

Обнаружено, что амплитуда вспышки быстрой переменности у квазара 3C 273 в два раза больше, чем у сейфертовской галактики первого типа (SyG 1) NGC 3516.

Результаты вышеуказанных наблюдений позволяют предположить, что обнаружена вспышка в ядре сейфертовской галактике NGC 3516, с характерным временем около 120 минут. Изменения блеска носят хаотический характер.

Кроме того наблюдения в четырёх фильтрах позволили обнаружить уникальный эффект запаздывания в изменениях блеска, максимумы которых наступают от U по R с опозданием. Эффект такого характера наблюдался по наблюдениям NGC 3516, 7/8 января 1994 года. Переменность блеска ядра NGC 3516 7/8 января 1994 года составил $0^m,08 \pm (0^m,012)$; $0^m,07 \pm (0^m,008)$; $0^m,04 \pm (0^m,009)$; $0^m,05 \pm (0^m,005)$ в фильтрах UBVR соответственно.

Проведенные нами наблюдения 19/20 апреля 1988 года квазара 3C 273 амплитуда изменения блеска составляет примерно $0^m,23$; $0^m,10$; $0^m,14$; $0^m,13$, в полосах UBVR, соответственно. Изменения блеска носят хаотический характер

По наблюдениям 7/8 января 1994 года изменения блеска NGC 3516 составил $0^m,08 \pm (0^m,012)$; $0^m,07 \pm (0^m,008)$; $0^m,04 \pm (0^m,009)$; $0^m,05 \pm (0^m,005)$ в фильтрах UBVR соответственно.

Наблюдается эффект запаздывание, в ядре сейфертовской галактике NGC 3516 запаздывание длинноволнового излучения континуума по отношению к коротковолновому, максимумы которых наступают от U по R с опозданием. Такой эффект у квазара 3C 273 не наблюдается.

Амплитуда изменения блеска квазара 3C 273 составляет примерно $0^m,23$; $0^m,10$; $0^m,14$; $0^m,13$, в полосах UBVR, соответственно.

Изменение блеска сейфертовской галактики первого типа NGC 3516 и квазара 3C 273 носит хаотичный характер. Амплитуда изменения блеска квазара 3C 273 примерно два раза больше чем у NGC 3516.

YÜKSƏK ENERJİLİ MƏNFİ YÜKLÜ π –MEZONLARIN KARBON NÜVƏSİ İLƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ ZAMANI ƏMƏLƏ GƏLƏN Δ^0 -REZONANSLARIN XASSƏLƏRİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ

İ.H. Cəfərov¹, Y.H. Hüseyinliyev², L.Y. Hüseyinliyeva¹

¹*Azərbaycan Dövlət Pedaqoji Universiteti*

²*Sumqayıt Dövlət Universiteti*

Nüvələrdə qeyri-nuklon sərbəstlik dərəcələrinin (rezonans, mezon kondensatı, kvark-qlüon plazma və s.) öyrənilməsi müasir nüvə fizikasının fundamental problemlərindən biridir. Bu məsələni həll etmək üçün hadron-hadron, hadron-nüvə, nüvə-nüvə qarşılıqlı təsirlərinə (toqquşmalarına) baxılır. Bu qarşılıqlı təsirlər ilkin zərrəciklərin (nüvələrin) enerjisindən asılı olaraq elastiki, qeyri-elastiki və dərin qeyri-elastiki olur. Kiçik enerjilərdə toqquşma elastiki xarakter daşıyarsa, enerjinin qiyməti artdıqca bu, dərin qeyri-elastiki olur, yəni qarşılıqlı təsir nəticəsində əmələgələn zərrəciklərin sayı və tipi (növu) dəyişir. Deməli, nüvəyə verilən enerji artdıqca, nüvə daxilində gedən proseslərin xarakteri də dəyişir və bunun nəticəsində də yeni tip zərrəciklər yaranır. Eksperimentdə və nəzəri olaraq əmələ gələn bu yeni zərrəciklərin, nüvələrin və s. tapılması çox böyük əhəmiyyətə malikdir, çünki, son nəticədə kainatın yaranışının ilk mikrosaniyələrində onun hansı tip zərrəciklərdən (nüvələrdən) təşkil olunduğuna birqiyətli cavab tapmış olardıq. Burada xüsusilə qeyd etmək yerinə düşərdi ki, hal-hazırda Avropa Nüvə Tədqiqatları Mərkəzində (CERN) ultra-relyativistik enerjilərdə (Tera elektron Volt, yəni $1\text{TeV}=10^{12}\text{eV}$ tərtiblərində) ağır nüvələrin toqquşması eksperimentində yuxarıda göstərilən problemin həllinə cəhd edilir.

Əvvəlcə tədqiq etdiyimiz obyektin, yəni Δ^0 -rezonansın bəzi xassələrini qeyd edək. Δ^0 -rezonans nədir? Bu, π^- -mezon və proton zərrəciklərindən ibarət bir sistemdir, daha dəqiq desək, (π^-p) halıdır, 10^{-23} san müddətində (bu müddət rezonans müddəti adlanır) yaşayıb yenidən sərbəst π^- -mezon və protona parçalanır. Δ^0 -rezonans, elementar zərrəciklərin təsnifatında Δ^0 –rezonanslar qrupuna (Δ^0 , Δ^- , Δ^+ , Δ^{++}) aid olub, kütləsi $M_\Delta = 1232\text{MeV}$, spini $3/2$, izotopik spini $3/2$ –dir. Δ^0 -rezonansının effektiv kütləsi aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$M_{\pi-p} = \sqrt{(E_\pi + E_p)^2 - (\mathbf{p}_\pi + \mathbf{p}_p)^2}, \quad (1)$$

harda ki, E_π , E_p , \mathbf{p}_π və \mathbf{p}_p , uyğun olaraq, ikinci π^- -mezon və protonların tam enerjisi və impuls vektorlarıdır. Əgər ilkin π^- -mezonun sərbəst protonla qarşılıqlı təsiri zamanı reaksiyada əmələgələn ikinci π^- -mezon və proton cütləri sayının, onların effektiv kütləsindən asılılığına baxsaq, kiçik xəta tərtibində, Δ^0 -rezonansın kütləsinə bərabər qiymətdə asılılıqda (bundan sonra spektr terminindən istifadə edəcəyik) maksimum müşahidə olunacaqdır. Əgər ilkin π^- -mezonun sərbəst deyil, bağlı protonla (məsələn nüvədə olan protonlardan biri ilə) qarşılıqlı təsirinə baxsaq, spektrdə görəcəyimiz Δ^0 -rezonans məlum kütlənin qiymətindən ($M_\Delta = 1232\text{MeV}$) müəyyən qədər sürüşmüş olacaqdır. Ona görə də tədqiq etdiyimiz zərrəciyin Δ^0 -rezonansı olduğunu əminliklə deyə bilmərik. Bunun üçün elə metodlardan istifadə olunur ki, onların vasitəsilə sürüşmə aradan qaldırılır və nüvə reaksiyalarında birqiyətli şəkildə Δ^0 –rezonansının əmələgəlməsi barədə fikir təsdiq olunur. Bəzən bu metodlar invariant kütləyə görə asılılıqlarda, konkret olaraq, rezonansın yerini müəyyənləşdirsə də (müəyyən xəta tərtibində), çox uzun hesablamalar tələb edir.

Bu işdə $40\text{QeV}/c$ impulsu mənfi yüklü π^- -mezonun karbon nüvəsi (^{12}C) ilə qarşılıqlı təsirinə baxılmışdır. Burada əsas məqsəd əmələgələn Δ^0 –rezonans zərrəciklərinin sayının invariant kütləyə görə spektrdə bu zərrəciyi aşkara çıxarmaqdır. Qeyd etmək lazımdır ki, əvvəllər də bu məsələyə baxılmışdır [1-2]. Apardığımız tədqiqatın digər metodlardan fərqi ondadır ki, əmələgələn zərrəciklərin bəzi xarakteristikalarına (enerji, impuls, bucaq və s.) məhdudiyətlər qoymaqla, invariant kütləyə görə spektrdə Δ^0 –rezonans zərrəciklərini “görməkdir”.

