ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

1974

БГРАЗСЦЧИТ НИТРАТИ

Ա. 8. Ամատունի, Վ. Մ. Հաւությունյան (պատասխանատու խմրագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաւիբյան (պատասխանատու խմրագրիր), է. Գ. Միւզարեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շաննազաւյան (պատաս խանատու քարտուզար), է. Գ. Շաւոյան, Գ. Ս. Սանակյան, Հ. Հ. Վաւդապետյան։

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Варталетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретары)

С Издательство АН Армянской ССР, 1974 г.

· · · · · · · · · · ·

МОДЕЛЬ СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЛЕПТОНОВ, ОСНОВАННАЯ НА ГРУППЕ $SU(2) \times SU(2)$

А. Э. АСРАТЯН

Предлагается градиентная модель слабых и электромагнитных взаимодействий лептонов, основанная на группе $SU(2) \times SU(2)$. Право- и левополяризованные лептоны входят в схему симметрично, мюон μ^+ и электрон e^- включены в один неприводимый мультиплет. Кроме фотона и ответственного за наблюдаемые слабые процессы тяжелого заряженного векторного бозона в модели присутствует нейтральный векторный бозон и сверхтяжелый заряженный векторный бозон. В модели отсутствуют нейтральные токи типа $\mu^+\mu^+$, e^-e^- и не возникают треугольные аномалии.

1. Введение

Основанные на группе $SU(2) \times U(1)$ градиентные модели [1, 2], обладая разумной «минимальностью», имеют, в то же время, два существенных недостатка [3]. Во-первых, в этих моделях право- и левополяризованные лептоны трактуются качественно совершенно различно (с этим связана необходимость введения двух независимых констант связи). Во-вторых, лептоны двух типов (мюонного и электронного) оказываются не связанными друг с другом, поскольку входят в различные неприводимые мультиплеты и преобразуются независимо.

Обе эти проблемы разрешены в работе [3], где построена модель, основанная на градиентной группе $SU(3) \times SU(3)$. В этой модели тяжелые лептоны отсутствуют, а наблюдаемые лептоны рассматриваются в рамках схемы Конопинского-Махмуда [5], образуя правый и левый неприводимые триплеты l_L и l_R

$$l_{L} = \frac{1}{2} (1 + \gamma_{5}) \cdot l, \quad l_{R} = \frac{1}{2} (1 - \gamma_{5}) \cdot l, \quad l = \begin{bmatrix} \mu^{+} \\ \nu \\ e^{-} \end{bmatrix}.$$

Представление группы $SU(3) \times SU(3)$ реализуется согласно

$$l_L \rightarrow U_L \cdot l_L, \quad l_R \rightarrow U_R \cdot l_R,$$

где U_L и U_R — независимые унимодулярные унитарные матрицы.

Поскольку правый и левый триплеты входят в схему симметрично, естественно приравнять друг другу две (вообще говоря, различные) константы связи, соответствующие коммутирующим между собой подгруппам $SU(3) \times I$, $I \times SU(3)$, где I -единичная матрица.

Высокая степень симметрии и экономность модели в отношении лептонов достигнуты за счет отказа от минимальности в отношении вектор-

STATISTICS STATIST

ных и скалярных бозонов: необходимо введение 16 действительных векторных градиентных полей (при этом для подавления ненаблюдаемых переходов большинство векторных бозонов делаются сверхтяжелыми) и большого количества физических скалярных бозонов.

В предлагаемой работе построена лептонная модель, которая, будучи лишена указанных выше недостатков простейших схем [1, 2], обладает несколько большей минимальностью, чем [3], в отношении векторных и скалярных бозонов.

Модель основана на градиентной группе SU(2)×SU(2) и является прямым обобщением первой модели Вайнберга [1].

Частицами считаются µ⁺, ⁹, e⁻, кроме того, вводятся два тяжелых нейтральных лептона Х°, У°.

Кроме фотона A и ответственного за наблюдаемые слабые процессы тяжелого векторного бозона W_{\pm} в модели присутствует нейтральный векторный бозон Z и заряженный сверхтяжелый векторный бозон W'. Совокупность скалярных бозонов состоит из пяти нейтральных действительных и двух заряженных физических бозонов.

В модели отсутствуют нейтральные токи типа $\mu^+ \mu^+$, e^-e^- (в противоположность модели Ли-Прентки-Зумино [2], в которой отсутствуют нейтральные токи типа $\tilde{\nu}\nu$). Поэтому в отличие от [1] предлагаемая модель не приводит к отличающимся от обычных предсказаниям для процессов

$$v + e^- \rightarrow v + e^-, v + e^- \rightarrow v + e^-$$

Существенным отличием данной модели от модели Вайнберга [1] является то, что в ней не появляются треугольные аномалии. Это связано с тем, что любое представление группы $SU(2) \times SU(2)$ эквивалентно своему сопряженному [6].

2. Взаимодействие лептонов с векторными бозонами

Генераторы, соответствующие подгруппе $I \times SU(2)$ группы $SU(2) \times SU(2)$, и ассоциируемые с ними градиентные поля обозначим через I_1 . I_2 , I_3 и A_1 , A_2 , A_3 . Для подгруппы $SU(2) \times I$ введем аналогичные обозначения I_1 , I_2 , I_3 и A_1' , A_2' , A_3' . Вообще говоря, инвариантность относительно $SU(2) \times SU(2)$ подразумевает наличие двух независимых констант связи g_1 и g_2 ; из соображений симметрии, однако, естественно положить их равными друг другу

$$g_1 = g_2 \equiv \sqrt{2} e. \tag{1}$$

(2)

Оператор электрического заряда положим равным

$$Q = I_3 + I_3.$$

Симметрия нарушается таким образом, что Q продолжает сохраняться. При этом физические векторные бозоны имеют вид

Модель слабых и электромагнитных взаимодействий лептонов

$$W_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 \mp i A_2), \qquad A = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_3 + A_3),$$

$$W_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 \mp i A_2), \qquad Z = \frac{1}{\sqrt{2}} (-A_3 + A_3),$$
(3)

Лептонные состояния группируются в два синглета S_R , S_L и два неприводимых мультиплета Ψ_{ij}^L , Ψ_{ij}^R , преобразующихся согласно

$$\Psi_{lj}^{R, L} \to u_{ll} \cdot u_{jk} \cdot \Psi_{lk}^{P, L}.$$
(4)

Мультиплеты имеют следующий вид:

1 2

$$\begin{vmatrix} \Psi_{11}^{R} \\ \Psi_{12}^{R} \\ \Psi_{21}^{R} \\ \Psi_{22}^{R} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} R \cdot \mu^{+} \\ a \cdot R \cdot \nu + b \cdot R \cdot X^{0} \\ R \cdot Y^{0} \\ R \cdot e^{-} \end{vmatrix}, \qquad \begin{vmatrix} \Psi_{11}^{L} \\ \Psi_{12}^{L} \\ \Psi_{21}^{L} \\ \Psi_{21}^{L} \\ \Psi_{22}^{L} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} L \cdot \mu^{+} \\ L \cdot X^{0} \\ a \cdot L \cdot \nu + b \cdot L \cdot Y^{0} \\ L \cdot e^{-} \end{vmatrix},$$
(5)
$$S_{R} = -b \cdot R \cdot \nu + a \cdot R \cdot X^{0}, \qquad S_{L} = -b \cdot L \cdot \nu + a \cdot L \cdot Y^{0}$$

тде $a^2 + b^2 = 1$ и введены обозначения $R = \frac{1}{2} (1 \rightarrow \gamma_5), L = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5)).$

Взаимодействие лептонов с векторными бозонами имеет вид

$$e \cdot [+A_{\alpha} \cdot [\tilde{\mu}^{+} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \mu^{+} - \tilde{e}^{-} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot e^{-}] +$$

$$+ Z_{\alpha} \cdot [(a \cdot \tilde{\nu} + b \cdot \tilde{X}^{0}) \cdot \gamma^{\alpha} R \cdot (a \cdot \nu + b \cdot \tilde{X}^{0}) - (a \cdot \tilde{\nu} + b \cdot \tilde{Y}^{0}) \cdot \gamma^{\alpha} \cdot L \times$$

$$\times (a \cdot \nu + b \cdot Y^{0}) + \tilde{X}^{0} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot L \cdot X^{0} - \tilde{Y}^{0} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot R \cdot Y^{0}] +$$

$$+ \tilde{e} \cdot [+\tilde{\mu} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot R \cdot (a \cdot \nu + b \cdot X^{0}) \cdot W_{+\alpha} + \tilde{e}^{-} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot L \cdot (a \cdot \nu + b \cdot Y^{0}) \cdot W_{-\alpha} +$$

$$+ \tilde{\mu}^{+} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot R \cdot Y^{0} \cdot W_{+\alpha} + \tilde{e}^{-} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot R \cdot Y^{0} \cdot W_{-\alpha} +$$

$$+ \tilde{\mu}^{+} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot L \cdot X^{0} \cdot W_{+\alpha} + \tilde{e}^{-} \cdot \gamma^{\alpha} \cdot L \cdot X^{0} \cdot W_{-\alpha} +$$

$$+ \tilde{\mu}^+ \cdot \gamma^{\alpha} \cdot L \cdot (\alpha \cdot \nu + b \cdot Y^0) \cdot W_{+\alpha} + \tilde{e}^- \cdot \gamma^{\alpha} \cdot R \cdot (\alpha \cdot \nu + b \cdot X^0) \cdot W_{-\alpha} + h.c. \}.$$

Поэтому введенная ранее константа е равна электромагнитной константе: $e^2/4 \pi = 1/137$. Нейтральный векторный бозон Z вообще не взаимодействует с заряженными лептонами μ^+ , e^- .

Из условия

$$\frac{e^2a^2}{4\,m^2(W)}=\frac{1}{V\,\overline{2}}\,G$$

следует, что $m(W) = a \cdot 52,8 \ \Gamma_{98}.$

Для правильного описания распада мюона необходимо, чтобы заряженный векторный бозон W'_+ был сверхтяжелым: $m(W') \gg m(W)$. 3. Скалярные бозоны и спектр масс лептонов и векторных бозонов

Для нарушения симметрии введем следующие скалярные мультиплеты.

а) Комплексный мультиплет $\varphi_{ij} = r_{ij} + is_{ij}$, преобразующийся согласно

$$\varphi_{lj} \rightarrow u_{lk} \cdot u_{jl} \cdot \varphi_{kl}$$

Мультиплет включает действительные нейтральные поля r₁₂, r₂₁, s₁₂, s₂₁ и заряженные поля

$$\Phi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (r_{11} \pm i s_{11}), \quad \Phi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (r_{22} \pm i s_{22}).$$

Пусть вакуумные средние имеют вид

$$\begin{vmatrix} < r_{11} > \\ < r_{12} > \\ < r_{21} > \\ < r_{22} > \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 1\sqrt{2} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}, \quad < s_{ij} > = 0, \ i, \ j = 1, \ 2.$$
(7)

Легко видеть, что величина Фір, определяемая согласно

$$\varphi_{11}' = \varphi_{22}^*, \ \varphi_{12}' = -\varphi_{21}^*, \ \varphi_{21}' = -\varphi_{12}^*, \ \varphi_{22}' = \varphi_{11}^*,$$
 (8)

преобразуется по тому же закону, что и фіј.

б) Два действительных триплета $V = |V_1V_2V_3|$ и $V' = |V_1V_2V_3|$. Преобразование $\{U', U\}$ группы $SU(2) \times SU(2)$ действует на эти триплеты следующим образом:

$$V \to T(U) \cdot V, \quad V' \to T(U') \cdot V',$$
(9)

где T(U), T(U') — ортогональные матрицы, находящиеся в обычном соответствии с матрицами U, U'.

Поскольку $Q = I_3 + I'_3$, легко видеть, что триплеты включают действительные нейтральные поля V_3 , V'_3 и заряженные поля

$$V_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (V_1 \mp i V_2), \quad V_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (V_1 \mp i V_2). \tag{10}$$

Пусть вакуумные средние имеют вид

$$\begin{vmatrix} < V_{1} > \\ < V_{2} > \\ < V_{3} > \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \xi \end{vmatrix}, \begin{vmatrix} < V_{1} > \\ < V_{2} > \\ < V_{3} > \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \xi' \end{vmatrix}.$$
(11)

Скалярный потенциал ρ всегда можно подобрать так, чтобы вакуумные средние имели вид (7) и (11), причем λ , ξ , ξ' не связаны никакими соотношениями.

