ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ ҒЫЛЫМ ЖӘНЕ ЖОҒАРЫ БІЛІМ МИНИСТРЛІГІ

«Л.Н. ГУМИЛЕВ АТЫНДАҒЫ ЕУРАЗИЯ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ» КЕАҚ

Студенттер мен жас ғалымдардың
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2024»
XIX Халықаралық ғылыми конференциясының
БАЯНДАМАЛАР ЖИНАҒЫ

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
XIX Международной научной конференции
студентов и молодых ученых
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2024»

PROCEEDINGS
of the XIX International Scientific Conference
for students and young scholars
«ǴYLYM JÁNE BILIM - 2024»

2024
Астана

УДК 001
ББК 72
G99

«ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» студенттер мен жас ғалымдардың XIX Халықаралық ғылыми конференциясы = XIX Международная научная конференция студентов и молодых ученых «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024» = The XIX International Scientific Conference for students and young scholars «ǴYLYM JÁNE BILIM – 2024». – Астана: – 7478 б. - қазақша, орысша, ағылшынша.

ISBN 978-601-7697-07-5

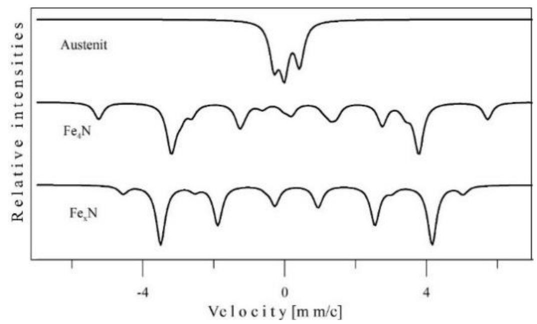
Жинаққа студенттердің, магистранттардың, докоранттардың және жас ғалымдардың жаратылыстану-техникалық және гуманитарлық ғылымдардың өзекті мәселелері бойынша баяндамалары енгізілген.

The proceedings are the papers of students, undergraduates, doctoral students and young researchers on topical issues of natural and technical sciences and humanities.

В сборник вошли доклады студентов, магистрантов, докторантов имолодых ученых по актуальным вопросам естественно-технических и гуманитарных наук.

УДК 001
ББК 72
G99

ISBN 978-601-7697-07-5



Сурет 3 – Аустенит, γ´-Fe_4N, Fe_xN
позицияларының фазалық қатынасы бойынша мессбауэр спектрлері.

Темір-азот жүйесіндегі фазалардың мессбауэрлік спектрлерінің параметрлерін пайдалана отырып жүйе фазаларын жеке-жеке қарастырып, мессбауэрлік талдаулар жүргізіп, жүйе параметлерін есептеу арқылы Fe-N бинарлық жүйесінің мессбауэрлік спектрлерінің модельдері құрастырылды.

Қолданылған әдебиеттер тізімі

1. Лякишев Н.П. Диаграммы состояния двойных металлических систем: Справочник: в 3т. – М.: Машиностроение, 1997. 1024с.
2. Банных О.А., Дрица М.Е. Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа – М.: Металлургия, 1986.
3. Кадыржанов К.К. и др. Ионно-лучевая и ионно-плазменная модификация металлов. – Алматы, 2005. 672 с.
4. Jack D.H, Jack K.H. Mat.Sci.Eng.1973, v.11, p.11.
5. Русаков В.С. Мессбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. – Алматы: ИЯФ НЯЦ РК, 2000. – 437с.

УДК 535.51

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ НА ГРУППАХ ЛИ

Баймуканова Райхан Булатовна
riko6999@gmail.com
магистрант 2 курса специальности «7М05304» - Физика, кафедра общей и теоретической физики, ЕНУ им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан
Научный руководитель – П.Ю. Цыба

Квантовые эффекты поляризации вакуума учитываются в космологических моделях общей теории относительности в теории сверхсильных гравитационных полей, возникающих в окрестностях черных дыр и нейтронных звезд [1, 2].

Следуя этим идеям, мы рассмотрим групповое многообразие $M = \mathbb{R}^1 \times G$, где G — группа Ли с биинвариантной метрикой.