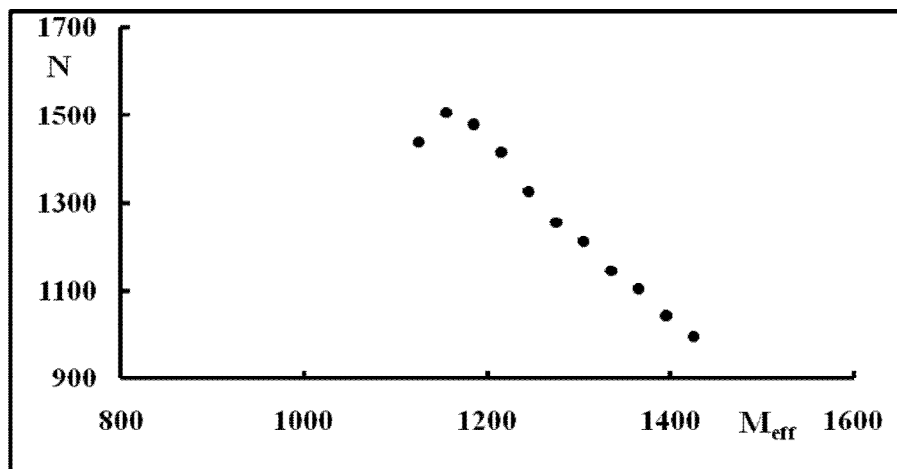
Yuxarıda deyilənləri geniş izah edək. Konkret olaraq aşağıdakı hadron-nüvə reaksiyasına baxılır:

$$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow n_1 \pi^- + n_2 p + X. \quad (2)$$

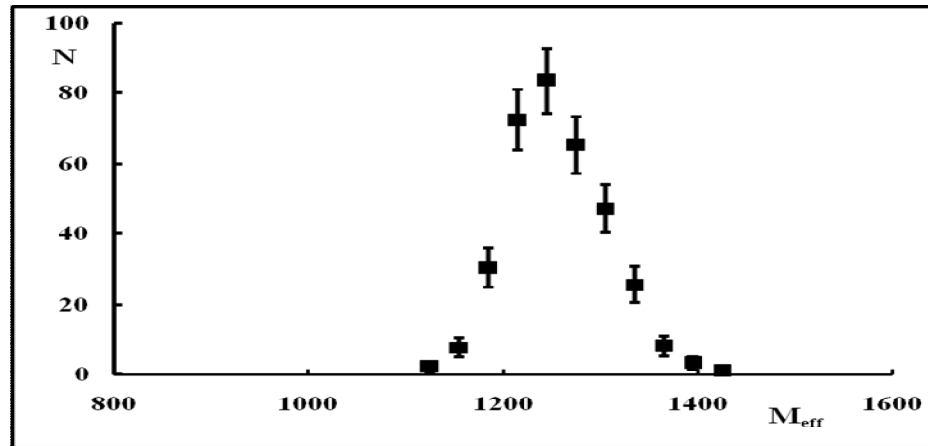
İlkin π^- -mezonun impulsu 40QeV/c –dir. (2) düsturundan görüldüyü kimi qeyd olunan zərrəciklərdən yalnız π^- -mezon (n_1 saydadır) və protonların (n_2 saydadır) xassələri öyrənilir, X isə tədqiq olunmayan zərrəciklər toplusudur. Qeyd edək ki, π^- -mezonun ${}^{12}\text{C}$ nüvəsi ilə qarşılıqlı təsirinin eksperimenti Birləşmiş Nüvə Tədqiqatları İnstitutunda (Dubna, Rusiya) aparılmışdır və toqquşmaların (və ya hadisələrin) ümumi sayı təxminən 16865 –dir. İstifadə olunan eksperimental materialın böyük statistikaya malik olması, alınan nəticələrin dəqiq analizi üçün çox vacibdir. (2) düsturu ilə baş verən hadisələrdə yaranan ikinci zərrəciklərin (yuxarıda göstəriləyi kimi yalnız π^- -mezon və protonlar nəzərdə tutacağıq) sayının bu zərrəciklər sisteminin (yəni π^-p) effektiv kütləsinə (M_{eff}) görə paylanmaları öyrənilmişdir. Bu paylanmalarda qarşılıqlı təsir nəticəsində yaranan π^- -mezon və protonların impulsu (p), kinetik enerjisi (E_k), meyletmə bucağı (θ , polyar bucaqdır) və kumulyativ ədədinə (kumulyativ ədədi $\beta=(E-p_1)/M_N$ düsturu ilə hesablanır, harda ki, E və p_1 uyğun olaraq zərrəciklərin enerjisi və impulsunun uzununa toplananıdır, M_N isə nuklonun kütləsidir) görə aşağıdakı məhdudiyyətlər nəzərə alınmaqla qeyd olunan zərrəciklərin sayının onların effektiv kütləsindən asılılığı tədqiq olunmuşdur:

$$E_{k\pi^-} < 0,25\text{QeV}; p_{pr} < 0,8\text{QeVc}; \cos\theta_{\pi^-} < -0,6; \beta_{\pi^-} < 0,6. \quad (3)$$

π^- -mezon və proton sisteminin effektiv kütləsi (1) düsturu ilə hesablanır. Aparılan tədqiqat nəticəsində məlum olmuşdur ki, π^- -mezon və protonların xarakteristikalarına yuxarıda qeyd olunan ardıcıl məhdudiyyətləri qoymaqla, həmin zərrəciklər cütünün sayının onların effektiv kütləsindən asılılıqlarında, kiçik xəta tərtibində, Δ^0 –rezonansların kütləsinə bərabər qiymətdə, yəni $M_{\Delta}=1232\text{MeV}$ enerjiddə (yüksək enerjilər fizikasında kütlə, enerji vahidlərində ölçülür) maksimum alınmışdır. Spektrlər şəkil 1-2 –də verilmişdir. Şəkil 1 –də içi dolu qara dairəciklə eksperimental nöqtələr qeyd olunmuşdur. Burada (2) nüvə reaksiyasında əmələ gələn pion və protonların xarakteristikalarına heç bir məhdudiyyət qoyulmamışdır, yəni (3) ifadəsinə daxil olan məhdudiyyətlər nəzərə alınmamışdır. Şəkildən görüldüyü kimi, spektrdəki maksimum, Δ^0 – rezonansların kütləsinə bərabər $M_{\Delta}=1232\text{MeV}$ qiymətindən təxminən 80MeV sola sürüşmüşdür. Şəkil 2 –də isə (3) məhdudiyyətlərinin hamısı nəzərə alınmaqla (π^-p) cütü sayının onların effektiv kütləsindən asılılığı verilmişdir. Spektrdən görüldüyü kimi, ardıcıl olaraq (3) düsturu ilə verilən məhdudiyyətlərin hamısı tətbiq olunduqdan sonra Δ^0 –rezonansın kütləsinə bərabər qiymətdə maksimum müşahidə olunur. Buradakı sürüşmə çox kiçikdir və təxminən 1-2MeV tərtibindədir. Δ^0 –rezonansların yuxarıda təsvir olunan yolla axtarışı tamamilə yenidir və başqa metodlardan prinsipial fərqlənir. Bu metod istənilən hadron-nüvə və nüvə-nüvə qarşılıqlı təsirləri üçün, onların səciyyəvi xüsusiyyətlərini nəzərə almaqla tətbiq oluna bilər.



Şəkil 1. (π^-p) cütü sayının onların effektiv kütləsindən asılılığı. Burada (3) düsturu ilə verilən məhdudiyyətlər nəzərə alınmamışdır.