Спектр масс лептонов возникает из взаимодействия

350

$$m \cdot \tilde{\Psi}_{ij}^{R} \cdot \Psi_{ij}^{L} + g \cdot [\tilde{\Psi}_{ij}^{L} \cdot \varphi_{ij} \cdot S_{R} - \tilde{\Psi}_{ij}^{R} \cdot \varphi_{ij}^{L} \cdot S_{L}] +$$
(12)

$$+ f \cdot \widetilde{\Psi}_{ij}^{R} \cdot (\overline{\tau} \cdot \widetilde{V})_{j}^{k} \cdot \Psi_{ik}^{L} + f' \cdot \widetilde{\Psi}_{ji}^{R} \cdot (\overline{\tau} \cdot \widetilde{V}')_{j}^{k} \cdot \Psi_{kl}^{L} + h.c..$$

При выполнении условий $m \cdot a - g \cdot b \cdot \lambda = 0$, $f \cdot \xi = f' \cdot \xi'$, обеспечивающих исчезновение недиагональных билинейных членов, возникает спектр масс

$$m(\mu^+) = m + f \cdot \xi, \quad m(e^-) = m - f \cdot \xi, \quad m(X^0) = m(Y^0) = \frac{m}{b} \cdot \quad (13)$$

Массы векторных бозонов оказываются равными

$$m(W) = e \sqrt{\lambda^2 + 2\xi^2}, \ m(W') = e \sqrt{\lambda^2 + 2\xi'^2}, \ m(Z) = \sqrt{2} e \lambda.$$
(14)

Пользуясь соотношениями $a^2 + b^2 = 1$, $m(W) = a \cdot 52,8 \ \Gamma_{98}$, получаем

$$m(X^{0}) = m(Y^{0}) = \frac{1}{2} \left[m(\mu^{+}) + m(e^{-}) \right] / \left[\frac{m(W)}{52,8} \right]^{2} \cdot (15)$$

Можно показать. что поля

$$\frac{-\sqrt{2\xi}\cdot V_{\pm} + \lambda \cdot \Phi_{\pm}}{\sqrt{\lambda^2 + 2\xi^2}}, \frac{+\sqrt{2\xi}\cdot V_{\mp} - \lambda \cdot \Phi_{\mp}}{\sqrt{\lambda^2 + 2\xi'^2}}, s_{12}$$
(16)

соответствуют безмассовым голдстоуновским бозонам [4]. Поэтому в рассмотрении остаются действительные нейтральные (имеющие нулевые вакуумные средние) поля

$$V_3 = \xi, \quad V_3 = \xi', \quad r_{12} = \sqrt{2}\lambda, \quad r_{21}, \quad s_{21}$$
 (17)

и заряженные поля

$$\frac{-\lambda \cdot V_{\pm} + \sqrt{2} \xi \cdot \Phi_{\pm}}{\sqrt{\lambda^2 + 2\xi^2}}, \quad \frac{+\lambda \cdot V_{\pm} + \sqrt{2} \xi' \cdot \Phi_{\pm}'}{\sqrt{\lambda^2 + 2\xi'^2}}. \tag{18}$$

Физические (диагонализующие массовую матрицу) поля есть некоторые линейные комбинации перечисленных; коэффициенты разложения и значения масс. разумеется, зависят от вида скалярного потенциала Р.

4. Обсуждение

Как уже отмечалось, нейтральный векторный бозон вообще не взаимодействует с заряженными лептонами. Из соотношений (14) с учетом того, что $m(W) = a \cdot 52,8 \ \Gamma \mathfrak{ss}$, следует, что $m(Z) < 74,6 \ \Gamma \mathfrak{ss}$. Поскольку справедливо равенство

$$m(X^{0}) = m(Y^{0}) = \frac{m(\mu^{+}) + m(e^{-})}{2\sqrt{1-a^{2}}},$$
(19)

получаем, что $a \approx 1$, $m(W) \approx 52,8 \Gamma_{98}$.

Взаимодействие (б) содержит член

$$e \cdot a^2 \cdot Z_{\alpha} \cdot \gamma \cdot \gamma^{\alpha} \cdot \gamma_5 \cdot \gamma. \tag{20}$$

Взаимодействие такого типа приводит к распаду [8]

$$K^+ \to e^+ + \nu + \nu + \nu. \tag{21}$$

В работе [7] на основании экспериментальных данных (и с использованием расчетов, проведенных в работе [8]) получено, что если «четырехнейтринное» взаимодействие имеет вид

$$F \cdot (\mathbf{v} \cdot \mathbf{\gamma}_{\alpha} \cdot \mathbf{v}) \cdot (\mathbf{v} \cdot \mathbf{\gamma}^{\alpha} \cdot \mathbf{v}), \qquad (22)$$

то справедливо $F/G < 1,8 \cdot 10^5$.

Учитывая, что взаимодействие

$$F \cdot (\widetilde{\nu} \cdot \gamma_n \cdot \gamma_5 \cdot \nu) \cdot (\overline{\nu} \cdot \gamma^n \cdot \gamma_5 \cdot \nu)$$
(23)

приводит к той же вероятности распада (21), что и (22), получим ограничение снизу на массу нейтрального векторного бозона

 $m(Z) > 0,3 \Gamma_{98}$.

Модель допускает наличие (сильно подавленных) переходов $\mu^+ \rightarrow e^$ через тяжелые нейтральные лептоны X^0 , Y^0 с испусканием двух сверхтяжелых векторных бозонов.

Используя расчеты [9], легко получить, что вклад в аномальный магнитный момент мюона диаграмм с нейтральными тяжелыми лептонами в промежуточном состоянии пренебрежимо мал ($\Delta a_{\mu} < 10^{-8}$). Поэтому в отличие от модели Джорджи-Глэшоу [10] никаких ограничений сверху на массы нейтральных лептонов X°, Y° наложить нельзя.

Автор благодарит Е. П. Шабалина за полезные обсуждения и интерес к работе.

Институт физических исследований АН АрмССР

Поступила 30.ХІ.1973

ЛИТЕРАТУРА

 S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967); Phys. Rev. Lett., 27, 1688 (1971).
 B. W. Lee. Phys. Rev., D6, 1188 (1972). J. Prentki, B. Zumino. Nucl. Phys., B47, 99 (1972). J. D. Bjorken, C. H. Llewellyn-Smith. Phys. Rev., D7, 887 (1973).

3. S. Weinberg. Phys. Rev., D5, 1962 (1972).

4. S. Weinberg. Phys. Rev., D7, 1068 (1973).

5. E. S. Konopinski, H. M. Mahmoud. Phys. Rev., 92, 1045 (1953).

6. H. Georgi S. L. Glashow. Phys. Rev., D6, 429 (1972).

7. G. D. Cable et al. Phys. Lett., 40B, 699 (1972).

8. D. Yu. Bardin et al. Phys. Lett., 32B, 121 (1970).

9. J. R. Primack, H. R. Quinn. Phys. Rev., D6, 3171 (1972).

10. H. Georgi, S. L. Glashow. Phys. Rev. Lett., 28, 1494 (1972).

SU (2) × SU (2) ԽՄԲԻ ՎՐԱ ՀԻՄՆՎԱԾ ՄՈԴԵԼ՝ ԼԵՊՏՈՆՆԵՐԻ ԹՈՒՑԼ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

U. F. LUUPUPSUL

Առաջարկված է $SU(2) \times SU(2)$ խմբի վրա հիմնված գրադիննտային մոդել լեպտոնների նույլ և էլեկարամադնիսական փոխաղդեցունյունների համար։ Աջ և ձախ բեեռացված լեպառնները սխեմայի մեջ մտնում են սիմետրիկ ձևով։ μ^+ - մեղոնը և e-_ էլեկտրոնը մտցված են մեկ չբերվող մուլտիպլետի մեջ։

THE $SU(2) \times SU(2)$ GROUP BASED MODEL OF WEAK AND ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS OF LEPTONS

A. E. ASRATYAN

The $SU(2) \times SU(2)$ group based gauge model of weak and electromagnetic interactions of leptons is proposed. Right- and left-polarized leptons enter the model symmetrically; μ^+ -meson and electron are included in the same irreducible multiple⁴. Besides the photon and the heavy charged vector boson responsible for the observed weak processes, the model incorporates a neutral vector boson and a superheavy charged vector boson.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭДЕЙРА ДЛЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ Х°(960)-МЕЗОНА НА ЯДРЕ ⁴Не

л. Э. ГЕНИНА, А. Н. ЗАСЛАВСКИЙ

В работе детально анализируются распределения Эдейра для реакции $\gamma + 4He \rightarrow X^0 + 4He$. Распределения Эдейра для $J^P(X^0) = 2^$ для всех мод распада отличаются от изотропных, что позволяет использовать их для определения снина X^0 (960)-мезона.

1. В настоящее время спин Х° (960)-мезона нельзя считать твердо установленным [1-3]. Известно, что анализ только механизмов распада X° -мезона $X^{\circ} \rightarrow \eta \pi^{+} \pi^{-}$, $X^{\circ} \rightarrow \rho \gamma$, $X^{\circ} \rightarrow \gamma \gamma$ не позволяет ИСКЛЮЧИТЬ *I^p*(X°)=2⁻ при любом практически достижимом статистическом уровне [3]. В этой связи становится важным совместное изучение механизмов рождения и распадов Х° (960)-мезона в сильных и электромагнитных взаимодействиях [3, 4]. В последнее время предприняты значительные экспериментальные усилия, чтобы решить вопрос о спине X° (960)-мезона. В недавних экспериментах в Брукхейвене [6, 7, 11], где изучались возможные спиновые эффекты в реакции K⁻ p→ΛX⁰, просуммированные по всем значениям переданного импульса (так как статистика не позволяла построить распределения Эдейра), существенные отклонения от изотропии не были замечены. Однако после сделанного в [13] замечания о необходимости более жесткого отбора событий под малыми углами рождения, чтобы эффекты спина не могли быть затушеваны, материал работы [11] был заново обработан. Результаты обработки опубликованы в работах [5, 12]. Обнаружено отклонение от изотропии в распределениях Эдейра для реакции $K^- p \to \Lambda X^{\circ}$, что является аргументом в пользу $\int_{-\infty}^{\infty} (X^{i}) = 2^{-1}$. Подчеркнем, что обнаружение статистически обоснованной анизотропии в распределениях Эдейра является строгим доказательством гипотезы 2-, основанным только на сохранении момента количества движения.

В связи с этим особенно важно экспериментальное изучение эффектов спина X°(960)-мезона в других реакциях, где альтернативные гипотезы 0⁻ и 2⁻ могут быть ясно различимы.

Как показано в работе [8], в реакции

$$\gamma + {}^{4}He \rightarrow X^{0} + {}^{4}He \tag{1}$$

существует простой эффект, связанный со спином $X^{\circ}(960)$ -мезона. Дифференциальное сечение $\frac{d^{\sigma}}{d^2 F^2(t)}$ для $\int^p (X^{\prime}) = 0^-$ в области малых углов пропорционально $\sin^2 \theta$, а для $\int^p (X^0) = 2^-$ слабо зависит от угла рождения (F(t) — форм фактор ядра, θ — угол рождения X^1 -мезона в с.ц.м.).

В настоящей работе детально анализируются распределения Эдейра для реакции



с целью поиска других эффектов спина X° -мезона. Известным недостатком, связанным с определением спина частицы по распределению Эдейра, является существенное уменьшение статистики, так как события необходимо отбирать вблизи угла 0° (например, такой отбор событий уменьшает общую статистику примерно в 10 раз в реакции $K^- p \rightarrow \Lambda X^0$ [5]).

Определение спина X°(960) по распределению Эдейра для реакции $\gamma + He \to X^\circ + He$ свободно от этого недостатка. Из-за формфактора ядра F(t), который быстро падает с ростом |t|, все события группируются в области малых углов, и определение спина X°(960)-мезона по распределению Эдейра проводится без существенного уменьшения статистики. Таким образом, поведение дифференциального сечения реакции (1) и распределения Эдейра могут быть одинаково чувствительны к спину X°(960)-мезона и являются эффектами одного порядка. Важно отметить, что так как амплитуда реакции $\gamma + He \to X^\circ + He$ вперед только одна, распределения Эдейра для этой реакции не зависят явно от элементов матрицы плотности и не содержат неизвестных параметров, связанных с механизмом рождения.

2. Амплитуда реакции $\gamma + He \rightarrow He + X^{\circ}(960)$ для $\int^{P} (X^{\circ}) = 0^{-}$ в с. ц. м. имеет вид [8]

$$T_{0-} = f_0 \left(E, \theta \right) \, \varepsilon_n, \tag{2}$$

где n—нормаль к плоскости реакции, ε — вектор поляризации фотона. Для гипотезы $\int^{P} (X^0) = 2^{-}$ в общем случае реакция (1) описывается пятью инвариантными амплитудами [8]. Нас в дальнейшем будет интересовать область малых углов рождения X°-мезона. В этом случае реакция (1) описывается одной амплитудой, которую запишем в следующем виде:

$$T_{2} - = f_{2}(E, \theta) \overline{X}_{ij} k_{l} [k \times \varepsilon]_{j}, \qquad (3)$$

где k — импульс пучка, X_{ij} — спиновая функция X^0 -мезона для $J^p(X^0) = 2^-$.

Рассмотрим теперь распределения Эдейра в реакции $\gamma + He \rightarrow X^0 + He$ для всех известных распадов $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$, $X^0 \rightarrow \rho \gamma$ и $X^0 \rightarrow \gamma \gamma^-$, а. Распад $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$. Матричный, элемент распада $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$

для $\int^{p} (X^{0}) = 2^{-}$ запишем в следующем виде:

$$M(X^{0} \to \eta \pi^{+} \pi^{-}) = \left[q_{i} q_{j} + w d_{i} d_{j} - \frac{1}{3} \delta_{ij} (\vec{q}^{2} + w d^{3}) \right] X_{ij}, \qquad (4)$$

где q — импульс η -мезона в системе покоя X° -мезона, d — импульс π^+ -мезона в системе покоя $\pi^+\pi^+$ -пары, ω — комплексный параметр.