Метрика типа Робертсона–Уокера, определенная на многообразии M, естественным образом вводит время в M, а групповая структура обеспечивает высокую симметрию и нетривиальную топологию пространства-времени. Это пространство-время однородно и изотропно и отличается от хорошо изученных пространств Фридмана (пространство-время Фридмана–Робертсона–Уокера (ФРУ)). Более того, это подходящая модель, в которой связь между алгебраическими и топологическими характеристиками пространстваврemени с эффектами квантового поля могла бы проявиться более четко.

Алгебра Ли g группы Ли G определяет косопряженные орбиты, но не полностью определяет топологию G. Для данной алгебры Ли можно построить несколько моделей типа Робертсона – Уокера, определенных на групповом многообразии M, которые отличаются от друг друга в своей пространственной топологии. Групповой подход Ли позволяет расширить класс рассматриваемых космологических моделей, характеризующихся различной пространственной топологией, тогда как для плоской модели Робертсона–Уокера пространственные топологии строго ограничены [3, 4, 5].

В настоящей статье рассматривается групповое многообразие с биинвариантной метрикой. Целью данной работы является рассмотрение поляризации вакуума скалярного поля в пространстве-времени типа ФРУ с теоретико-групповой точки зрения. Квантовые эффекты изучаются в рамках однопетлевого приближения, когда квантовое скалярное поле рассматривается на фоне классического гравитационного поля.

Пусть G — вещественная компактная полупростая $(n-1)$ – мерная группа Ли, а g — ее алгебра Ли. Для данного элемента $X \in g$ сопряженным действием X на g является отображение $ad_X: g \to g$, причем $ad_X Y = [X, Y]$ для всех $Y \in g$. Форма Киллинга $\gamma(X,Y) = k \cdot \mathrm{Tr}(ad_X \cdot ad_Y)$, где k — вещественный параметр, а $X, Y \in g$, определяет биинвариантную метрику Римана на G,

$$\langle u, \omega \rangle_g = \gamma((L_{g^{-1}})_* u, (L_{g^{-1}})_* \omega) = \gamma((R_{g^{-1}})_* u, (R_{g^{-1}})_* \omega),$$

где $(L_g)_*$ и $(R_g)_*$ — дифференциалы левого и правого сдвигов на группе Ли G соответственно; $u, \omega \in T_g G,\ g \in G$.

Связность вводится соотношением:

$$\nabla_a \eta_b = \Gamma^c_{ba} \eta_c. \quad (1)$$

Условие симметричности связности

$$T(\eta_a, \eta_b) = \nabla_a \eta_b - \nabla_b \eta_a - [\eta_a, \eta_b] = 0,$$

в силу $[\eta_a, \eta_b] = C^c_{ab} \eta_c$ и (1) примет вид

$$\Gamma^c_{ba}\eta_c - \Gamma^c_{ab}\eta_c - C^c_{ab}\eta_c = 0,$$
$$\Gamma^c_{ba} - \Gamma^c_{ab} = C^c_{ab}. \quad (2)$$

Из условия ковариантного постоянства метрики $\nabla_c \gamma(\eta_a, \eta_b) = 0$ и условия (2) получим символы Кристоффеля в тетрадных компонентах

$$\Gamma^a_{bc} = \frac{1}{2}[-C^a_{bc} + \gamma^{ad}(\gamma_{be} C^e_{dc} + \gamma_{ce} C^e_{db})].$$

Учитывая $\gamma_{ce} C^c_{ka} + \gamma_{ac} C^c_{ke} = 0$, найдем значение символов Кристоффеля

$$\Gamma^a_{bc} = -\frac{1}{2} C^a_{bc}.$$

Вид тензора Римана и Риччи в тетрадных компонентах

$$R^{\bar{d}}_{abc} = \Gamma^{\bar{e}}_{ab}\Gamma^{\bar{d}}_{\bar{e}c} - \Gamma^{\bar{d}}_{\bar{e}b}\Gamma^{\bar{e}}_{ac} + C^{e}_{bc}\Gamma^{d}_{ae},$$
$$R_{ac} = \Gamma^{\bar{e}}_{ad}\Gamma^{\bar{d}}_{c\bar{e}} + C^{\bar{d}}_{\bar{e}d}\Gamma^{\bar{e}}_{ac} = \frac{1}{4}\gamma_{ac}.$$