Şəkil 2. (πp) cütü sayının onların effektiv kütləsindən asılılığı. Burada (3) düsturu ilə verilən məhdudiyyətlərin hamısı nəzərə alınmışdır.

ƏDƏBİYYAT

1. Kh. K. Olimov, Production of baryon resonances in $\pi^{+12}\text{C}$ -interactions at 40GeV/c. Physical Review C 76, 055202 (2007).
2. Lj. Simic et al., Δ^0 resonance production in peripheral 4.2A GeV C+Ta collisions. Physical Review C 80, 017901 (2009).

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ АСИММЕТРИЧНОСТИ ПРОФИЛЕЙ ФРАУНГФЕРОВЫХ ЛИНИЙ

Д.М. Кули-Заде

Бакинский Государственный Университет

e-mail: ckulizade@bsu.az, ckulizade@yahoo.com

Асимметрия профилей фраунгоферовых линий в спектре Солнца впервые была обнаружена Фойгтом в 1955 году по линиям инфракрасного триплета кислорода. Однако асимметричность профилей фраунгоферовых линий в спектре Солнца окончательно была установлена в 1960-1962 гг. Хиггсом на основе наблюдений с высоким спектральным разрешением. После применения новых спектральных приборов - быстросканирующих двойных монохроматоров и Фурье спектрометров высокой дисперсии и высокого разрешения эта проблема стала предметом исследования многих авторов.

В первое время асимметрия профилей фраунгоферовых линий описывалась простым сравнением фиолетового и красного крыльев профилей линий. Несколько позже она стала характеризоваться бисектором геометрическим местом середин хорд, соединяющих точки профиля линии с одинаковыми интенсивностями на фиолетовом и красном крыльях. В дальнейшем наиболее обширные исследования асимметричности профилей слабых и умеренных фраунгоферовых линий в спектре центра диска Солнца методом бисектора были выполнены Дравинсом и др., Костыком, Балтазаром, Атрашенко, Кули-Заде и др. Асимметрию профилей фраунгоферовых линий можно характеризовать также методом коэффициента асимметрии. Этот метод применялся Костыком и его группой. Он получил, что с ростом интенсивности спектральных линий коэффициент асимметрии уменьшается и для сильных линий превращается в нуль. Мы считаем, что уменьшение коэффициента асимметрии с ростом силы линий физически необъяснимо

и, скорее всего, является ошибкой метода коэффициента асимметрии. Основные недостатки вышеперечисленных методов, заключаются в том, что асимметрия профилей линий поглощения описывалась качественно, отсутствовала величина, характеризующая, асимметрию всего профиля фраунгоферовой линии и невозможно было исследовать статистическую зависимость асимметрии профилей фраунгоферовых линий от атомных и фотосферных величин. Для решения этой проблемы мы предложили новый количественный метод. Для этого мы ввели новые размерные величины, имеющие определенные физические значения. Эти величины дают возможность более подробно и, главное, количественно характеризовать асимметричность профилей фраунгоферовых линий в спектре Солнца и звезд.

Размерные физические величины, характеризующие асимметричность профилей фраунгоферовых линий количественно. Метод заключается в следующем: Определяется середина профиля линии на уровне полуширины и через него проводится перпендикулярную к оси абсцисс линия. Далее на фиолетовом и красном крыльях профиля определяется точки с одинаковой остаточной интенсивностью. Величина $\delta(R_i) = \Delta\lambda_{v_i} - \Delta\lambda_{r_i}$ называется дифференциальной асимметрией. Она характеризует асимметричность профиля линии на данной глубине. Зависимость $\delta(R_i)$ от R показывает изменение дифференциальной асимметрии с глубиной профиля по величине и по знаку. При $\delta(R_i) > 0$ асимметрия называется фиолетовой, при $\delta(R_i) < 0$ -красной, а при $\delta(R_i) = 0$ профиль линии на данной глубине будет симметричным. Площадь, образованная зависимостью $\delta(R_i)$ от R_i будем называться интегральной асимметрией. Очевидно, что интегральную асимметрию аналитически можно выразить как:

$$\Lambda = \int_0^{R_0} |\delta(R)| dR \approx \sum_i |\delta(R_i)| \Delta R_i.$$

Она определяет асимметрию всего профиля линии.

Разность положительной и отрицательной долей интегральной асимметрии

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

называется остаточной асимметрией. Она показывает преимущество фиолетовой или красной асимметрии. Если $\Delta\Lambda > 0$, то преобладает фиолетовая асимметрия, если $\Delta\Lambda < 0$, то преобладает красная асимметрия, а если $\Delta\Lambda = 0$, то обе асимметрии имеют одинаковую силу.

Величина

$$\Lambda_0 = \frac{\sum |\delta(R_i)| \Delta R_i}{W}$$

называется относительной асимметрией, где W - эквивалентная ширина профиля линии. Она показывает, какую долю составляет интегральная асимметрия от эквивалентной ширины линии.

Если положительная доля интегральной асимметрии

$$\Lambda_+ = \sum_{\delta(R)>0} |\delta(R_i)| \Delta R_i = 0,$$

то профиль линии полностью характеризуется красной асимметрией, а если отрицательная доля интегральной асимметрии

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

то профиль линии полностью характеризуется фиолетовой асимметрией.

Таким образом, предложенный нами новый метод дает возможность более подробно описывать и исследовать асимметрию профилей фраунгоферовых линий в спектрах Солнца и звезд. В отличие от метода

бисектора, в предложенном нами методе, асимметрия профилей линий характеризуется количественными величинами, имеющими определенный физический смысл. В настоящее

время предполагается, что асимметрия профилей фраунгоферовых линий в спектре Солнца связана с динамическими процессами в фотосфере. Если это в действительности так, то сильные линии должны подвергаться влиянию динамических процессов гораздо сильнее, чем слабые. Потому, что области образования сильных фраунгоферовых линий охватывают всю фотосферу и даже частично нижнюю хромосферу. Слабые же линии образуются в тонком слое нижних областей фотосферы. Следовательно, асимметрия на самом деле должна усиливаться с увеличением силы линий, что и дает предложенный нами новый количественный метод.

Результаты многих исследователей об уменьшении коэффициента асимметрии с увеличением эквивалентных ширин линий мы считаем ошибочным. Точнее говоря, это ошибка метода, которая не может учитывать изменения знака асимметрии внутри профиля линии. На самом деле, в пределах профиля данной линии асимметрия может неоднократно менять величину и знак. Поэтому красная асимметрия в одних глубинах профиля линии может компенсироваться фиолетовой асимметрией в других. В результате асимметрия профиля линии уменьшается и даже асимметричная сильная линия может оказаться почти симметричной. В предложенном нами методе этот факт учитывается, т.е., при определении интегральной асимметрии профилей фраунгоферовых линий складываются модули ее положительных и отрицательных долей, а не сами доли. Интегральная и остаточная асимметрии профилей линий, как и следовало ожидать из физических рассуждений, значительно растет с увеличением интенсивности линий. С другой стороны, с увеличением средней эффективной глубины образования интегральная, остаточная и относительная асимметрии профилей линий заметно уменьшаются. Это находится в полном соответствии с результатом об увеличении асимметрии с интенсивностью линий.

LINEAR PERTURBATION OF NONLINEAR SYSTEM OF THE HYDRODYNAMIC EQUATIONS

J. S. Aliyev

*Shamakhy Astrophysical Observatory, NAS of Azerbaijan, AZ5618, Shamakhy,
Pirgulu*

Jeans instability of a self-gravitating gas is a century - old problem in astrophysics. Jeans [1, 2] was the first to investigate the oscillations of self-gravitating gaseous masses and his discovery of the gravitational instability, being one of actual problems of astrophysics during century, remains the leading idea in the theory of the formation of astronomical bodies. In the years since then, at times, some questions in the Jeans theory concerning statements, as it is noticed by Tassoul [3], "has been subject to many unemotional controversies" and remain hitherto open.