Построим распределения Эдейра для нормали к плоскости распа-

да $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$. Общее распределение для нормали к плоскости трехчастичного распада имеет вид [9]

$$W^{n} = \sum_{m, m'} p_{mm'} \sum_{M} D_{mM}^{j*} (\alpha, \beta, 0) D_{m'M}^{j} (\alpha, \beta, 0) |R_{M}|^{2},$$
(5)

$$|R_{\mathcal{M}}|^{2} = 2\pi \sum_{\lambda, \kappa_{2}\lambda_{3}} \int d\omega_{1}d\omega_{2} |F_{\mathcal{M}}(\omega_{1}\lambda_{1}, \omega_{2}\lambda_{2}, \omega_{3}\lambda_{3})|^{2},$$

где $\rho_{mm'}$ — элементы матрицы плотности, характеризующие процесс рождения, β — полярный угол между направлением (z) и нормалью к плоскости распада, α — азимутальный угол (ось z выбрана вдоль им-

пульса пучка,
$$\cos \beta = \frac{(\vec{k} \ \vec{n})}{|\vec{k}| \ |\vec{n}|}$$
; $F_M(\omega_1 \lambda_1, \ \omega_2 \lambda_2, \ \omega_3 \lambda_3)$ — амплитуды трехча-

стичного распада, характеризуемые проекцией *M* вектора спина на нормаль к плоскости реакции. Они связаны с матричным элементом (4), построенным обычным образом из импульсов распадных частиц. Эта связь получена в работе [10] и в нашем случае имеет следующий вид:

$$R_0^+ + R_2^+ = \frac{1}{2} \int (q^4 + |w|^2 d^4 + \operatorname{Re} w q^2 d^2 Z_{\ell}) dw_1 dw_2,$$
(6)

$$R_{0}^{+} - R_{2}^{+} = -\frac{1}{4} \int [q^{4} + |w|^{2} d^{4} + 2 \operatorname{Re} w q^{2} d^{2} (1 + Z_{\delta}) d\omega_{1} d\omega_{2},$$

-3 cos ô, cos ô = $\frac{\vec{q} \cdot \vec{d}}{\cdot \cdot \cdot \cdot}$

Интегрирование ведется по диаграмме Далитца распада $X^n \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$.

19 d

При образовании Х⁰-мезона вперед проекции ±2,0 на направле-

ние k запрещены. Имеет место сильная выстроенность:

$$\rho_{22} = \rho_{-2-2} = 0, \quad \rho_{00} = 0. \tag{7}$$

В (5) дают вклад только элементы матрицы плотности ρ_{11} и ρ_{-1-1} , причем $\rho_{11} = \rho_{-1-1}$, так как

$$\rho_{-m-m'} = (-1)^{m-m'} \rho_{mm'}.$$

Это позволяет получить для распределения Эдейра между импульсом падающего пучка в реакции (1) и нормалью к плоскости распада $X^0 \to \eta \pi^+ \pi^-$ следующее выражение:

$$W^{n}(\beta) = R_{2}^{+} \rho_{11} \sin^{2}\beta \left[1 + \cos^{2}\beta \left(1 + 6 \frac{R_{0}^{+}}{R_{2}^{+}} \right) \right], \qquad (8)$$

где R_0^+ и R_2^+ определяются с помощью формул (6).

Распределение по азимутальному углу а изотропно. Вычисление

356

где Zi = 1

 $\frac{R_{0}^{+}}{R_{2}^{+}}$ обсуждается в Приложении. Недавние данные [12] Брукхейвена дают для параметра w почти мнимое значение

$$w^{-1} = -0.02 + 0.05 + (0.35 + 0.02) i.$$
 (4a)

Распределение (8), вычисленное с этим значением параметра W, имеет вид

$$W^{n}(\beta) \sim \sin^{2}\beta \left(1 + 3\cos^{2}\beta\right). \tag{9}$$

На рис. З приведены распределение с нормалью при $\omega = -3i$ (4а) и распределения для вещественных значений параметра $\omega = 4$ и $\omega = -4$, которые также согласуются с диаграммой Далитца распада $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$.

Кроме распределения (8) можно получить еще два распределения Эдейра по углам между импульсом пучка фотонов и импульсом (\vec{q}) η -мезона в системе покоя X^0 -мезона и относительным импульсом (\vec{d}) $\pi^+\pi^-$ -мезонов (в с. ц. м.) распада $X^0 \to \eta \pi^+\pi^-$ соответственно:

$$W^{q}(\theta) = \frac{1}{2(a_{1} + |w|^{2}a_{2})} \left[|w|^{2}a_{2} + \frac{15}{8}a_{1}\sin^{2}2\theta \right], \quad (10)$$

$$W^{d}(\gamma) = \frac{1}{2(\alpha_{1} + |w|^{2}\alpha_{2})} \left[\alpha_{1} + \frac{15}{8} |w|^{2} \alpha_{2} \sin^{2} 2\gamma \right], \quad (11)$$

где

$$\cos \theta = \frac{(\vec{k} \cdot \vec{q})}{|\vec{k}| |\vec{q}|}, \quad \cos \gamma = \frac{(\vec{k} \cdot \vec{d})}{|\vec{k}| |\vec{d}|}, \quad \alpha_2 : \alpha_1 = 6, 6:1.$$

Если предположить, что $\omega = -3i$, то распределения Эдейра (10) и (11) принимают вид

$$W^{q}(\theta) \sim 1 + 1,38 \sin^{2} 2 \theta,$$
 (12)

$$W^{a}(\gamma) \sim 1 + 2,56 \sin^{2} 2 \gamma.$$
 (13)

Как видно, все распределения не зависят явно от элементов матрицы плотности. Графики распределений (8), (10), (11) при различных значениях распадного параметра w, взятого из имеющихся экспериментальных данных по распаду $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ [12], приведены на рис. (1—3). Ясно, что распределения имеют характерную структуру и сильно отличаются от изотропных.

б. Распад $X^{\circ} \to \rho\gamma$. Относительная вероятность распада $X^{\circ} \to \rho\gamma$ велика — $30^{\circ}/_{0}$ [1] и анализ распределений Эдейра для этого случая также представляет интерес.

Матричный элемент распада $X^{\circ} \rightarrow \wp \gamma$ для $\int^{p} (X^{\circ}) = 2^{-}$ состоит из амплитуд *M*1-, *E*2- и *M*3-переходов

$$M_{2-}(X^{\circ} \to \rho \gamma) = \{g_{1}b_{i}[q \ e]_{j} + g_{2}e_{i}[q \ b]_{j} + fq_{i}q_{j}(q \ [eb])\} X_{ij}, \quad (14)$$

где b — вектор поляризации р-мезона, q — импульс γ-кванта распаде, d — относительный импульс π-мезонов от распада р-мезона.



Рис. 1. Корреляция между импульсом пучка фотонов \vec{k} и относительным импульсом π -мезонов (\vec{d}) в распаде $X^2 - \eta \pi^+ \pi^-$. Жирная линия – распределение для w = -3i, тонкая линия – для |w| = 4.



Рис. 2. Корреляция между импульсом пучка фотонов (k) и импульсом η -мезона (q) в распаде $X^{\circ} - \eta \pi^{+} \pi^{-}$. Жирная линия — распределение для w = -3i, тоикая линия — для |w| = 4.



Рис. 3. Корреляция между импульсом пучка фотонов (k) и нормалью (n) к илоскости распада $X^{\circ} \to \eta \pi^+ \pi^-$. Жирная линия — распределение для w = -3i, тонкая линия — для w = -4, штрих-пунктирная линия — для w = 4.

При малом энерговыделении ($Q \sim 200 \, M_{98}$) амплитудой перехода M3 можно пренебречь (f = 0).

Распределения Эдейра W" и Wd им ют вид

W

$$W^{q}(b') = \frac{3}{16\left(1+g+\frac{7}{10}g^{2}\right)} [3-\cos^{2b'}+4g\sin^{2b'}+2g^{2}(1+g+\frac{7}{10}g^{2})], \qquad (15)$$

$$\frac{1}{2}\left((\gamma')\right) = \frac{3}{8\left(1+g+\frac{7}{10}g^{2}\right)} \left[(1+\cos^{2}\gamma')(1+g)+g^{2}\left(1-\frac{1}{5}\cos^{2}\gamma'\right)\right]. \qquad (16)$$

Распределения Эдейра (15) и (16) существенным образом зависят от параметра смещивания $g = \frac{g_2}{g_1}$ амплитуд *M*1- и *E*2-переходов в распаде $X^\circ \to \rho\gamma$. Параметр *g* может быть определен из данных по распаду $X^\circ \to \rho\gamma$. Для распределения по углу между импульсом γ -кванта и импульсом π^+ -мезонов в системе покоя *p*-мезона (cos $z \sim (q d)$) эксперимент Брукхейвенской группы [11] дает

$$W(\alpha) = 0, 1^{+0.6}_{-0.1} + \sin^2 \alpha.$$
⁽¹⁷⁾

359

Распределение W(a) легко может быть вычислено с помощью матричного элемента (14):

$$W(\alpha) = g_1^2 \left(1 + \frac{1}{6} \sin^2 \alpha \right) + \left(\frac{7}{6} g_2^2 + \frac{5}{3} g_1 g_2 \right) \sin^2 \alpha.$$
(18)

Легко видеть, что чистый *M*1-переход, который дает $W(\alpha) = 6 + \sin^2 \alpha$, маловероятен. Более предпочтительно значение $|g| \gg 1$ и g = 1. Для отношения $g = g_2/g_1$ может быть получено ограничение

$$g = 2,0^{+\infty}_{-1,3}$$
 или $g = -3,5^{+1,4}_{-\infty}$ (19)

На рис. 4, 5 приведены распределения Эдейра (15) и (16) для распада $X^{\circ} \rightarrow \rho \gamma$ для некоторых значений параметра g. Распределения во всех случаях отличаются от изотропных, что позволяет использовать их для определения спина X° -мезона.



Рис. 4. Корреляция между импульсом пучка фотонов (k) и импульсом (q) 7-кванта в распаде $X^{\circ} \rightarrow \rho\gamma$. Жирная линия — распределение для $|g| \gg 1$, тонкая линия — распределение для M1-перехода (g = 0), штрих-пунктирная линия — для g = 1.

в. Распад $X^{\circ} \to \gamma\gamma$. Матричный элемент распада $X^{\circ} \to 2\gamma$ для $J^{p}(X^{\circ}) = 2^{-}$ содержит одну амплитуду (q — импульс γ -кванта в системе покоя X°)

$$M_{2} - (X^{\circ} \to \gamma \gamma) \sim X_{lj} q_{l} q_{j} (q [e_{1}, e_{2}]).$$
⁽²⁰⁾

Поэтому распределение Эдейра $W^q(\bar{\theta})(\cos\theta \sim (kq))$ вычисляется однозначно и не зависит от произвольных параметров



Рис. 5. Корреляция между импульсом пучка фотонов (k) и относительным импульсом (d) π -мезонов в распаде $X^{\circ} \rightarrow \rho^{\circ} \gamma \rightarrow \pi^{+} \pi^{-} \gamma$. Жирная липия—распределение для $|g| \gg 1$, тойкая линия—распределение для *M*1-перехода (g = 0), штрих-пунктирная линия— для g = 1.

$$W''(\bar{b}) = \frac{15}{16} \sin^2 2 \, \bar{b}.$$
 (21)

Подчеркнем еще раз, что для $\int^{P} (X^{\circ}) = 0^{-}$ все распределения W_{0}^{n} , W_{0}^{d} и W_{0}^{d} изотропны независимо от угла рождения X° -мезона:

$$W_0^a = W_0^q = W_0^d = \frac{1}{2} \,. \tag{22}$$

Проведенный в работе анализ распределений показывает, что экспериментальное исследование реакции $\gamma + {}^{4}He \rightarrow X^{\circ} + {}^{4}He$ позволяет однозначно установить спин-четность X°(960)-мезона.

Авторы благодарны Р. Ледницкому, С. Г. Матиняну, В. И. Огиевецкому и особенно Т. Л. Асатиани за обсуждения и полезные замечания.

Приложение

Для вычисления распределения Эдейра с нормалью к плоскости распада $X^{\circ} \rightarrow \eta \pi^{+}\pi^{-}$ важны следующие соотношения:

$$R_0^+ = \frac{1}{4} (a_1 + |w|^2 a_2 - 2 \operatorname{Re} w a_3), \qquad (\Pi 1)$$

$$R_2^+ = \frac{1}{4} (3 a_1 + 3 |w|^2 a_2 + 2 \operatorname{Re} w a_3), \qquad (\Pi 2)$$

где a_1 , a_2 , a_3 — интегралы по фазовому объему распада $X^\circ \to \eta \pi^+ \pi^-$

$$\alpha_1 = \int q^4 d\omega_1 d\omega_2, \qquad (\Pi 3)$$

-24

$$a_2 = \int d^4 d\omega_1 d\omega_2, \tag{\Pi4}$$

$$a_3 = \int q^2 d^2 d\omega_1 d\omega_2. \tag{\Pi5}$$

Для отношения получаем $a_1:a_2:a_3 = 27,6:4,2:6,4,$ что вместе с w = -3i приводит к $\frac{R_0^+}{R_2^+} = \frac{1}{3}$, которое использовано при получении распределения (9).