Далее найдем значение скалярной кривизны R

$$R = \gamma^{ac}R_{ac} = \gamma^{ac}\frac{1}{4}\gamma_{ac} = n - \frac{1}{4}.$$

Рассмотрим конформное пространство Робертсона–Уокера $\widetilde{M}$ с метрикой

$$d\tilde{s}^2 = a^2(\tau)ds^2,\;\; ds^2 = d\tau^2 - dl_G^2,$$

где ds^2 – метрика на групповом многообразии $M = \mathbb{R}^1 \times G$, заданная 2-формой $\mathbf{G} = 1 \oplus (-\gamma)$, и $\tau \in [0;\infty)$ – конформное время сопутствующего наблюдателя, масштабный фактор $a(\tau)$ — гладкая вещественная функция.

Тензор Риччи $\widetilde{\boldsymbol{R}}(X,Y)$ и скалярная кривизна $\tilde{R}$ пространства-времени $\widetilde{M}$ связаны с тензором Риччи $\boldsymbol{R}(X,Y)$ и скалярной кривизной R на M соотношениями:

$$\widetilde{\boldsymbol{R}}(X,Y) = \boldsymbol{R}(X,Y) - (n-2)\big(c(\tau)^2 - \dot{c}(\tau)\big)e_0(X)e_0(Y) + \mathbf{G}(X,Y)\big((\mathrm{n}-2)\mathrm{c}^2(\tau) + \dot{c}(\tau)\big),$$
$$X, Y \in \mathbb{R}^1 \times g,$$
$$\tilde{R} = a^{-2}(\tau)\big(R + (n-1)(n-2)c^2(\tau) + 2(n-1)\dot{c}(\tau)\big),\;\; c(\tau) \equiv \frac{\dot{a}(\tau)}{a(\tau)},$$

где $\dot{a}(\tau) = da(\tau)/d\tau$, $e_0(X) = X^0 = \langle X, \partial_\tau \rangle$ – проекция из $\mathbb{R}^1 \times g$ в $\mathbb{R}^1$. Значение тензора Риччи для векторных полей $u, v \in T_{(\tau,g)}$ находится с помощью сдвигов вправо на групповом многообразии M:

$$R(u,\omega) = \boldsymbol{R}((R_{g^{-1}})_* u, \big(R_{g^{-1}})_*\omega\big).$$

Таким образом, структурные константы алгебры Ли g, масштабный фактор $a(\tau)$ и параметр k определяют все геометрические характеристики пространства-времени $\widetilde{M}$.

Уравнение Клейна–Гордона для комплексного скалярного поля $\tilde{\varphi}(g)$ в пространстве-времени $\widetilde{M}$ можно записать в виде

$$\big(\tilde{\Box} + \zeta\tilde{\mathrm{K}} + m^2\big)\tilde{\varphi}(\tau,g) = 0, \qquad \zeta = n - \frac{2}{4(n-1)}.$$

Здесь m — масса поля $\tilde{\varphi}(\tau,g)$, $\tilde{\Box}$ – даламбериан в $\widetilde{M}$ вида

$$\tilde{\Box} = a^{-2}(\tau)(\partial_\tau^2 + (n-2)c(\tau)\partial_\tau - \Delta_G),$$

Δ_G – оператор Лапласа на группе Ли G.

Функции $\varphi_\sigma(\tau,g)$ и $\Phi_\sigma(g)$ удовлетворяют уравнениям

$$(\partial_\tau^2 - \Delta_G + \zeta R + a^2(\tau)m^2)\varphi(\tau,g) = 0,$$

и

$$-\Delta_G \Phi_\sigma(g) = \Lambda^2 \Phi_\sigma(g). \qquad (3)$$

Удобно выбрать набор функций

$$\Phi_\sigma(g) = \gamma^{-1/4} D^\lambda_{q\overline{q'}}(g^{-1}),\ \sigma = (q, q', \lambda)$$

как основу решения уравнения (3) с собственными значениями $\Lambda^2(\lambda) = H(-il(0,\lambda))$.