Before to discuss these questions it is worth recalling some well-known facts of the Jeans theory, regarding the statement and results, which will be used hereafter. Supposing the infinitely extended medium is uniform throughout, Jeans has reduced the nonlinear set of equations of the hydrodynamics to the linear wave equation for the perturbation φ of the density ρ_0 :

$$-\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \Delta \varphi - \Omega^2 \varphi = 0, \quad (1)$$

where $\Omega^2 = 4\pi G\rho_0$ and v_s stands for the sound speed, and G for the gravitational constant. The Eq.(1) gives the dispersion relation

$$\omega^2 = 4\pi^2 v_s^2 / \lambda^2 - \Omega^2, \quad (2)$$

from which it follows that for wavelengths larger than λ_J , where

$$\lambda_J = 2\pi v_s / \Omega = v_s \sqrt{\pi / G\rho_0}, \quad (3)$$

the oscillations become unstable. It is the so-called Jeans gravitational instability and the wavelength λ_J the Jeans critical length.

The astrophysical significance of the Jeans theory is the formation of condensed gas clouds with sizes $l \geq \lambda_J$, which were identified with the celestial bodies. Further, this theory was generalized [4-9] to the cases considering a magnetic field and rotation and it was proved that the main statements of the Jeans theory remain unchanged.

Moreover, it should be added to foregoing remarks that the group speed v_g becomes infinitely large at $\lambda = \lambda_J$, as it follows from Eq.(2),

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{k v_s^2}{\sqrt{v_s^2 k^2 - \Omega^2}}, \quad (4)$$

where $k = 2\pi / \lambda$.

In a neighborhood of the point λ_J a group speed also loses sense, since its value becomes larger than light speed and an imaginary when $\lambda > \lambda_J$, which still is necessary to make physical sense of.

Certainly, at such indefinitely large real group speeds, the gravitational field is unable to overwhelm the wave pressure and consequently, a condensation of gas under the self-gravity is impossible. Conversely, if λ exceed λ_J , then the group speed becomes imaginary and the energy density of the collapsing wave, in a neighborhood of λ_J , would appear unrealistic large.

The physical contradictions are the result of non self-consistency of the perturbation equation with the nonlinear system, and, partially, its incorrect derivation.

In this note we consider perturbation to the nonlinear equation of form

$$\begin{aligned} & -\psi_{\tau,\tau} + \beta^2 k_1^2 \psi_{\xi,\xi} + \beta^2 k_2^2 \psi_{\eta,\eta} + \beta^2 k_3^2 \psi_{\zeta,\zeta} - \beta^2 k_1^2 \frac{\psi_{\xi}^2}{\psi} - \beta^2 k_2^2 \frac{\psi_{\eta}^2}{\psi} - \beta^2 k_3^2 \frac{\psi_{\zeta}^2}{\psi} \\ & - k_1 v_1 \frac{\psi_{\tau} \psi_{\xi}}{\psi} - k_2 v_2 \frac{\psi_{\tau} \psi_{\eta}}{\psi} - k_3 v_3 \frac{\psi_{\tau} \psi_{\zeta}}{\psi} + \psi^2 = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

which describe the density distribution with $\psi = \rho/\rho_0$.

The perturbation equation to Eq.(5) is given by

$$\begin{aligned}
 & -\phi_{t,t} + \beta^2 (k_1^2 \phi_{x,x} + k_2^2 \phi_{y,y} + k_3^2 \phi_{z,z}) - \left(\frac{k_1 v_1 \psi_x}{\psi} + \frac{k_2 v_2 \psi_y}{\psi} + \frac{k_3 v_3 \psi_z}{\psi} \right) \phi_t \\
 & - \left(2 \frac{\beta^2 k_1^2 \psi_x}{\psi} + \frac{k_1 v_1 \psi_t}{\psi} \right) \phi_x - \left(2 \frac{\beta^2 k_2^2 \psi_y}{\psi} + \frac{k_2 v_2 \psi_t}{\psi} \right) \phi_y - \left(2 \frac{\beta^2 k_3^2 \psi_z}{\psi} + \frac{k_3 v_3 \psi_t}{\psi} \right) \phi_z \quad (6) \\
 & + \left(k_1 v_1 \frac{\psi_t \psi_x}{\psi^2} + k_2 v_2 \frac{\psi_t \psi_y}{\psi^2} + k_3 v_3 \frac{\psi_t \psi_z}{\psi^2} \right) \phi + \beta^2 \left(\frac{k_1^2 \psi_x^2}{\psi^2} + \frac{k_2^2 \psi_y^2}{\psi^2} + \frac{k_3^2 \psi_z^2}{\psi^2} \right) \phi + 2 \psi \phi.
 \end{aligned}$$

Let's to limit ourselves to consider only case of $\psi = \psi_0 \operatorname{sech}^2(kr - \omega t + C)$, which is one of

solutions of Eq.(5). Then, taking into account this and by introducing $\phi(r, t) = e^{\omega t} \chi(r)$ and

$\xi = \tanh(r)$, the Eq.(6) can be converted to form of

$$(1 - 2\xi^2 + \xi^4) \frac{d^2}{d\xi^2} \chi(\xi) + (-g^2 + f\xi - \epsilon \xi^2 + \epsilon) \chi(\xi) + (-2\xi + 2\xi^3) \frac{d}{d\xi} \chi(\xi) = 0,$$

which admits a solution through the generalized hypergeometric function,

$$\chi(\xi) \propto \operatorname{hypergeom}([a, b], [c], \xi/2 + 1/2),$$

with

$$\begin{aligned}
 a &= 1/2 \sqrt{-f + g^2} + 1/2 \sqrt{1 + 4\epsilon} - 1/2 \sqrt{f + g^2} + 1/2, \\
 b &= 1/2 \sqrt{-f + g^2} - 1/2 \sqrt{1 + 4\epsilon} - 1/2 \sqrt{f + g^2} + 1/2, \quad c = 1 - \sqrt{f + g^2}.
 \end{aligned}$$

Taking into account that f, g, ϵ are the functions of ω, k, v , and well known property of the hypergeometric function that if a is a non-positive integer, the hypergeometric function is a polynomial in ξ , it is possible to construct a dispersion relation for ω, k, v . By analyzing of a

dispersion relation, it can be found when ω is a positive real number, i.e., when instability arises. It is a matter of another investigation.

References

1. Jeans, J. H., 1902, Phil. Trans. A., 199, 49.
2. Jeans, J. H., 1929, Astronomy and Cosmogony, Cambridge Univ. Press, Cambridge; reprinted by Dover, New York, 1961.
3. Tassoul, J.J., 1972, ApJ, 171, 485.
4. Chandrasekhar, S., Fermi, E., 1953, ApJ, 118, 11.
5. Chandrasekhar, S., 1954, ApJ, 119, 7.
6. Chandrasekhar, S., 1961, Hydrodynamic and Hydromagnetic stability, Oxford Univ. Press, London.
7. Prakash, K., Sharma, R., 1975, Ap&SS, 33, 1.
8. Sharma, R., Prakash K., 1974, Indian J. Phys., 48, 9.
9. Sharma, R., 1974, Ap&SS, 29, 1.

ON THE 3D SOLUTIONS OF NONLINEAR SYSTEM, ORIGIN OF STELLAR CLUSTERS, AND MULTIPLE SYSTEMS

J. S. Aliyev

Shamakhy Astrophysical Observatory, NAS of Azerbaijan, AZ5618, Shamakhy, Pirgulu

Formation of stars and their spatial distribution are a leading challenge in astrophysics, but due to impossibility to cover all aspects of such complex problem, we consider here only some questions concerning the density distribution as the analytical solution of nonlinear system. Note that, the origin of stellar clusters and stellar multiplicity remains the open problems of present-day astrophysics.