J

Ереванский физический институт

Поступила 19.ХП.1973

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Particle Data Group. Rev. Mod. Phys., 45, N 2 (1973).
- 2. А. Н. Заславский, В. И. Ошевецкий, В. Тыбор. Письма ЖЭТФ, 6, 604 (1967); ЯФ, 9, 852 (1969).
- 3. V. I. Ogievetsky, W. Tybor, A. N. Zaslavsky. Phys. Lett., 35B, 69 (1971).
- 4. J. Klosinski, J. Rembielinski, W. Tybor. Acta Phys. Pol., B1, 359 (1970).
- 5. G. Kalbfleisch et al. Phys. Rev. Lett., 31, 333 (1973).
- 6. S. M. Jacobs et al. Phys. Rev., D8, 18 (1973).
- 7. M. Aguilar-Benitez et al. Phys. Rev., D6, 29 (1972).
- 8. V. Khoze, A. N. Zaslavsky. Nucl. Phys., B38, 261 (1972).
- 9. S. M. Berman, M. Jacob. Phys. Rev., 139,1023 (1965).
- Л. Э. Генина, А. Н. Заславский, Р. Ледницки. Доклад на международном семинаре по физике высоких энергий, Румыния, 1973.
- 11. J. S. Danburg et al. Preprint BNL-16908 (1972).
- 12. J. S. Danburg et al. Preprint BNL-17997, N 6-261 (1973).
- А. Буяк, А. Н. Заславский, В. И. Ошевецкий. Препринт ОИЯИ, Е2—6847 (1972); ЯФ, 18, 894 (1973).

ԷԴԵՅՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ⁴He ՄԻՋՈՒԿԻ ՎՐԱ Х°(960)–ՄԵԶՈՆԻ ՖՈՏՈԾՆՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

լ. է. ԳԵՆԻՆԱ, Ա. Ն. ԶԱՍԼԱՎՍԿԻ

Աշխատանջում քննարկվում է էգեյրի բաշխումը $i + {}^{4}He \to X^{\circ} + {}^{4}He$ ռեակցիայի համար էղեյրի բաշխումը $\int^{\infty} (X^{\circ}) = 2^{-}$ բվանտային խվի համար տրոհման բոլոր եղանակների դեպքում տարբերվում է իզոտրոպ բաշխումից։ Այդ Թույլ է տալիս օգտադործել նշված բաշխումը X°(960)-մեղոնի սպինի որոշման համար։

ADAIR DISTRIBUTION FOR X° (960)-MESON PHOTOPRODUCTION ON *He NUCLEUS

L. E. GENINA, A. N. ZASLAVSKI

Correlations between decay modes and the production of the X° (960)-meson in the reaction $\gamma + {}^{4}He \rightarrow X^{\circ} + {}^{4}He$ are considered. Adair distributions allow to distinguish between the hypotheses of $J^{P}(X^{\circ}) = 2^{-}$ and 0^{-} .

362

СРАВНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМО-ДЕЙСТВИЙ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ КОСМИЧЕСКИХ АДРОНОВ-РАЗНОЙ ПРИРОДЫ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВЫШЕ 1 Т эв

н. л. григоров, с. в. митоян, а. и. савельева, в. я. шестоперов

Приводятся экспериментальные данные о некоторых характеристиках взаимодействий с легкими ядрами одиночных адронов и адронов, идущих в составе групп. Полученные результаты указывают на то, что нуклоны и пионы генерируют высокоэнергичные 7-кванты в процессах с близкими средними характеристиками.

В настоящей работе приводятся результаты исследования некоторых характеристик взаимодействий одиночных адронов и адронов, идущих в группах (в космических лучах), с ядрами графитовой мишени. Работа была проведена на установке «ионизационный калориметр в сочетании с контролируемыми ядерными фотовмульсиями» (высокогорная станция «Арагац»).

В серии работ [1, 2], выполненных ранее на той же установке, было показано, что при регистрации ионизационных толчков из-за круто падающего спектра адронов космических лучей и флуктуаций парциального коэффициента неупругости К., автоматически отбираются такие взаимодействия высокоэнергичных адронов (E₂ $\gtrsim 1$ T эв), которые отличаются от типичных «средних» взаимодействий большим коэффициентом неупругости — большой долей энергии (K, $\gtrsim 0,5$), передаваемой малому числу генерированных у-квантов (π°-мезонов). При этом один из п°-мезонов получает в среднем около 30 ÷ 40% энергии первичного адрона. Такиевзаимодействия, несмотря на их малую вероятность (~10%), оказались ответственными за большую часть регистрируемых ионизационных толчков и целый ряд других явлений, наблюдаемых в космических лучах при высоких энергиях [3]. Природа первичных адронов, вызывающих эти взаимодействия, непосредственно не была определена. Поскольку в этих работах изучались одиночные ионизационные толчки, т. е. взаимодействия одиночных адронов, которые в глубине атмосферы (690 гсм-2) не сопровождались адронами сравнимой энергии и имели ограниченное ливневое сопровождение, то было высказано предположение [4-8], что такие взаимолействия вызываются в основном нуклонами, сохранившимися от первичного космического излучения. Однако вопрос о природе частиц, обуславливающих взаимодействия с большим значением К., нуждался в дальнейшем исследовании. Наряду с этим некоторые авторы [9] высказывали мнение, что взаимодействия с большой передачей энергии у-квантам (л°-мезонам) вызываются в основном заряженными пионами.

Анализ совокупности экспериментальных данных, полученных в космических лучах [3], показал, что при энергиях E₀≳1 Тэв взаимодействия пионов и нуклонов с легкими ядрами практически одинаковы с точки эре-693-2 ния генерации высокоэнергичных у-квантов. В частности, одним из указаний на это являются данные, полученные при регистрации одиночных адронов и адронов, идущих в составе развивающихся в атмосфере электронно-ядерных лавин [10].

В настоящей работе была продолжена обработка имеющегося экспериментального материала, полученного методом контролируемых фотоэмульсий, с тем, чтобы провести аналогичное изучение взаимодействий адронов, приходящих на установку в составе групп частиц, т. е. в составе электронно-ядерных ливней, развивающихся в атмосфере. Взаимодействия в установке таких адронов, обуславливающих так называемые «структурные толчки», вызываются как нуклонами, так и пионами, так как в электронноядерных лавинах π -мезоны составляют большую часть (~80%) всех адронов. Сравнивая характеристики взаимодействий адронов, ответственных за создание одиночных и структурных ионизационных толчков, мы попытались выяснить, отличаются ли взаимодействия высокоэнергичных пионов и нуклонов с легкими ядрами с точки зрения генерации γ -квантов (π° -мезонов).

В работе [11] были подробно описаны установка и метод отбора и поиска событий в фотоэмульсиях, который позволил за 750 часов работы установки выделить для подробного изучения 12 ядерных взаимодействий в графите, создавших одноструйные электронно-ядерные лавины в калориметре, и 44 графитовых взаимодействия в 39 многоструйных электронно-ядерных лавинах в калориметре.

Напомним критерии и последовательность отбора событий.

1. В ионизационном калориметре зарегистрирована электронно-ядерная лавина, в которой хотя бы одна струя дала толчок, соответствующий энерговыделению в электронно-фотонную компоненту $E_{3, \phi} \gtrsim 1,4$ Тэв.

2. В ядерных фотоэмульсиях находился и обрабатывался соответствующий электронно-фотонный ливень, в котором хотя бы один γ -квант имел энергию $E_{\tau} \gtrsim 1$ *Тэв*.

3. Отбирались взаимодействия высокоэнергичных адронов с ядрами графитовой мишени*.

Обработанные события подразделялись на три класса:

*E*₁— наиболее энергичный адрон из группы (наиболее энергичная струя в многоструйной электронно-ядерной лавине в калориметре).

 $E_{2,3}$ — все остальные адроны из группы (остальные струи в многоструя в многоструйное электронно-ядерной лавине в калориметре),

Е_{од.} — одиночные адроны (одноструйная электронно-ядерная лавина в калориметре).

Как мы уже упоминали, есть основание считать, что струи $E_{0,1}$. вызываются, в основном, нуклонами, а струи E_1 , $E_{2,3}$ - могут иметь как пионное, так и нуклонное происхождение. Предполагаем, что E_1 — «сохранившийся» нуклон, а $E_{2,3}$ — пионы.

* В событиях, рассматриваемых в настоящей работе, не исключена некоторая доля взаимодействий с ядрами воздуха недалеко от установки (Han 50 м).

Ниже приводятся некоторые характеристики генерации высоу-квантов в этих трех классах событий. В табликоэнергичных данные для событий трех классов з це приведены следующие одном и том же энергетическом интервале $E_0 = (3 - 9)$ T зв: $< E_0 > --$ средняя энергия взаимодействующих адронов; <\SE__>-среднее значение энсогии, переданное при взаимодействии адронов генерированным у-квантам; <К, >--средняя доля энергии, переданная первичным адроном генерированным ү-квантам; < n, >-средняя множественность генерированных 7-квантов; $\langle E_7 \rangle_{max} / \Sigma E_7 \rangle - средняя доля энергии$ наиболее энергичного 7-кванта по отношению к суммарной энергии 7-квантов, генерированных при взаимодействии высокоэнергичного адрона; < Еутах/Ео> - средняя доля энергии наиболее энергичного у-кванта по отношению к полной энергии первичного взаимодействующего адрона. Из данных таблицы следует, что приведенные средние характеристики в пределах экспериментальных ошибок одинаковы для одиночных адронов и адронов, идущих в составе электронно-ядерных лавин. Следовательно, можно сделать вывод, что события с большим значением < К, >и малым числом генерированных у-квантов с одинаковой вероятностью создаются как нуклонами, так и пионами [12].

Таблица

0,29+0,05

 $0,32\pm0,07$

0,23+0,08

первичной энергии $E_{\bullet} = (3-9)$ Тэв									
асс	Число струй	< E ₀ > (T38)	$\begin{vmatrix} < \Sigma E_{\uparrow} > \\ (Tss) \end{vmatrix}$	$< K_{\gamma} >$	< n _y >	$\left < \frac{E_{\gamma \max}}{\Sigma E_{\gamma}} > \right $	$<rac{E_{\gamma \max}}{E_{\gamma}}>$		

4,1+0,5

3,4+0,6

4,6+0,6

0,48+0,05

0,54+0,06

 $0,44 \pm 0,04$

Средние	характеристики	изучаемых	взаимодействий	в интервале
	первичной	энергин Е.	= (3-9) Tas	

5,7±0,5 3,6±0,5 0,64±0,06

5,4+0,4 2,7+0,3 0,52+0,06

5,3±0,5 2,8±0,3 0,58±0,07

K CI

 E_1

E2. 3

Eor.

14

10

10

Для каждого из трех классов событий построены энергетические спектры рождающихся у-квантов. Обычно при построении таких спектров энергию у-квантов относят к суммарной энергии всех родившихся у-квантов и строят спектр величин $f = E_{\tau} / \Sigma E_{\tau}$. Хорощо известно, что такие спектры описываются экспоненциальной функцией вида $N(\gtrsim f) =$ $= A \exp(-f/a)$. По данным большинства работ [13-15] a = 0,14-0,18. Спектры рождающихся γ -квантов $N(\gtrsim f)$, полученные в настоящей работе, для каждого из трех рассматриваемых классов событий подобны (рис. 1). Величина а для всех ~0,20. В работе [9] отмечалось, что спектры ү-квантов в семействах N($\gtrsim f$) нечувствительны к природе первичного адрона (пион или нуклон), хотя парциальные коэффициенты неупругости К, при взаимодействиях частиц разной природы с легкими ядрами могут существенно отличаться. Поэтому данные, приводимые на рис. 1, взятые сами по себе, не могут служить указанием на одинаковость или различие характеристик взаимодействий одиночных. адронов. и адронов,. идущих в группах.



Рис. 1. Энергетический спектр 7-квантов $N (\geq E_{1}/\Sigma E_{1})$, рождающихся во всех классах событий: 1— взаимодействия адронов класса E_{1} , 2—взаимодействия адронов класса $E_{2,3}$.





Для ответа на поставленный вопрос необходимо энергию γ -кванта относить не к энергии семейства ΣE_{τ} ; а к энергии адрона E_0 и построить спектр величин $F = E_{\tau}/E_0$. Примененная в настоящей работе установка позволяет сделать эту операцию, так как для каждого электронно-фотонного ливня, зарегистрированного в ядерных фотоэмульсиях, известна энергия пызвавшего его адрона. В этом отношении полученные экспериментальные данные являются уникальными. Спектры $N (\geq F) = B \exp(-F/b)$ для трех классов рассматриваемых событий приведены на рис. 2. Видно, что все спектры $N (\geq F)$ подобны, $b \simeq 0,15$.