Вакуумное состояние скалярного поля φ определяется уравнениями

$$a^{(-)}_\sigma|0\rangle = a^{(-)}_\sigma|0\rangle = 0,\ \ \langle 0|0\rangle = 1.$$

Тензор энергии-импульса (ТЭИ) для скалярного поля $\varphi(\tau, g)$ в пространстве-времени M имеет вид [1]:

$$T(\eta_X, \eta_Y; m)\{\varphi, \varphi\} =$$
$$(1-2\zeta)\overline{\eta_{(X}\varphi}\eta_{Y)}\varphi + (2\zeta - 1/2)\mathbf{G}(X,Y)\mathbf{G}^{AB}\overline{\eta_A\varphi}\eta_B\varphi\ -\ [\zeta\boldsymbol{R}(X,Y) + (2\zeta - 1/2)\mathbf{G}(X,Y)(m^2 + \zeta\boldsymbol{R})]\bar{\varphi}\varphi$$
$$-\zeta[\left(\nabla_{\eta_{(X}}\nabla_{\eta_{Y)}}\bar{\varphi}\left(\nabla_{\eta_{(X}}\nabla_{\eta_{Y)}}\right)\varphi\right],$$

где $\overline{\eta_{(X}\varphi}\eta_{Y)}\varphi = (\overline{\eta_X\varphi}\eta_Y\varphi + \overline{\eta_Y\varphi}\eta_X\varphi)/2,\ \nabla_{\eta_X}$ – ковариантная производная вдоль векторного поля $\eta_X, \nabla_{\eta_{(X}}\nabla_{\eta_{Y)}} = \nabla_{\eta_X}\nabla_{\eta_Y} + \nabla_{\eta_Y}\nabla_{\eta_X})/2,\ X, Y \in \mathbb{R} \times g$.

ТЭИ для скалярного поля в пространстве-времени $\widetilde{M}$ связан с исходным ТЭИ на M следующим образом

$$\tilde{T}(\eta_X, \eta_Y; m)\{\bar{\varphi}, \bar{\varphi}\} = a^{2-n}(\tau) T(\eta_X, \eta_Y; a(\tau)m)\{\varphi, \varphi\}.$$

В нашей статье показано, что вакуумные средние ТЭИ для скалярного поля инвариантны относительно присоединенного представления группы Ли G. Значения математических ожиданий определяются характерами λ-представления группы Ли и решениями уравнения осциллятора с переменной частотой. Решения этого уравнения определяются зависимостью от времени в метрике.

Список использованных источников

1. А. А. Гриб, С. Г. Мамаев, В. М. Мостепаненко, Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях (Издательство «Лаборатория Фридмана», Санкт-Петербург, 1994).
2. Н. Д. Биррелл, П. К. Дэвис, Квантовые поля в искривленном пространстве (Издательство Кембриджского университета, Кембридж, 1982).
3. А. И. Бреев, И. В. Широков, Д. Н. Разумов, Поляризация вакуума скалярного поля на многообразии, конформно эквивалентном многообразию $\mathbf{R} \otimes \mathbf{G}$, Russ. Phys. J. 50 (10)(2007) 1012–1020, doi: 10.1007/s11182- 007-0146-9.
4. А. И. Бреев, Вакуумная поляризация скалярного поля на неунимодулярных группах Ли, Russ. Phys. J. 53(4) (2010) 421–430, doi:10.1007/s11182-010-9435-9.
5. А. И. Бреев, И. В. Широков, А. А. Магазов, Вакуумная поляризация скалярного поля на группах Ли и однородных пространствах, Theoret. Math. Phys. 167(1) (2011) 468–483, doi: 10.1007/s11232-011-0035-9.