This paper is the generalization of investigations [1-3], in which the stability of self-gravitating gas in case of one dimension is studied. It is supposed, that the gas with the density ρ , pressure P and temperature T obeys the hydrodynamical laws, which with the equations of continuity and motion neglects the magnetic field, conductivity and viscosity while considering the self-gravity under Poisson equation describe a gas state

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0, \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\nabla(P + \rho v^2) - \rho \nabla \Phi, \Delta \Phi = 4\pi G \rho. \quad (5)$$

Here $v^2 = v_i \otimes v_j$, \otimes denote the tensor production, v the velocity, and $i, j = \overline{1, 3}$. To close the system of equations (1), one assumes the pressure and density are related by a polytropic equation

$$P = K \rho^n. \quad (6)$$

Consider first the case of perfect isothermal gas ($n = 1$ and $K = v_s^2$, where v_s is the sound speed), for which the Eq.(2) from now on becomes:

$$P = \rho v_s^2. \quad (7)$$

From Eqs. (1-3) it is no difficult to derive the following equation:

$$-\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \Delta (\rho v_s^2 + \rho v^2) - \frac{\nabla \rho}{\rho} \frac{\partial (\rho v)}{\partial t} - \frac{\nabla \rho}{\rho} \nabla (\rho v_s^2) - \frac{\nabla \rho}{\rho} \nabla (\rho v^2) + 4 \pi G \rho^2 = 0.$$

First one restricts oneself to a case of v_s and v are constants and concerning a matter distribution

one assumes that the gas cloud with the density $\rho(r, t)$ is nested into homogeneous infinitely

extended background by the density ρ_0 . Note, that infiniteness has a relative sense which means the

size of the background very large than Jeans length.

Taking into account of these assumptions it is easy to derive from the previous equation the

following one for $\rho = \rho(r, t)$:

$$-\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + (v_s^2 + v^2) \Delta \rho - v \frac{\nabla \rho}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{(v_s^2 + v^2)}{\rho} (\nabla \rho)^2 + 4 \pi G \rho^2 = 0. \quad (8)$$

As the v_s and v are constants, solving Eq.(4) in Cartesian geometry, we can write the solution in any

geometry by corresponding transformation. Therefore, let's consider Eq.(4) in Cartesian geometry

by introducing

$$\begin{aligned}\psi(\xi, \eta, \zeta, \tau) &= \rho(\xi, \eta, \zeta, \tau)/\rho_0, \tau = \Omega t, \xi = k_x x, \eta = k_y y, \zeta = k_z z, \\ v_1 &= v_x/v_s, v_2 = v_y/v_s, v_3 = v_z/v_s, k_1 = k_x/k_J, k_2 = k_y/k_J, k_3 = k_z/k_J, \quad (9) \\ \Omega &= \sqrt{4\pi G\rho_0}, \beta = (1 + v^2)^{1/2}, v = (v_1^2 + v_2^2 + v_3^2)^{1/2},\end{aligned}$$

where τ is the dimensionless time, ξ, η and ζ the dimensionless coordinates, k_1, k_2 and k_3 the dimensionless wavenumbers, v_1, v_2 and v_3 the dimensionless velocities, k_J the Jeans wavenumber related to Ω as $\Omega = k_J v_s$.

Declare $\psi(\xi, \eta, \zeta, \tau)$ as ψ and $\partial\psi/\partial l$ as ψ_l , where l is the one of (ξ, η, ζ, τ) , then Eq.(4) can be written as:

$$\begin{aligned}-\psi_{\tau,\tau} + \beta^2 k_1^2 \psi_{\xi,\xi} + \beta^2 k_2^2 \psi_{\eta,\eta} + \beta^2 k_3^2 \psi_{\zeta,\zeta} - \beta^2 k_1^2 \frac{\psi_\xi^2}{\psi} - \beta^2 k_2^2 \frac{\psi_\eta^2}{\psi} - \beta^2 k_3^2 \frac{\psi_\zeta^2}{\psi} \\ - k_1 v_1 \frac{\psi_\tau \psi_\xi}{\psi} - k_2 v_2 \frac{\psi_\tau \psi_\eta}{\psi} - k_3 v_3 \frac{\psi_\tau \psi_\zeta}{\psi} + \psi^2 = 0.\end{aligned}\quad (10)$$

The nonlinear Eq.(6), under conditions $\psi(0) = \psi_0, \psi'_r(0) = 0$, has many solutions and they can be represented through the functions as *sech, tanh*, the Jacobi *sn, cn, dn* and Weierstrass *p* ones. One below represents some of them:

$$\begin{aligned}\psi &= \alpha_1 \operatorname{sech}^2 \left((\xi + \eta + \zeta \pm \varpi_1 \tau + C) / \sqrt{2} \right), \\ \psi &= \alpha_2 \operatorname{cn}^2 \left((\xi + \eta + \zeta \pm \varpi_2 \tau + C) / \sqrt{2}, 1/\sqrt{2} \right), \\ \psi &= 2\alpha_2 \operatorname{sn}^2 \left((\xi + \eta + \zeta \pm \varpi_2 \tau + C) / \sqrt{2}, i \right), \\ \psi &= 2\alpha_2 \left(\operatorname{cn}^2 \left((\xi + \eta + \zeta \pm \varpi_2 \tau + C) / \sqrt{2}, \sqrt{2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{sn}^2 \left((\xi + \eta + \zeta \pm \varpi_2 \tau + C) / \sqrt{2}, \sqrt{2} \right) \right), \\ \psi &= \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2} \alpha_3 \\ &\quad + 3\alpha_3 \operatorname{cn}^2 \left(\frac{\xi + \eta + \zeta \pm \varpi_3 \tau + C}{\sqrt{2}}, \frac{\sqrt{3} \pm i}{2} \right) \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2}.\end{aligned}\quad (11)$$

where

$$\begin{aligned}
 \alpha_1 &= k^2 v^2 - \varpi_1^2, \alpha_2 = 2(k^2 v^2 - \varpi_2 \varpi_1), \\
 \varpi_1 &= \omega_1 + \omega_2 + \omega_3, \varpi_2 = (\varpi_1 + (\varpi_1^2 - k^2 v^2)^{1/2}) / \sqrt{2} \\
 \omega_1 &= k_1 v_1, \omega_2 = k_2 v_2, \omega_3 = k_3 v_3, \\
 k &= (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2)^{1/2}, v = (1 + v_1^2 + v_2^2 + v_3^2)^{1/2}.
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Note last member in Eqs. (7) has the real and imaginary parts, and we will imply under such representation the immiscible liquids. It is clear that such solution can be represented as a vector. Thus, we conclude that the Eq. (6) admits the solution which can be interpreted as a vector macroparticle. One of the main properties of the complex solution representing through the Jacobi *cn* (*sn* and *dn*) is that the density has many spatial localizations which can be associated with macroparticles (stars, galaxies). Vector-particles as the immiscible liquids explain why the binarity and multiplicity are ubiquitous in space.

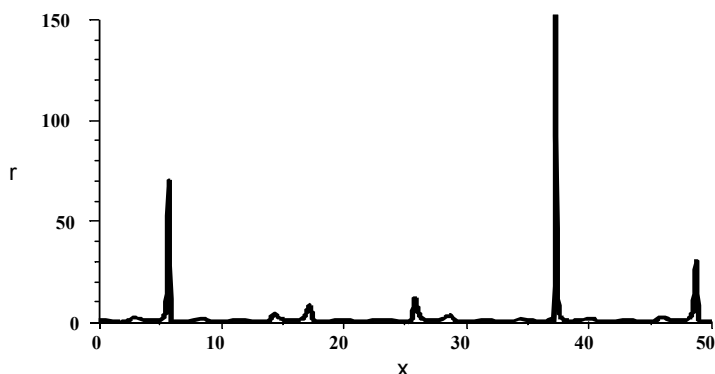


Fig 1. Spatial distribution of the density

Thus, existence of solutions in the vector form through the Jacobi functions give us to understand why stars are born in clusters and why they are often observed as multiple systems.