366

Таким образом, приведенные экспериментальные данные показывают, что ионизационные толчки, созданные одиночными адронами, наиболее энергичными адронами в группах и остальными адронами из групп, генерируются в одних и тех же процессах. Для этих трех классов событий средняя доля энергии $< K_{\gamma} >$, передаваемой всем ү-квантам, и энергетические спектры рождающихся ү-квантов совпадают с точностью ~10%. Трудно предположить, что во всех трех классах событий соотношение первичных нуклонов и п-мезонов было одинаковым. Поэтому полученный результат является еще одним указанием на то, что адроны высоких энергий ($E_0 \gtrsim 1 T_{38}$) вне зависимости от их природы (нуклоны или пионы) генерируют высокоэнергичные ү-кванты (π° -мезоны) в процессах, обладающих близкими средними характеристиками.

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ Ереванский политехнический институт

13

Поступила 22.11.1974

ЛИТЕРАТУРА

- 1. N. L. Grigorov et al. Nukleonika, 9, 291 (1964).
- 2. Н. Л. Григоров и др. ЖЭТФ, 47, 379 (1964).
- 3. Н. Л. Григоров, И. Д. Ранопорт, В. Я. Шестоперов. Частицы высоких энергий в космических лучах, Изд. Наука, М., 1973.
- 4. А. И. Савельева. Кандидатская диссертация, НИИЯФ МГУ, 1969.
- 5. Ch. P. Babayan, S. I. Brikker et al. Nuovo Cim., B54, 26 (1968).
- Х. П. Бабаян, Н. А. Марутян, С. В. Митоян. Ияв. АН СССР, сер. физ., 31, 1421 (1967).
- 7. N. L. Grigorov et al. Canad. Journ. Phys., 46, 684 (1968).
- 8. Х. П. Бабаян, С. И. Бриккер, Н. Л. Григоров, С. В. Митоян и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 3 (1968).
- 9. В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева. Космические лучи и их взаимодействие, Атомиздат, М., 1968.
- 10. В. А. Собиняков, Ч. А. Третьякова, Л. О. Чикова, В. Я. Шестоперов. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1661 (1972).
- 11. Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Изв. АН АрыССР, Физика, 8, 93 (1973).
- 12. Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева, В. Я. Шестоперов. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 952 (1974).
- Japan-Brazil Collaboration. Canad. Journ. Phys., 46, 660 (1968); Acta Phys. Acad. Scien. Hung., 29, Suppl., 3, 63 (1970).
- P. Malhotra, P. Shukla et al. Nuovo Cim., 40A, 385 (1965); Nuovo Cim., 40A, 404 (1965).
- 15. Y. Maeda. Journ. Phys. Soc. Japan, 21, 1 (1966).

ԹԵԹԵՎ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՀԵՏ 1 ՏԷՎ–ԻՑ ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՏԱՐԲԵՐ ԲՆՈՒՅԹԻ ԿՈՍՄԻԿԱԿԱՆ ԱԴՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԵՄԱՏՈՒՄԸ

Ն. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Ս. Վ. ՄԻՏՈՅԱՆ, Ա. Ի. ՍԱՎԵԼՅԵՎԱ, Վ. Յա. ՇԵՍՏՈՊԵՐՈՎ

Ρορήπιοϊ են փորձնական տվյալներ միալնակ ադրոնների և խմբերով եկող ադրոնների՝ βեβև միջուկների Տետ փոխաղդեցության մի քանի բնութադրերի վերաբերյալ։ Ստացված արդյունըները ցույց են տալիս, որ միջին բնութագրերով իրար մոտ պրոցեսներում նուկլոններն ու պիոնները առաջացնում են մեծ էներդիայի դ-թվանտներ։

COMPARISON OF SOME INTERACTION CHARACTERISTICS OF DIFFERENT NATURE COSMIC HADRONS WITH LIGHT NUCLEI AT ENERGIES EXCEEDING 1 TeV

N. L. GRIGOROV, S. V. MITOYAN, A. L. SAVEL'EVA, V. Ya. SHESTOPEROV

The experimental data on some characteristics of the interactions of singlehadrons and the groups of hadrons with light nuclei are given. The obtained data show that nucleons and pions generate high energy γ -quanta in processes with similar average characteristics.

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ ПЕРЕМЕННОЙ ПЛОТНОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ МЕЖДУ ИЗОТРОПНЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ

Ю. М. АЙВАЗЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН, М. П. ПУЛАТОВ

Решена задача дифракции плоской электромагнитной волны на диэлектрической пластине, помещенной между двумя другими диэлектриками. Диэлектрическая проницаемость пластины периодически зависит от трех координат. Из данного решения можно получить формулы для полей и углового распределения дифрагированных воли для частных случаев кристаллической пластинки и гофрированной по всем координатам диэлектрической поверхности.

1. Пусть плоскости z=0 и z=d отделяют изотропные диэлектрики, имеющие диэлектрические проницаемости ε_1 (при z<0) и ε_2 (при z>d), от диэлектрической пластины с проницаемостью ε (x, y, z) = ε (x+l₁, y+l₂, z+l₃) и на грань z=0 падает плоская электромагнитная волна частоты ω .

Записав поле падающей волны в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_{\omega} \exp\left\{i\left(\vec{k}\,\vec{r} - \omega t\right)\right\}, \quad k = -\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}, \quad (1)$$

(2)

разложим диэлектрическую проницаемость пластины в тройной ряд Фурье

$$\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_0 + \sum_{\tau \neq 0} a_{\tau} e^{i\tau \tau} = \varepsilon_0 + \varepsilon'(x, y, z),$$

$$\bar{\tau} = 2\pi \left(\frac{n}{l_1} \dot{n}_x + \frac{m}{l_2} \dot{n}_y + \frac{p}{l_3} \dot{n}_z \right)$$

где n, m и p меняются от $-\infty$ до $+\infty$, a $n_{x, y, z}$ — единичные векторы вдоль координатных осей.

Считая є' « ε_0 , применим к решению задачи теорию возмущений. Обозначим через $\vec{E_0}(\vec{r}, t)$ электрическое поле внутри пластины в нулевом приближении, когда между диэлектриками ε_1 и ε_2 находится изотропный диэлектрик с проницаемостью ε_0 . Это поле имеет вид

$$\vec{E}_{0}(\vec{r}, t) = \{ \vec{E}_{2}(\omega) e^{i\lambda_{2}z} + \vec{E}_{3}(\omega) e^{-i\lambda_{3}z} \} e^{i\vec{x}\cdot\vec{\rho}},$$

$$\vec{k} = \vec{x} (k_{x}, k_{y}), \quad \rho = \rho (x, y), \quad \lambda_{2} = \left(\frac{\omega^{2}}{c^{2}} \varepsilon_{0} - x^{2}\right)^{1/2}.$$
(3)

Обозначим поправку к $\vec{E}_0(r, t)$, вызванную наличием неоднородностей в пластине, через $\vec{E}'(\vec{r}, t)$, причем в нашем приближении

$$\vec{D'}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \vec{E'}(\vec{r}, t) + \varepsilon' \vec{E}_0(\vec{r}, t).$$
(4)

Тогда поле Е' внутри пластины будет подчиняться уравнению [1, 2]

$$\vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \vec{E}' \right) - \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \, \varepsilon_0 \right) \vec{E}' = \frac{\omega^2}{c^2} \, \varepsilon' \, \vec{E}_0 \left(\vec{r}, t \right). \tag{5}$$

Общим решением уравнения (5) является

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{\tau} \neq 0} \{ \vec{A}_{2\vec{\tau}} e^{i(\lambda_{4} + \tau_{2})z} + \vec{A}_{3\vec{\tau}} e^{i(-\lambda_{4} + \tau_{2})z} + + \vec{B}_{2\vec{\tau}} e^{i\lambda_{2\vec{\tau}}z} + \vec{B}_{3\vec{\tau}} e^{-i\lambda_{2\vec{\tau}}z} \} e^{i(\vec{\tau}_{4} + \vec{\tau}_{2} - \omega i)},$$

$$\vec{A}_{\vec{\tau}} = \vec{x} + \frac{2\pi n}{l_{1}} \vec{n}_{x} + \frac{2\pi m}{l_{2}} \vec{n}_{y}, \quad \lambda_{\vec{\tau}} = \sqrt{\frac{\omega^{2}}{c^{2}} \varepsilon_{0} - x_{\vec{\tau}}^{2}},$$
(6)

где А_{2,3}÷ — амплитуды вынужденных решений уравнения (5), имеющие вид

$$\vec{A}_{2,3\vec{\tau}} = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \vec{E}_{2,3} - (\vec{\tau}\vec{E}_{2,3}) (\vec{\tau} + \vec{k}_{2,3})}{\vec{\tau} (\vec{\tau} + 2\vec{k}_{2,3})} \frac{\vec{a}_{\vec{\tau}}}{\varepsilon_0},$$

$$\vec{k}_{2,3} = \vec{k}_{2,3} (k_x, k_y, \pm \lambda_2),$$
(7)

а $\vec{B}_{2,3\frac{2}{2}}$ — амплитуды свободных решений уравнения (5), определяемые из граничных условий.

Высшие гармоники отраженных в область z < 0 и преломленных в область z > d волн имеют вид

$$\vec{E}_{1,4}(\vec{r}, t) = \sum_{\tau=0}^{\infty} \vec{E}_{1,4,\tau} e^{l(\vec{x}_{\tau}; p \pm \vec{k}_{1,4,\tau} - wl)}, \qquad (8)$$

где

И

$$\lambda_{1\frac{1}{\tau}} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - \varkappa_{\frac{1}{\tau}}^2}, \quad \lambda_{\frac{1}{\tau}} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - \varkappa_{\frac{1}{\tau}}^2}$$
(9)

$$\vec{k}_{1,4,\vec{\tau}} \vec{E}_{1,4,\vec{\tau}} = 0, \quad \vec{k}_{1,4,\vec{\tau}} = \vec{x}_{\vec{\tau}} \pm \lambda_{1,4,\vec{\tau}} \vec{n}_{z}.$$
(10)

Граничные условия и условия поперечности полей (10) для нормальных компонент отраженных в область z < 0 полей дают следующие выражения:

$$(E_{\overrightarrow{1\tau}})_{z} = \frac{2\varepsilon_{0}}{\Delta_{\overrightarrow{\tau}}}(C_{\overrightarrow{2\tau}} + C_{\overrightarrow{3\tau}}), \quad (H_{\overrightarrow{1\tau}})_{z} = \frac{2}{\widetilde{\Delta}_{\overrightarrow{\tau}}}(\widetilde{C}_{\overrightarrow{2\tau}} + \widetilde{C}_{\overrightarrow{3\tau}}).$$
(11)

В формулах (11)

2:

2-

2:

$$\Delta_{\frac{1}{\tau}} = (\varepsilon_0 \lambda_{\frac{1}{\tau}} \pm \varepsilon_1 \lambda_{\frac{1}{\tau}}) (\varepsilon_0 \lambda_{\frac{1}{\tau}} + \varepsilon_2 \lambda_{\frac{1}{\tau}}) e^{-\lambda_{\frac{1}{\tau}} d} -$$

d

2-

. 2-

$$-\left(s_{0}^{\lambda},-s_{1}^{\lambda},s_{2}^{\lambda}\right)\left(s_{0}^{\lambda},-s_{2}^{\lambda},s_{2}^{\lambda}\right)e^{2\tau}$$

$$C_{2\tau} = \left[\begin{array}{c} q \\ 2\tau \end{array} \right] \left(\cos \lambda_{2\tau} d - e^{i(\lambda_{2} + \tau_{2})d} \right) \lambda_{2\tau} + i\xi_{2\tau} \sin \lambda_{2\tau} d \left[(D_{2\tau})_{2\tau} \right]_{2\tau} + \\ + a_{\tau} \left(\overrightarrow{\lambda}_{\tau} \overrightarrow{E}_{2\pi} \right) \left[\frac{\varepsilon_{2}}{\varepsilon_{0}} \lambda_{\tau} \left(e^{i(\lambda_{2} + \tau_{2})d} - \cos \lambda_{\tau} d \right) - i\lambda_{4\tau} \sin \lambda_{\tau} d \right], \\ \widetilde{C}_{\tau} = \left\{ \lambda_{\tau} \overrightarrow{P}_{\tau} \left[\cos \lambda_{\tau} d - e^{i(\lambda_{1} + \tau_{2})d} \right] + i\eta_{\tau} \sin \lambda_{\tau} d \right] \left((H_{\tau})_{\tau} \right), \end{cases}$$

$$\widetilde{q}_{2\frac{1}{2}} = \lambda_{4\frac{1}{2}} - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0} (\lambda_2 + \varepsilon_z), \quad \widetilde{\xi}_{2\frac{1}{2}} = \lambda_{4\frac{1}{2}} (\lambda_2 + \varepsilon_z) - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0} \lambda_{2\frac{1}{2}}^2.$$

Величины $C_{3\overline{z}}$ и $\widetilde{C}_{3\overline{z}}$ получаются соответственно из $C_{2\overline{z}}$ и $\widetilde{C}_{2\overline{z}}$ заменой λ_2 на $-\lambda_2$, а $\widetilde{P}_{2\overline{z}}$, $\widetilde{\eta}_1$ и $\widetilde{\Delta}_2$ получаются соответственно из $\widetilde{q}_{2\overline{z}}$,

 $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_0 = 1.$

2:

Нормальная компонента индукции $(D_{\frac{1}{2}})_z$ определяется как

$$D_{2\tau} = \varepsilon_0 A_{2\tau} + a_{\tau} E_{2z} (\omega), \qquad (13)$$

2-

а Н _ (w) есть

$$\stackrel{f}{_{2 \overline{z}}}_{, z}(\omega) = \frac{c}{_{\omega}} \left[(\vec{k_2} + \vec{\tau}) \cdot \vec{A}_{\vec{\tau}} \right]_z.$$
 (14)

Зная z-компоненты электрических и магнитных полей отраженных волн, из уравнений

$$\frac{\omega}{c} (H_{1\vec{z}})_z = [\vec{x}_{\vec{z}} \cdot \vec{E}_{1\vec{z}}]_z, \quad \lambda_{\vec{1}\vec{z}} (E_{\vec{1}\vec{z}})_z = \vec{x}_{\vec{z}} \vec{E}_{\vec{1}\vec{z}}$$
(15)

легко получить остальные (х и у) компоненты.

Аналогично для амплитуд преломленных в область z > d полей имеем

$$(E_{4\vec{\tau}})_z = \frac{2\varepsilon_0}{\Delta_{\vec{\tau}}} (F_{2\vec{\tau}} + F_{3\vec{\tau}}) e^{-i\lambda_{4\vec{\tau}}d},$$
(16)

$$(H_{4\tau})_{z} = \frac{2}{\widetilde{\Delta}_{\tau}} (\widetilde{F}_{2\tau} + \widetilde{F}_{3\tau}) e^{-H_{4\tau}}^{4\tau}$$

(12)

$$\sum_{i,\tau} = \lambda_{i,\tau} + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} (\lambda_2 + \tau_z), \quad \xi_{2,\tau} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} \lambda_{2,\tau}^2 + \lambda_{1,\tau} (\lambda_2 + \tau_z).$$

Величины $F_{3\frac{1}{2}}$ и $\tilde{F}_{3\frac{1}{2}}$ получаются из $F_{2\frac{1}{2}}$ и $\tilde{F}_{2\frac{1}{2}}$ соответственно заме-

нами знака у λ_0 и индекса 2 на индекс 3 у \vec{E}_2 и \vec{H}_2 . В формулах (16) и (17) $P_{2\overline{z}}$ и $\eta_{1\overline{z}}$ получаются из $q_{2\overline{z}}$ и $\xi_{2\overline{z}}$ соответственно заменой

 $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_*} \to 1.$

9

Остальные компоненты полей являются решением системы, получающейся из (15) с помощью замен

$$\lambda_{1\tau} \rightarrow -\lambda_{4\tau}, \quad \vec{E}_{1\tau} \rightarrow \vec{E}_{4\tau}, \quad \vec{H}_{1\tau} \rightarrow \vec{H}_{4\tau}.$$
 (18)

Формулы (11)—(18) полностью определяют амплитуды и поляризацию высших гармоник полей дифрагированных назад и вперед волн через амплитуду \vec{E}_0 невозмущенного решения внутри изотропной пластинки.

 Перейдем к определению фазовых соотношений. Пусть углы падения начальной волны есть θ и φ, т. е.

$$k_r = k \sin \theta \cos \varphi, \quad k_y = k \sin \theta \sin \varphi, \quad k_z = k \cos \theta.$$
 (19)

Тогда углы, под которыми идут дифрагированные назад и вперед волны, будут определяться выражениями

$$\theta_{1\tau} = \arccos \left[\cos^2 \theta - \frac{2\lambda}{l_1} n \cos \varphi - \frac{2\lambda}{l_2} m \sin \varphi - i^2 \left(\frac{n^2}{l_1^2} + \frac{m^2}{l_2^2} \right) \right]^{1/2},$$

$$\theta_{4\tau} = \arccos \left[\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2 \theta - 2\lambda \left(\frac{n \cos \varphi}{l_1} + \frac{m \sin \varphi}{l_2} \right) - \frac{\lambda^2 \left(\frac{n^2}{l_1^2} + \frac{m^2}{l_2^2} \right) \right]^{1/2},$$
(20)

где $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega \sqrt{\epsilon_1}}$ — длина волны падающего излучения.

В обеих средах Ф. определяется так

$$p_{\frac{1}{\tau}} = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{k_{y\tau}}{k_{x\tau}} \,. \tag{21}$$

372

Таким образом, мы получили формулы для амплитуд полей и углового распределения дифрагированного в области z < 0 и z > d излучения.

В заключение остановимся на смысле коэффициентов разложения а_

и пределах применимости теории возмущений. Если брать не пластину, а гофрированную по направлениям x и y поверхность диэлектрика с проницаемостью ε_2 , задаваемую функцией $z=f(x,y)=f(x+l_1, y+l_2)$ и имеющую высоту d, то мы имеем аналогичную рассмотренной задачу, в которой в слое высоты d проницаемости ε_1 и ε_2 периодически меняются по закону, определяемому функцией f(x,y). Разложение в ряд в этом случае производится по l_1 , l_2 и d. Если же разложение производить по переменной электронной плотности в кристаллах, то результаты соответствуют задаче о лифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке, причем значения коэффициентов a_- определяются параметрами решетки. Пределы

применимости теории возмущений определены в [3, 4]; в частности, из рассмотрения выпадают частоты, определяемые из условия

$$sp = k_z l_3, \tag{22}$$

соответствующие полосе непрозрачности вдоль 2.

Авторы благодарны Б. М. Болотовскому за обсуждение результатов.

Поступила 20.ХІ.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Мериелян. Изв. вузов, Раднофизика, 13, 1412 (1970).

2. О. С. Мериелян. Оптика и спектроскопия, 30, 1123 (1971).

3. Э. Маделун. Математический аппарат физики, ГИМФА, М.; 1960.

4. Л. Бриллюзн, М. Пароди. Распространение электромагнитных волн в периодических структурах, ИЛ, М., 1959.

ՀԱՐԹ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԻԶՈՏՐՈՊ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԳՏՆՎՈՂ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՇԵՐՏԻ ՎՐԱ

Sni, U. Ա34Ա23ԱՆ, 2. U. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ, U. 9. 901- USA4

Լուծված է նրկու դիէլնկտրիկների միջև տեղավորված փոփոխական խտության դիէլնկտրիկ շերտի վրա Լլնկտրամագնիսական ալիքի դիֆրակցիայի խնդիրը։ Շերտի դիէլնկտրիկական Բափանցելիությունը երեք կոորդինատներից պարբերականորեն է կախված։ Ստացված լուծումից, որպես մասնավոր դեպքեր, կարելի է ստանալ դիֆրակցված ալիքների դաշտերի և սնկյունային բաշխման արտադայտությունները բյուրեղային Թիթեղի և բոլոր կոորդինատայի^{ց,} առանցքների ուղղությամբ ծալքավորված դիէլնկտրիկական մակերևույթի համար։

DIFFRACTION OF PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE ON DIELECTRIC PLATE OF VARIBLE DENSITY

Yu. M. AJVAZYAN, O. S. MERGELYAN, M. P. POULATOV

The problem of the diffraction of plane electromagnetic wave on the dielectric plate of variable density is solved.

МЕССБАУЭРОВСКАЯ ОПТИКА КРИСТАЛЛОВ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Ю. М. АЙВАЗЯН

Рассмотрено распространение мессбауэровского излучения в кристаллах с произвольной структурой электрических и магнитных полей на резонансных ядрах. Получены общие выражения для комплексных показателей преломления и векторов поляризации собственных волн. Рассмотрен частный случай комбинированного взаимодействия.

Как известно [1—3], мессбауэровское излучение, прошедшее через оптически толстый кристалл, содержит информацию о структуре магнитных и электрических полей на ядрах мессбауэровских изотопов. Эта информация является достаточно полной и в ряде случаев может быть с успехом использована для экспериментального определения структуры полей на ядрах [4].

Распространение мессбауэровского излучения в оптически толстых кристаллах рассматривалось в ряде работ [1, 2, 5]. В этих работах оптические характеристики мессбауэровской среды были найдены для случая кристалла с одним значением магнитного поля [5] и одного значения ГЭП [1] в узлах, содержащих мессбауэровские ядра. В работе [2] развита динамическая теория распространения мессбауэровского излучения в магнитоупорядоченных кристаллах и рассмотрены все основные типы магнитного упорядочения.

В настоящей работе рассматриваются поляризации собственных волн и комплексные показатели преломления для мессбауэровского излучения в кристаллах с произвольной электрической и магнитной структурой в случае разрешенных мессбауэровских подуровней в пренебрежении релеевским рассеянием. Для мессбауэровских оптических констант таких кристаллов получены общие выражения, позволяющие достаточно просто рассматривать многочисленные частные случаи, которые могут иметь место в кристаллах с различной симметрией. В качестве примера применения общих выражений рассмотрен случай комбинированного взаимодействия (магнитное поле направлено вдоль главной оси тензора ГЭП общего вида).

1. Мессбауэровское излучение, распространяющееся в некотором направлении в кристалле, может быть представлено в виде суперпозиции двух собственных волн с определенными поляризациями и комплексными показателями преломления. Интенсивность и поляризация излучения, прошедшего через кристалл, при известных собственных волнах могут быть рассчитаны аналогично тому, как это делается в оптике [6]. Собственные волны в случае комбинированного взаимодействия в кристалле могут быть найдены методом, развитым в работе [2]. Собственные волны в кристалле определяются через амплитуду когерентного рассеяния вперед на элементарной ячейке кристалла волны с вектором поляризации \vec{n} и волновым вектором \vec{k} в волну с вектором поляризации \vec{n}' . Для этой амплитуды имеем

$$F(\vec{k}, \vec{n}, \vec{n'}) = B\vec{n'}^*T\vec{n},$$
 (1)

где T — тензор мессбауэровского рассеяния на элементарной ячейке кристалла, а B—резонансный множитель, зависящий от энергии γ -кванта, ширины и энергии подуровня, через который идет рассеяние. Векторы поля-

ризации собственных волн n определяются условием

$$\vec{n} | T \vec{n} | = T \vec{n}, \tag{2}$$

означающим, что поляризация собственной волны в результате когерентного рассеяния вперед не меняется. Уравнение (2) определяет два вектора

поляризации собственных волн n_{σ} (σ =1,2). Комплексный показатель пре-

ломления x, волны с вектором поляризации n, имеет вид [7, 2]

$$k_{\sigma} = 1 + \frac{2\pi}{k^2 V} BF_{\sigma}(\vec{k}, \vec{n}_{\sigma}, \vec{n}_{\sigma}) = 1 + \frac{2\pi}{k^2 V} B|\tilde{Tn_{\sigma}}|, \qquad (3)$$

где V — объем элементарной ячейки кристалла.

2. Рассмотрим случай, когда в элементарной ячейке кристалла имеется L кристаллографически эквивалентных мессбауэровских ядер с одинаковыми резонансными условиями. Волновую функцию в l-ом кристаллографическом положении представим в виде разложения по $|j_1, \mu_{im} > - функ$ $циям с заданными значениями полного момента <math>j_1$ и его проекции μ_{im} на направление наибольшего собственного значения ГЭП, принимаемого за ось z_1 системы координат, связанной с ядром l [8],

$$\Psi_{l, t}^{\gamma i} = \sum_{m} C_{lm, t}^{\gamma i} | j_{l}, \ \mu_{lm} > .$$
(4)

Волновая функция $\Psi_{i,i}^{\gamma_i}$ соответствует подуровню с энергией E_i^{γ} ядга l, индекс i определяет основное (i=0) и возбужденное (i=1) состояния ядер, γ —номер подуровня, δ —номер вырожденного состояния ядра, если имеется вырождение, $C_{im, i}^{\gamma_i}$ — коэффициенты разложения. Суммирование по m проводится по проекциям полного момента j_i на ось z_i .