References

10. Aliyev, J. S., 2000, in "Regional Conference on Astronomy and Astrophysics", Tabriz University, 2000.
11. Aliyev, J.S., 2002a, News of BSU, 2, 100.
12. Aliyev, J.S., 2002b, News of BSU, 3, 80.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ ЭПСИЛОН БОЛЬШОЙ МЕДВЕДИЦЫ С УЧЕТОМ ПЕКУЛЯРНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Алиев С.Г. Исмайлова Ш.К.
ШАО НАН Азербайджана.

Как известно к магнитным химически пекулярным (МСП) звездам со времени начала определения их химического состава и физических параметров атмосфер применялись те же методы, что и к нормальным звездам. Однако неоднородность и наличие сильного ($B_e \geq 200 G_c$) магнитного поля в атмосферах этих звезд препятствуют прямому применению методов определения физических параметров ($T_{эф}$, $\lg g$, P_e , R , $V \sin i$ и т.д.) для МСП – звезд.

Эти и другие пекулярные (пятнистые) характеристики МСП звезд не позволяют получить точные и однозначные значения для физических параметров в разные фазы

переменности, так как к наблюдателю оказываются обращенными области с разным химическим составом и физическим условиям. Отсюда следует, что определяемая средняя значений разных физических параметров для МСР звезд не соответствуют реальному значению ни в пятне, ни вне его.

Исходя из вышеизложенных фактов, следует, что при применении известных методов исследования нормальных звезд для химической пекулярной пятнистой звезды необходимо провести детальное исследования структуры атмосферы этих звезд.

С этой целью нами были использованы более 100 ССД спектров, полученные на 2-м телескопе ШАО для классической магнитной звезды эпсилон Большой Медведицы.

Она (HD 112185) является одна из самых ярких ($V=1^m.7$) и давно (1917) известных магнитных A_p – звезд. Библиография исследований ϵ UMa рассчитывает несколько десятков публикаций [1, 2].

Линии в спектре ϵ UMa имеют ширину $\sim 1\text{Å}$, что не позволяет исследовать магнитное поле фотографическим методом по линиям металлов. Однако, на фотоэлектрическом звездном магнитометре 6-м телескопе САО РАН измерен переменное магнитное поле ($-300\div+800$ Гс) [3].

Кривая блеска имеет два максимума за период $P=5^d.0887$.

Первые определения периода вращения этой звезды были сделаны Гутником [4], который дал эфемериду

$$JD (\text{CaII Min})=2426437.01+5.0887E \quad (1)$$

Временной интервал между наблюдениями [4] и нашими составляет (35295) примерно 7060 периодов. При точности периода, равной единице последнего знака, приведение к нулевой фазе наблюдений Гутника может дать ошибку в фазе в среднем 0.20p. В большинстве случаев спектральный, фотометрический период и кривая блеска стабильны. Однако имеется ряд исключений наблюдаются либо плавные, либо скачкообразные изменения периода.

В связи с этим мы решили точность или заново определить период этой звезды. Для этого построены диаграммы спектра мощности по эквивалентным ширинам (W_λ) и лучевым скоростям (V_r) для линий H_α и основным пекулярным элементам Cr, Mg, Ti, Eu и т.д.р. После детального анализа получены несколько (3) возможные значения периодов. Из них постоянно наблюдаемый и наиболее мощный пик соответствует значению периода $P=6,4061$ дням.

На рисунке представлена периодограмма лучевой скорости (V_r) для линии H_α , которая построена по периоду $P_1=6^d,4061$. хорошим аргументом в пользу найденного периода является то, что оно в равной степени удовлетворяет всех фазовых кривых, которые построены для линий H_α и разных химических элементов.

С целью выявления пекулярных (аномальных) областей на поверхности звезды были построены фазовые зависимости интенсивности и лучевые скорости линии пекулярных элементов, магнитного поля (B_e) и блеска. С помощью анализа фазовых кривых были выявлены фазы, которые соответствуют наиболее пекулярной $\Phi(P)=0,55$ и относительно нормальной $\Phi(P)=0,30$ области на поверхности звезды. Сравнение построенных кривых показывает, что фазы главных максимумов величин W_λ, B_e и блеска совпадают, в пределах точности определения $\Delta\Phi=\pm 0,05$. это означает, что содержания пекулярных элементов, интенсивности магнитного поля (B_e), блеск и соответственно температура (T_e) в пекулярной (пятнистой) части значительно больше, чем для нормальной области атмосферы звезды.

Исходя из этого физических параметры были определены для фаз, которые соответствуют к пекулярным и нормальным частям атмосферы. Для определения температуру (T_e) и ускорения силы тяжести ($\lg g$) на поверхности звезды мы воспользовались методом сравнения измеренных профилей водородных линий с теоретическими. Оценки температур также были проведены по показателям цвета в

системах UVV и UVbY (стремгено). Полученные результаты приведены в таблице. Там же приведены значения некоторых параметров, которые были взяты из литературы [1-4].

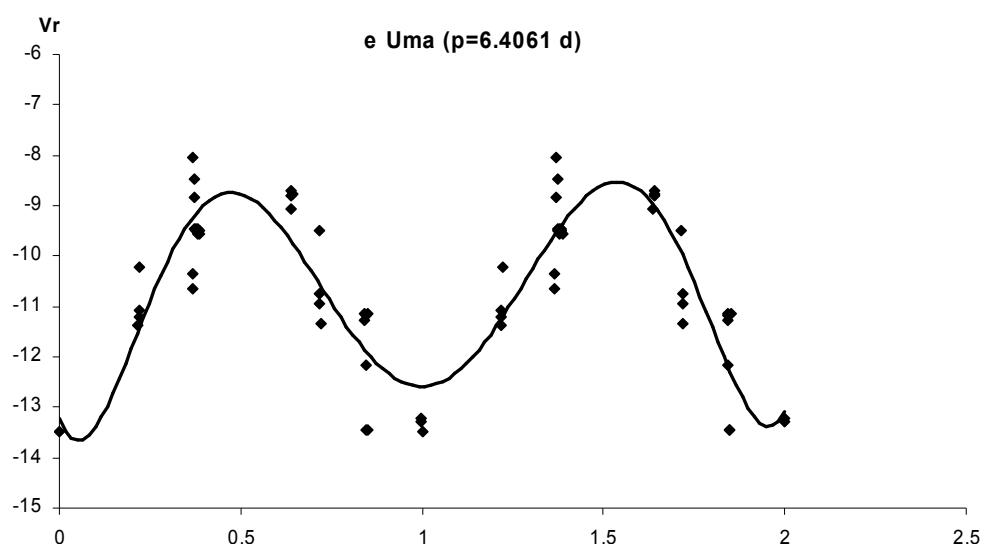
Величина $V \sin i = 30$ км/с была определена по полуширинам сильных линий MgII $\lambda 4481$ и CrII $\lambda 4558$. в работе [2] было получено, что почти во всей поверхности этой звезды имеет место дефицит Si и только в пекулярной части (около фазы $\Phi(P)=0,55$) обилие кремня близко к солнечному.

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. На основании более 100 CCD спектров определено новый период, который равен $P=6,4061$ дням.
2. В фазовых зависимостях обнаруживаются две максимумы, в которых интенсивности линий пекулярных элементов (Cr, Eu, Ti, Fe, и др), магнитного поля и блеск звезды совпадают.
3. Магнитное поле и фундаментальные параметры T_{eff} , $\lg g$ в пекулярной части атмосферы больше, чем в нормальной области на поверхности звезды.