Выражение Tn, входящее в формулу (2), с учетом разложения (4) и результатов работ [8, 9] может быть представлено в следующем виде:

$$T_{n}^{\dagger} = \frac{1}{g} \sum_{\substack{x_{r} \in I \\ r, q, s, p}} C_{oq, l}^{*a_{\tau}} C_{or, l}^{*z} C_{ls, l}^{*z} C_{lp, l}^{\beta_{x}} \frac{\uparrow}{n_{pq}} (n_{sr}^{*s}n) \sqrt{I_{sr}^{l} I_{pq}^{l}} e^{i(M_{pq} - M_{sk}) \neq l}.$$
 (5)

Здесь $n_{pq}(n_{sr})$ и $I_{pq}(I_{sr})$ — вектор поляризации и интенсивность излучения γ -кванта, испускаемого в переходе j_1 , $\mu_{1p} \rightarrow j_0$, $\mu_{oq}(j_1, \mu_{1s} \rightarrow j_0, \mu_{or})$, $M_{pq} = \mu_{1p} - \mu_{oq}$, $M_{sr} = \mu_{1s} - \mu_{or}$, φ_l — азимутальный угол вектора \vec{k} в системе координат $(x, y, z)_l$, связанной с главными осями тензора ГЭП в точке l, g — степень вырождения рассматриваемого подуровня основного состояния ядра. В (5) проведены суммирование по конечным и усреднение по начальным состояниям ядер с учетом возможного вырождения промежуточного и начального состояний ядер. Суммирование по l от 1 до L проводится в пределах элементарной ячейки кристалла по всем ядрам, принимающим участие в мессбауэровском рассеянии. Введя вместо индексов p, q(s, k) один индекс $\pi(z)$ и используя обозначения

$$\beta_{\pi\pi}^{l} = 1/g \sum_{\tau, \tau} b_{\pi, t}^{\tau} b_{\sigma, t}^{s, \tau}, \quad b_{\pi, t}^{t} = C_{oq, t}^{sq} C_{1p, t}^{\beta z} \sqrt{I_{pq}^{l}} e^{iM_{pq} \varphi_{t}}, \quad (6)$$

запишем выражение (5) в более компактной форме

$$\widetilde{Tn} = \sum_{\pi, \sigma, l} \beta_{\pi\sigma}^{l} \widetilde{n_{\pi}}^{l} (\widetilde{n_{\pi}}^{*l} \widetilde{n}).$$
⁽⁷⁾

Вектор поляризации п. имеет вид [9]

$$\vec{n}_{\pi} = \vec{\lambda}_{2}^{(l)} \cos a_{\pi}^{l} + i \vec{\lambda}_{1}^{(l)} \sin a_{\pi}^{l}, \quad \vec{\lambda}_{2}^{(l)} = \frac{\vec{k} \times \vec{\lambda}_{1}^{(l)}}{|\vec{k} \times \vec{z}_{l}|}, \quad \vec{\lambda}_{1}^{(l)} = \frac{\vec{k} \times \vec{z}_{l}}{|\vec{k} \times \vec{z}_{l}|}, \quad (8)$$

где единичные векторы $\dot{\chi}_{1}^{(l)}$, $\dot{\chi}_{2}^{(l)}$ и вектор \vec{k} составляют правую тройку векторов, а $\vec{z_{l}}$ единичный вектор вдоль положительного направления оси z системы координат, связанной с ядром l. Входящие в выражение (8) параметры α_{π} зависят от мультипольности ядерного перехода и разности проекций $M_{\pi} = M_{pq}$ возбужденного и основного состояний ядра на ось z_{l} и приведены в таблице для переходов с мультипольностями M(1) и E(2). Выражения для интенсивности переходов I_{pq} приведены в работе [9].

3. Найдем решения уравнения (2), которое определяет поляриза-

ции собственных волн. Вектор n будем искать в виде

$$\vec{\hat{n}} = \hat{e}_2 \cos x + i \hat{e}_1 \sin x, \quad \hat{e}_2 = \frac{\vec{k} \times \hat{e}_1}{|\vec{k} \times \hat{e}_1|}, \quad (9)$$

где e_1 и x — орт вектора поляризации и параметр, которые нужно

найти. Для решения уравнения (2) подставим в него T n из выражения (7), используя явный вид векторов поляризации (8). В полученном уравнении отделим мнимые и действительные части, а затем умножим Значения $\cos \alpha_{\pi}^{l}$ и $\sin \alpha_{\pi}^{l}$ для ядерных переходов M(1) и E(2)

$$(0_1 -$$
угол между векторами k и $z_1)$

их скалярно на векторы e_1 и e_2 . Таким образом получим систему связанных уравнений, решения которой имеют следующий вид:

$$tg 2 \psi = \frac{\sum_{l} A_{1}^{l} \sin 2\gamma_{l} + \sum_{l} A_{4}^{l} \cos 2\gamma_{l}}{\sum_{l} A_{1}^{l} \cos 2\gamma_{l} - \sum_{l} A_{4}^{l} \sin 2\gamma_{l}},$$

$$tg 2 x = \frac{\sum_{l} A_{2}^{l}}{\sum_{l} A_{1}^{l} \cos 2\gamma_{l} - \sum_{l} A_{4}^{l} \sin 2\gamma_{l}},$$
 (10)

где ψ — угол между искомым вектором e_1 и вектором $\hat{\chi}_l^{(1)}$, γ_l — угол между векторами $\hat{\chi}_l^{(1)}$ и $\hat{\chi}_l^{(1)}$, отсчитываемый от $\hat{\chi}_l^{(1)}$ вокруг вектора \vec{k} , и введены следующие обозначения для действительных величин A_l^l :

$$A_{1}^{l} = \sum_{\pi,\sigma} \beta_{\pi\sigma}^{l} \cos\left(\alpha_{\pi}^{l} + \alpha_{\sigma}^{l}\right), \quad A_{2}^{l} = \sum_{\pi,\sigma} \beta_{\pi\sigma}^{l} \sin\left(\alpha_{\pi}^{l} + \alpha_{\sigma}^{l}\right),$$

$$A_{3}^{l} = \sum_{\sigma} \beta_{\pi\sigma}^{l} \cos\left(\alpha_{\pi}^{l} - \alpha_{\sigma}^{l}\right), \quad iA_{4}^{l} = \sum_{\sigma} \beta_{\pi\sigma}^{l} \sin\left(\alpha_{\pi}^{l} - \alpha_{\sigma}^{l}\right).$$
(11)

Уравнения (10) определяют два вектора поляризации собственных

волн n_2 . Для их нахождения нужно найти одно решение первого уравнения (10) и, подставив его во второе, найти x_1 и $x_2 = x_1 + \pi/2$. Величина $|Tn_2|$, входящая в выражение для x_2 , зависит от величин A_1^l

следующим образом:

$$|\widetilde{Tn}_{al}| = 1/2\sum_{l} A_{3}^{l} + \frac{1}{2\sin 2x_{\sigma}} \sum_{l} A_{2}^{l}.$$
 (12)

Выражения (10), (11) и (3) определяют в общем виде оптические характеристики кристалла—поляризацию и комплексные показатели преломления собственных волн.

377

Таблица

4. В качестве примера применения общих выражений рассмотрим случай комбинированного взаимодействия, когда магнитное поле направлено вдоль главной оси тензора ГЭП с параметром п. Волновые функции ядра со спином 3/2 в возбужденном состоянии и энергии подуровней в этом случае имеют следующий вид:

$$\Psi_1^{i} = \frac{(\alpha + \operatorname{ch} z) | -3/2 > +\alpha \operatorname{sh} z | 1/2 >}{2 \operatorname{ch} z (\alpha + \operatorname{ch} z)}$$

$$\operatorname{sh} z = \frac{a\eta}{\sqrt{5}(2b+a)}, \ a = \operatorname{sign}(2b+a), \ E| = b + |2b+a| \operatorname{ch} z,$$
$$\Psi_1^2 = \frac{(a+\operatorname{ch} z)|-1/2 > + \alpha \operatorname{sh} z| 3/2 >}{\sqrt{2} \operatorname{ch} z (a+\operatorname{ch} z)},$$

sh $z = \frac{a\eta}{\sqrt{3}(2b-a)}$, a = sign(2b-a), $E_1^2 = -b + |2b-a| \text{ ch } z$,

$$\Psi_{1}^{a} = \frac{(\alpha + \operatorname{ch} z) |1/2 > -\alpha \operatorname{sh} z| - 3/2 >}{|\sqrt{2} \operatorname{ch} z (\alpha + \operatorname{ch} z)}$$

 $\operatorname{sh} z = \frac{a\eta}{\sqrt{3}(2b+a)}, \ z = \operatorname{sign} (2b+a), \ E_1^s = b - |2b+a| \operatorname{ch} z,$

$$\Psi_{1}^{*} = \frac{(\alpha + \operatorname{ch} z) |3/2 > -\alpha \operatorname{sh} z| - 1/2 >}{1/2 \operatorname{ch} z (\alpha + \operatorname{ch} z)}$$

$$sh z = \frac{a\eta}{\sqrt{3}(2b-a)}$$
, $z = sign (2b-a), E_1^i = -b - |2b-a| chz.$

Здесь $b = 1/2 g\mu_n H$, $a = 1/4 e^2 q Q$, $e^2 q Q$ —константа квадрупольного взаимодействия ядра, η —параметр асимметрии, $\eta = (\Phi_{xx} - \Phi_{yy}) \Phi_{zz}^{-1}$, $0 \le \eta \le 1$, Φ —потенциал электрического поля. Волновые функции основного состояния со спином 1/2, отвечающие энергиям E_0^1 и E_0^2 , соответственно есть |-1/2 > u | 1/2 >.

Рассмотрим только случай, когда мессбауэровское рассеяние идет через переход $E_1^1 \cong E_0^1$. Вычисления дают (для ядерного перехода M(1))

$$tg 2x = -2c \cos \theta \left[\left[(f + d \cos 2\varphi) - (f - d \cos 2\varphi) \cos^2 \theta \right]^2 + 4d^2 \cos^2 \theta \sin^2 2\varphi \right]^{-1/2},$$
(13)

 $A_{\sigma} = 1/2a_0[(f+d\cos 2\varphi) + (f-d\cos 2\varphi)\cos^2\theta][1+\text{sign}(c\sin 2x_{\sigma}\cos\theta)],$ (14) где углы θ и φ показаны на рисунке, а

$$d = 2 \int \overline{3} \sin Q \cos Q, \ f = \sin^2 Q + 3 \cos^2 Q, \ c = \sin^2 Q - 3 \cos^2 Q, \ (15)$$

$$\cos Q = \frac{\alpha + \operatorname{ch} z}{\sqrt{2\operatorname{ch} z (\alpha + \operatorname{ch} z)}}, \quad \sin Q = \frac{\alpha \operatorname{sh} z}{\sqrt{2\operatorname{ch} z (\alpha + \operatorname{ch} z)}}, \quad \alpha = \operatorname{sign}(2b - a).$$

Величина ao может быть найдена подобно тому, как это делалось в [2]. Показатель преломления одной из собственных волн равен единице и затухание при сделанных выше предположениях отсутствует. Поляризация соб-



ственных волн зависит от углов θ и φ и в общем случае является эллиптической. Полярияации собственных волн остаются эллиптическими при $\theta=0$, так как из-за наличия ГЭП нет осевой симметрии. При $\theta=0$ поляризации будут циркулярными только при $\eta=0$. При $\theta=\pi/2$ поляризации, как и следовало ожидать, линейны. Аналогично могут быть рассмотрены другие переходы и более сложные случаи с $L \neq 1$.

5. Мы рассмотрели поляризацию и показатели преломления собственных волн в мессбауэровских средах с произвольной структурой магнитных и электрических полей на ядрах. Оптические свойства мессбауэровских кристаллов определяются, в основном, симметрией внутрикристаллических полей, мессбауэровским переходом, через который идет рассеяние, и мультипольностью ядерного перехода. Общие выражения позволяют довольно просто рассматривать различные частные случаи, которые могут встречаться в приложениях. Мы полностью пренебрегали релеевским рассеянием, учет которого не меняет поляризацию собственных волн, а только несколько изменяет показатели преломления. Полученные результаты могут быть использованы в экспериментах по определению структуры внутрикристаллических полей в узлах, содержащих мессбауэровские ядра, а также для расчета распространения мессбауэровского излучения в кристаллах, структура полей в которых известна.

вниифтри

Поступила 20.Х.1972 После переработки 15.VI.1974

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R. M. Housley, R. W. Grant, U. Gonser. Phys. Rev., 178, 514 (1969).
- 2. Ю. М. Айвазян, Р. А. Беляков. ФТТ, 13, 968 (1971).
- Yu. M. Atvazian. Proceedings of the Conference on Mössbauer Spectrometry, Dresden, 1971, p. 660.
- 4. R. W. Grant, R. M. Housley, U. Gonser. Phys. Rev., 178, 523 (1969).
- 5. M. Blume, O.C. Kistner. Phys. Rev., 171, 417 (1968).
- 6. D. T. Keating. Phys. Rev., 178, 732 (1969).
- 7. M. Lax. Rev. Mod. Phys., 23, 287 (1951).

693-3

8. Ю. М. Айвазян, В. А. Беляков. ЖЭТФ, 56, 346 (1969). 9. V. A. Belyakov, Yu. M. Aivazian. Phys. Rev., B1, 1903 (1970).

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ԲԱՐԴ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՄԵՍԲԱՈՒԵՐՅԱՆ ՕՊՏԻԿԱՆ

3ni. U. U.S. U.S. U.S. S. U.S.

Ջարդացվում է ռեղոնանսային միջուկներում կամայական կառուցվածքի էլեկտրական և մադնիսական դաշտերով թյուրեղներում մեսբաուերյան ճառադայինան տարածման դինամիկ տեսությունը։ Սեփական դաշտերի բեեռացման վեկտորների և կոմպլեքս բեկման ցուցիչների ճամար ստացված են ընդճանուր արտաճայտություններ։ Գիտարկված է կոմբինացված փոխաղղեցության մասնավոր դեպքը։

MÖSSBAUER OPTICS OF CRYSTALS WITH ARBITRARY ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS STRUCTURE

Yu. M. AJVAZYAN

The propagation of Mössbauer radiation in crystals with arbitrary structure of electrical and magnetic fields in resonant nuclei is considered. The general expressions for the complex refractive index and the polarization vectors 'of proper waves are obtained. The special case of combined interaction is considered.
ЗАВИСИМОСТЬ ВИДНОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН ОТ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ИНТЕРФЕРИРУЮЩИХ ВОЛН

А. О. АБОЯН, Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В работе экспериментально исследована зависимость видности рентгеновских интерференционных картин от разности амплитуд (интенсивностей) интерферирующих волн. Показано, что при интерферометрических исследованиях для увеличения видности интерференционных картин необходимо уменьшить разность амплитуд интерферирующих волн.