Таблица

Метод	T_e	$\lg g$	Источник [1-4]	Be(Ge)	M_v	R
UVV	9900	-	10800(авт)	-	-	-
UVbY	10200	-	11000(авт)	-	+0.10	4.24
$\Phi(P) H_\alpha$	9600	4.00	-	-300/+600	-0.80	5.0[1]
$\Phi(H) H_\alpha$	8800	3.75	-	-	-	-
$\Phi(P) H_\gamma$	11000	4.00	9500[2]	100/800	-	6.3[3]
$\Phi(H) H_\alpha$	10300	3.50	9700[2]	-	-0.20	2.8[3]
По спектру	-	3.2	10100[2]	1200	-0.30	3.1



Периодограмма для $V_r(H_\alpha)$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ricc J.B., Wehlau W.J. Astron and Astrophys. 1990, v.333, p.503.
2. Тотачаева А.Г., Хохлова В.Л. Письма в Аж. 1991, т.17, №1, с.60.
3. Глаголевский Ю.В. и др. Изв. САО. 1982, т.15, с.14.
4. Gutnick P. Sitz. Preuss. Akad. Berlin. 1931, №29, p.657.

FİZİKA TƏDRİSİNDƏ EKOLOJİ BİLİKLƏRİN VERİLMƏSİ

***Nurullayev Y.Q., **Xəlilov S.X., **Məmmədov S.C.**

**Dakı Dövlət Universiteti, ** Sumqayıt Dövlət Universiteti*

Müasir mərhələdə ekoloji təhsilin məzmununun aparıcı ideyaları təbii şəkildə fizika elminin əsas funksiyalarına söykənir. Fizika-təbiət haqqında fundamental elm kimi şagirdlərin ekoloji biliklərinin formalaşmasında geniş imkanlara malikdir. Lakin bu imkanlar proqramlarda, dərslərdə metodiki və pedaqoji ədəbiyyatlarda lazımi səviyyədə açılmamışdır. Şagirdlərin ekoloji tərbiyəsi hər bir fənnin, o cümlədən fizika fənninin metodikası qarşısında duran aktual problemlərdən biridir. Ekologiya dedikdə insan cəmiyyəni əhatə edən ətraf mühitin qarşılıqlı əlaqəsinin öyrənilməsi qanunauyğunluqları haqqında biliklər sistemi başa düşülür. Müxtəlif hadisələrin ekoloji təsirinin öyrənilməsi təbiət elmləri arasında geniş əlaqələr olduğunu göstərir. Ona görə də elmin ekologiyalaşdırılması diqqət mərkəzində durmalıdır. Ekoloji təhsilin aktuallığını müasir insan həyatının obyektiv reallığı tələb edir. Elmi-texniki inkişaf dövründə ekoloji problemin kəskinliyi özünü göstərir. Məhz bu baxımdan son illərdə ekoloji təhsil problemlərinə daha çox fikir verilməsinə başlanmışdır. Ekoloji böhranın qorxusu insanları təbii ehtiyatlardan əlverişli istifadəyə, təbiətə şüurlu münasibətə, onun qorunmasına çağırır. Ətraf aləmin qorunması-planetin ən aktual problemidir. Həmin problemin həllində fizika elminin əhəmiyyətli rolu daim artır. Bu baxımdan fizikanın təlimində şagirdlərə öyrədiləcək əsas ekoloji bilikləri və yaxud həmin biliklərin aparıcı ideyalarının aşağıdakı kimi qruplaşdırılması məqsəduyğundur.

- təbiət hadisələrinin qarşılıqlı əlaqəsi;
- əmək prosesində təbiətin dəyişdirilməsi;
- insanla təbiətin qarşılıqlı əlaqəsinin zəruriliyinin, mümkünlüyünün optimallaşdırılması

və

fiziki qanunların təbiətin mühafizəsində rolu.

Texniki tərəqqinin sürətli inkişafı biosferdə maddələr mübadiləsinin yeni yollarını yaratmışdır. Bu isə təbiətdəki tarazlığın pozulmasına səbəb olur. Hazırda şəhər ətrafı mühüt sənaye, kənd təsərrüfatı və digər tullantılarla çirklənir. Hesablamalara görə bütün Yer kürəsində belə tullantıların sayı 500 milyon tondan çoxdur. Bu tullantılardan çoxu təbii dairəvi prosesdən kənar qalır. Yer kürəsində təqribən $2 \cdot 10^{12}$ tona qədər karbon qazı vardır. Bundan təqribən 10^{11} tonu okeanlarla atmosfer arasında əlaqədə iştirak edir. Dünya okeanlarında karbon qazı atmosferdəkinə nisbətən 60 dəfə çoxdur. Qazlar soyuq suda daha yaxşı həll olduğundan okeanlar təbiətdə bir növ nasos rolunu oynayır. Soyuq tərəflərdə karbon qazı sular tərəfindən daha çox udulur, isti tərəfdə isə atmosfərə buraxılır. Odur ki, tropik enliklərdə atmosferdəki karbon qazının parsial təzyiqi soyuq yerdəkinə nisbətən çox olur. Digər tərəfdən suda həll olan karbon qazının bir hissəsi oradakı canlıların skletinin yaranması ilə nəticələnir. Beləliklə, bu proses daim atmosferdə karbon qazının azalmasına səbəb olur. Lakin aparılan tədqiqatlar göstərir ki, dairəvi prosesə baxmayaraq hər il atmosferdəki karbon qazının miqdarı təqribən 0,2 % artır. Bu isə bir sıra dəyişiyliklər yaradır.

Məlumdur ki, karbon qazı infraqırmızı oblasta düşən işıq enerjisini udur. Günəşdən Yerə gələn şüalanmanın maksimumu görülən işıq oblastına düşür. Yer şüalanması isə infraqırmızı oblasta düşür, deməli atmosfer bir növ filtr rolunu oynayır. Atmosfer Günəşdən gələn şüaları buraxır, Yerdən şüalanmanı isə buraxmır. Beləliklə, atmosferdə karbon qazının çoxalması get-gedə istiliyin artmasına səbəb olur.

Atmosferin çirklənməsinə təsir edən səbəblərdən biri də Yer atmosferinin toz hissəcikləri ilə çirklənməsidir. Son illərdə atmosferin toz qırıntıları ilə çirklənməsi əsrin əvvəlinə nisbətən 20 % artmışdır. Atmosfer şəraitinin dəyişməsi adamlara və onların sağlamlığına ciddi təsir edir. 2010-cu ildə London üzərində qalın toz-duman qarışığı bir neçə gün çəkilməmişdir. Bunun nəticəsində çoxlu insan həlak olmuşdur. Bizim nəfəs aldığımız atmosfer yüklü zərrəciklərlə - ionlarla zəngindir. Əgər atmosferdə mənfi ionlar çoxdursa nəfəs alma asanlaşır. Amma şəhər yerlərində, əsasən metro daxilində müsbət ionların artıqlığı əmələ gəlir.

Atmosferin çirklənməsi nəticəsində Yer üzərində uzun dalğalı elektromaqnit şüalanmasının sıxlığının çoxalması insan orqanizmində gedən elektrik proseslərini pozur və insanın səhhətinə güclü təsir göstərir.

Təlim prosesində biliklərin verilməsi təlimin təşkili formalarına əlavə tələblərin qoyulmasına ehtiyac yaradır. Şaqirdlərdə ekoloji təhsil və tərbiyənin formalaşdırılması məqsədilə orta məktəbdə tədris olunan aşağıdakı mövzuları nəzərdən keçirək. Təhsilin birinci pilləsində

"İstilik mühərrikləri və faydalı iş əmsalı" mövzusu təbiidir ki, təbiətin mühafizə problemi ilə bağlıdır. Nəqliyyat vasitələrində benzin və dizel yanacağı ilə işləyən istilik mühərriklərinin atmosferə buraxdığı qazların tərkibində insan həyatı üçün təhlükəli olan 50-dən artıq zərərli komponent vardır. Bu komponentlərdən karbon oksidi, azot turşuları, müxtəlif aldehidlər, qurum, karbohidratlar və s. göstərmək olar. Bu mövzuların tədrisində qaz qarışıqlarının ayrı-ayrı komponentlərinin insanın sağlamlığına göstərdiyi təsirin şagirdlərə çatdırılması onlar üçün faydalıdır. Məsələn, karbon oksidi-rəngsiz, iyşiz qaz olmaqla insan orqanizmində qırmızıqan kürəciklərinin eritrositlərinə zərərli təsir edir, mərkəzi sinir sisteminə təsir edərək oksigen aclığı əmələ gətirir, baş gicəllənməsi, təngənəfəslik, yuxusuzluq və halsızlıq yaradır. Aldehidlər-əsasən formaldehidlər formasında mövcud olduqda insana kəskin həyəcanlaşdırıcı təsir edərək, mərkəzi sinir sisteminin fəaliyyətini zəiflədir. Havada 0,0008 % akreolin olması insan həyatı üçün təhlükəli olmasa da 0,002 % akreolin insana öldürücü təsir edir.

Tədrisin VII-IX siniflərində "Təbiət və cəmiyyət", "Maddənin üç aqrekat halı", "Birləşmiş qablar qanunu", "Cisimlərin üzməsi" və s. kimi mövzuların tədrisi zamanı şagirdlərə ekoloji məsələlərdən xeyli məlumat vermək mümkündür. Atom enerjisindən istifadə haqqında danışarkən, atom bombaları silahlarının insanlara və bütün canlı aləmə vurduğu zərərləri göstərmək lazımdır. Məlumatlara görə 1 KVt gücə malik olan neytron bombası partlayarkən 270 hektar sahədə insan, 400 hektar sahədə heyvan və quş, 100 hektar sahədə həşəratlar, 40 hektarda olan mikroorqanizmlər və bakteriyalar məhv olurlar. Həmin gücə malik neytron bombası 310 hektar sahədə iynəyarpaqlı meşəni, 140 hektar çölü və 40 hektar tundranı məhv edir.

IX sinifdə Atom və atom nüvəsi bölməsi tədris olunarkən şagirdlərə çatdırmaq olar ki, fiziki proses olan təbii radioaktiv fon bütün canlıları şüalanmaya məruz qoyur. Ətraf mühətdəki dağ massivlərinin, torpağın, inşaat materiallarının və s. tərkibindəki təbii radioaktivliyin yaratdığı – radioaktiv şüalanma insanlara, bütün canlılara təsir göstərir. Radioaktiv şüalanma α , β zərrəcikləri və γ - şüalardan ibarətdir.

Ümumiyyətlə radioaktiv şüalanmanın canlı orqanizmə mənfi təsirinin xarakteri iki mühüm amildən asılıdır:

1. Orqanizmə ionlaşdırıcı təsirin verdiyi enerjinin miqdarından;
2. Orqanizmin kütləsindən.

Bu o deməkdir ki, canlı orqanın hər vahid kütləsinə düşən şüalanma enerjisi nə qədər çox olarsa, orqanın normal fəaliyyəti bir o qədər tez pozular.

Radioaktiv şüalar içərisində qamma şüalanma ən böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malikdir. Onun qarşısı çox qalın qurğuşun və ya beton divarlı örtüklər vasitəsilə alınabilir. Məsələn, insanın çox qısa müddətdə aldığı ≈ 10 Qrey şüalanma dozası insan üçün ölümcül hesab

olunur. Ən zəif nüfuzetmə qabiliyyətinə malik α – zərrəciklərindən qorunmaq nisbətən asandır. Bu zərrəcikləri adi kağız parçası, insanın geydiyi paltar və insan dərisi asanlıqla tutur. Lakin α – zərrəcikləri ilə şüalanmış qida məhsulları insan orqanizmi üçün təhlükəlidir. β – zərrəcikləri də çox böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malik olduğundan, onun təsirindən asanlıqla qorunmaq olmur. Bu zərrəciklər havada 5 sm, orqanizmdə isə 1-2 sm məsafəyə nüfuz edə bilər. Bu şüalardan qorunmaq üçün bir neçə mm qalınlıqlı alüminium lövhədən istifadə olunur. Təbii radioaktiv mənbələrlə yanaşı süni mənbələr-atom energetikası, nüvə yanacağı sistemləri və hərbi məqsədli nüvə sınaqları şüalanma mənbələridir. Həmçinin bəzi istehlak malları-televizor, radioverici stansiyalar, mobil telefonlar, müxtəlif zavodların maye və qaz şəklində istehsal tullantıları əhali üçün şüalanma mənbələridir. Təbii radioaktiv fon ətraf mühitə daha çox zərər vurur, nəticədə bir çox sağalmaz xəstəliklər yaradır. Ona görə ətraf mühitlə düzgün davranışı hamı bilməlidir. Bu zaman 1946-cı ildə Yaponiyanın Xirosima və Naqasaki şəhərlərinə atılmış atom bombalarının törətdiyi fəsadlar haqqında məlumat vermək məqsəduyğundur.

Hazırda nəqliyyat vasitələrinin havanı çirkləndirməsi dıgər sənaye obyektlərindən qat-qat çoxdur. Məsələn Amerika Birləşmiş Ştatlarında atmosferin çirklənməsinin 60 %-i nəqliyyatın payına düşür. Hal-hazırda bütün dünyada nəqliyyat vasitələri ilə atmosferin çirklənməsinin fiziki-texniki üsullarla azaldılması problemləri üzərində geniş tədqiqat işləri aparılır. Bu problemlərə aşağıdakılar daxildir.

- Atmosferə buraxılan müxtəlif tərkibli zəhərli qazların təsirini müəyyənləşdirmək;
- zərərli qazları neytrallaşdırıcılar vasitəsilə zərərsizləşdirmək;
- çirkləndirici maddələrin miqdarı yanacaq sərfindən asılı olduğu üçün yanacağa qənaət etmək;
- ekoloji cəhətdən daha "təmiz" yanacaqlardan (qazlardan, sintetik spirtdən, müxtəlif qarışıqlardan və s.) istifadə etmək;
- istilik mühərriklərini başqa mühərriklərlə (məs. elektromobillərlə) əvəz etmək.

Ekoloji biliklərin formalaşmasında "Elektrodinavika" bölməsi daha geniş imkanlara malikdir. Elektrik sahəsi, mayelərdə elektrik cərəyanı mövzularının tədrisi ətraf mühitin mühafizəsi ilə əlaqələndirilərsə dərs daha canlı keçər. Məsələn, axar suları lazım olmayan qatışıqlardan təmizləmək üçün toz, qaz tutucu qurğuların effektivliyinin və f.i.ə.-nin artırılması ekoloji baxımdan faydalıdır.

"Mayelərdə elektrik cərəyanı" mövzusunda axar suların təmizlənməsinin fiziki-kimyəvi üsulları, suyun ozonlaşdırılması, ion mübadiləsi, elektroliz hadisələri ilə bağlı məlumatların verilməsi ekoloji baxımdan faydalı olub şagirdlərdə böyük maraq doğurur. İon mübadiləsi axar suların təmizlənməsində yeni və perspektivli metoddur. İon mübadiləsi zamanı sink, gümüş, xrom, nikel, mis, uran və s. kimi qiymətli metallar axar sulardan təmizlənir.

İstilik elektrik stansiyaları nümunəsində ekoloji problemləri təhlil etmək olar. Respublikamızda istehsal olunan elektrik enerjisinin 70 % istilik elektrik stansiyalarının payına düşür. Odur ki, sənaye obyektlərindən kənara atılan zərərli qatışıqların 29 % -i İstilik elektrik stansiyaları payına düşür. Aşağı keyfiyyətli yanacaq ilə işləyən İstilik elektrik stansiyaları təbiəti daha çox çirkləndirir.