Волны относительно друг друга считаются когерентными, если разность фаз между ними не зависит от времени [1—3]. Требование постоянства разности фаз между интерферирующими волнами обусловлено тем, что для видимости интерференционной картины прежде всего необходима устойчивость последней во времени, чтобы не менялись местами интерференционные максимумы и минимумы.

Требование постоянства разности фаз между волнами осуществляется только в том случае, если

1) их частоты одинаковы,

 разности начальных фаз не зависят от времени и имеют одинаковую поляризацию,

3) амплитуды постоянны.

Для характеристики качества интерференционных картин вводится параметр видимости, который определяется выражением

$$V = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}},$$
 (1)

где \int_{\max} и \int_{\min} — интенсивности интерференционных максимумов и минимумов. Как видно из (1), при J_{min} = 0 видность доходит до 100%. Однако в реальных случаях интерферирующие волны не строго монохроматичны и поэтому стопроцентной видности не может получиться. Ясно, что она зависит не только от монохроматичности (постоянства разности фаз), но и от разности амплитуд интерферирующих волн. Действительно, например, в случае двухлучевой интерференции J_{\max} и J_{\min} пропорциональны соответственно следующим величинам: $(a_1 + a_2)^2$ и $(a_1 - a_2)^2$, где a_1 и a_2 — амплитуды интерферирующих волн. Если $a_1 \neq a_2$, то $\int_{\min} \neq 0$ и, следовательно, $V < 100^{\circ}/_{0}$. Более того, при $a_{1} \gg a_{2}$ или при $a_{1} \ll a_{2}$ видность будет мало отличаться от нуля. Таким образом, даже при строгом постоянстве разности фаз между интерферирующими волнами видность не доходит до 100%, если амплитуды не равны. С увеличением разности амплитуд видность уменьшается, а при больших разностях интерференционная картина наблюдаться не будет. В связи с развитием рентгеновской интерферометрии зависимость качества интерференционных картин от различных факторов в рентгеновской области приобретает важное значение. В излагаемой работе экспериментально исследуется зависимость качества интерференционной картины от разности амплитуд (интенсивностей) интерферирующих волн.

Методика работы

Главным препятствием в деле исследования зависимости видности интерференционных картин от интенсивностей налагаемых волн является трудность создания когерентных волн с различными амплитудами, но с одинаковыми фазами. Нетрудно убедиться в том, что трехблочный интерферометр не годится для этой цели. Действительно, в трехблочном интерферометре (рис. 1) из второго блока выходят два пучка с одинаковыми ам-



Рис. 1. Ход лучей в трехблочном интерферометре.

плитудами и фазами (I и II). Для работы, как уже сказано, необходимо изменить интенсивность одного из этих пучков. Конечно, изменить интенсивность мы можем с помощью поглотителя, установленного на пути одного из пучков, однако поглотитель вносит добавочную разность фаз, что в свою очередь меняет видимость.

Легко убедиться в том, что для этой цели может служить один из вариантов четырехблочных интерферометров, описанных в работах [4—6].

Рассмотрим четырехблочный интерферометр, расстояния между соседними блоками которого одинаковы (см. рис. 2).

Внимательный осмотр показывает, что в таком полиинтерферометре одновременно работают три трехблочных (BCGEB), (CFJGC) и (EGKHE) и два четырехблочных (BCFJGEB) и (BCGKHEB) интерферометра.

Легко убедиться в том, что интенсивности волн, налагающихся друг на друга в четвертом блоке, не равны—интенсивности одних вдвое больше интенсивностей других (интенсивности каждого из пучков $D_{oz}^{11} D_{oz}^{11}$ и $D_{hz}^{11} D_{hz}^{111}$ в два раза больше интенсивностей каждого из пучков D_{hz}^{1} и D_{hz}^{0V} . Действительно, как известно, при достаточной тол-



Рис. 2. Ход лучей в четырехблочном интерферометре.

щине кристалла (в непоглощающих кристаллах для осуществления полного динамического взаимодействия между волнами, распространяющимися в направлениях падения и отражения, а в поглощающих кристаллах для осуществления аномального прохождения) интенсивности пучков, выходящих в направлениях падения и отражения, равны друг другу, и каждая из них равна половине интенсивности первичного падающего пучка.

Как видно из рис. 2, в третьем блоке только в участке G атомные плоскости облучаются с двух сторон и поэтому интенсивности волн, выходящих из этого участка, в два раза больше интенсивностей волн, выходящих из остальных участков того же блока. В этом можно убедиться и строгими расчетами [6].

С целью экспериментального исследования зависимости видности интерференционных картин от амплитуд налагаемых волн из почти бездислокационного кристалла кремния был изготовлен четырехблочный интерферометр по Лауэ для MoK_{α} -излучения. Расстояния между соседними блоками были одинаковы и равны 12 мм, а толщина—3 мм ($\mu t = 4,68$), т. е. все блоки работали в аномальных режимах.

Интерферометры, предназначенные для излучения M_0K_{α} , имеют следующие особенности.

1. Для работы в аномальной области блоки его по сравнению с блоками интерферометров, предназначенных для мягких излучений (CuKa, CrKa, FeKz, CoK a и NiKa), должны быть гораздо более толстыми (не менее трех миллиметров).

2. К обработке поверхностей блоков интерферометра предъявляются более жесткие условия. Это необходимо во избежание паразитных рассеяний от поверхностных нарушений решетки.

3. Добавочные разности фаз, возникающие из-за неизбежного незначительного различия расстояний между соседними блоками интерферометра, выражаются формулой (см. рис. 1)

$$\Delta \varphi = 2 \pi k [\delta_2' (y_1 - x_{11}) - \delta_2 (x_1 - y_{11})], \qquad (2)$$

где x_1, x_1, y_1 и y_1 показаны на рис. 1, δ_2' и δ_2 — аккомодации. Имея в виду, что $\delta \sim \lambda^2$, из (2) получим

где $\Delta l = y_1 - x_{11} = x_1 - y_{11}$ (допустимая ошибка). Как видно из (3), при данной добавочной разности фаз $\Delta \phi$ чем меньше длина волны λ , тем больше допустимая ошибка Δl расстояний между блоками интерферометра. Например, если при изготовлении интерферометра для излучения CuK_{x} . эта ошибка составляет 10 мкм, то в интерферометре для излучения MoK_{x} она может составить 22 мкм. Следовательно, если в случае коротких волн для поверхностей блоков интерферометра требуется обработка на более высоком уровне, то в расстояниях между блоками можно допустить сравнительно большую ошибку.

 Юстировка интерферометров, предназначенных для работы в области коротких волн, довольно трудна из-за большого фона.

Итак, на четырехблочном интерферометре, предназначенном для излучения MoK_a, мы хотим исследовать зависимость контраста (видности) интерференционных картин от разности интенсивностей (амплитуд) волн, налагаемых друг на друга. Для этого можно воспользоваться тем обстоятельством, что в четвертом блоке (рис. 2, блок А) налагаются друг на друга волны, интенсивности которых не равны: интенсивности одних в два раза больше интенсивности других. Ясно, что даже в идеальных случаях видность интерференционных картин, полученных от этого интерферометра, не может быть больше 50%.

В этом четырехблочном интерферометре контраст (видность) полученных интерференционных картин можно увеличить задержкой одного из пучков D_{hy}^{11} и D_{oy}^{111} .

Действительно, если задержать пучок D_{ny}^{II} , то будут работать четырехблочный (BCFJGEB) и трехблочный (EGKHE) интерферометры. При задержке пучка D_{oy}^{III} будут работать четырехблочный (BCGKHEB) и трехблочный (CFJGC) интерферометры. Нетрудно убедиться в том, что в этих интерферометрах налагаются волны с одинаковыми (равными) амплитудами. То, что в этих трехблочных интерферометрах налагаются волны с одинаковыми амплитудами, известно из теории трехблочных интерферометров. А то, что это имеет место и в четырехблочных интерферометрах (BCFJGEB) и (BCGKHEB), можно по-казать следующим образом.

При задержке пучка D_{hy}^{II} в участке J интерферометра (BCFJGEB) налагаются волны D_{hz}^{I} и D_{oz}^{III} , которые даются следующими выражениями:

$$D_{hz}^{l} = D_{0}^{l} \frac{X_{1}^{3} X_{2}}{(X_{1} - X_{2})^{3}} \exp \{-2 \pi i k \left[(x_{1} + y_{1}) \delta_{2} - \delta_{2}^{'} (x_{1} + y_{2} + 3t)\right]\}, \quad (4)$$
$$D_{oz}^{lll} = -D_{0}^{l} \frac{X_{1}^{2} X_{2}}{(X_{1} - X_{2})^{3}} \exp \{-2 \pi i k \left[\delta_{2}^{'} x_{2} - \delta_{2} (x_{2} + 3t)\right]\}. \quad (5)$$

При задержке пучка D_{oy}^{III} в участке K интерферометра (BCGKHEB) налагаются волны D_{oz}^{IV} и D_{hz}^{III} :

(3)

$$D_{hz}^{ll} = -D_0^l \frac{X_1^2 X_2^3}{(X_1 - X_2)^3} \exp\left[-2\pi i k \left[\delta_2 x_1 - \delta_2' \left(x_1 + 3t\right)\right]\right], \tag{6}$$

$$D_{oz}^{IV} = D_0^i \frac{X_1 X_2^2}{(X_1 - X_2)^3} \exp\left\{-2\pi i k \left(x_2 + y_2\right) \delta_2^{'} - \delta_2 \left(x_2 + y_2 + 3t\right)\right\}, \quad (7)$$

где t — толщина блоков,

$$X_1 = Ge^{-v}, \quad X_2 = Ge^{v};$$
 (8)

для симметричного случая прохождения G=1, т. к. v=0 (при точном угле падения Вульфа-Брэгга), следовательно,

$$X_1 = 1, \quad X_2 = -1.$$
 (9)

Как видно из (4)—(7), имея в виду условие (9), амплитуды этих волн равны, тогда как при работе интерферометра без задержки указанных пучков амплитуды волн $(D_{oz}^{II} + D_{oz}^{II})$ и $(D_{hz}^{II} + D_{hz}^{II})$ всегда больше, чем амплитуды D_{hz}^{I} и D_{oz}^{IV} соответственно.

Нами получены снимки от нашего интерферометра в трех видах: при нормальных условнях (без задержки пучков) и с задержками; в одном случае задерживался пучок D_{hy}^{II} , а в другом случае—пучок D_{oy}^{III} . Эти снимки приведены соответственно на рис. За, б, в. Результаты микрофотометрирования этих снимков приведены на рис. 4a, б, в.



Рис. За. Муаровая картина без задержкя пучков.

Обсуждение результатов и выводы

Как видно из рис. За, б, в и из кривых микрофотометрирования (см. рис. 4a, б, в), в результате задержек отдельных пучков изменились не только их видимости, но и формы муаровых полос, что вполне естественно так как в результате задержки какого-нибудь определенного пучка соответствующая интерференционная картина больше не получает информации о нарушениях в тех участках кристаллических решеток, через которые проходил задержанный пучок. При задержке, например, пучка D_{ny}^{II} картина, полученная от интерферометра (EGKHE), перестает по-







Рис. Зв. Муаровая картина при задержке пучка D^{III}



Рис. 4*а*. Результат микрофотометрирования картины 3*а*. Рис. 46. Результат микрофотометрирования картины 36.

лучать информацию от участка C второго блока, а картина, полученная от интерферометра (BCFJGEB), больше не получает информации от этого же участка по каналу (CGJ). В случае задержки пучка D_{oy}^{III}



Рис. 4*в*. Результат микрофотометрирования картины 3*в*.

в аналогичном состоянии будут интерферометры (CFJGC) и (BCGKHEB) относительно участка *E* второго блока.

Исходя из фотометрических измерений муаровых узоров нами были оценены контрастности (видности) вышеуказанных трех видов интерференционных картин.

Для видности картины, полученной без задержки пучков, V=36%, а для картин с задержкой пучков получены: при задержке пучка $D_{hy}^{II} V \approx 68^{0}/_{0}$, а при задержке $D_{oy}^{II} V \approx 72^{0}/_{0}$; следовательно, видность интерференционных картин, полученных с задержкой D_{hy}^{II} или D_{oy}^{II} , почти в два раза больше, чем видность картины, полученной без задержки пучков. Ясно, что увеличение видности обусловлено раренством амплитуд волн, налагаемых в последнем блоке интерферометра.

Таким образом, в результате наших экспериментальных исследований мы можем констатировать следующее.

1. С уменьшением разности амплитуд интерферирующих волн видность интерференционных картин увеличивается.

 Каждая из волн, фигурирующих в интерферометре, содержит определенную информацию от тех участков кристаллических блоков интерферометров, через которые она проходит.

3. Реальная видность всегда меньше, чем ее теоретическое значение. Ереванский государственный университет Поступила 5.XI.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Ландсберг. Оптика, Изд. Наука, М. 1965.

- 2. Р. Дичберн. Физическая оптика, Изд Наука, М., 1965.
- 3. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, Изд. Наука, М., 1970.
- 4. Ф. О. Эйрамджян, К. Г. Труни, П. А. Безирганян. Доклады АН АрмССР, LVI, 15 (1973).
- 5. Ф. О. Эйрамджян, К. Г. Труни, П. А. Безирганян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 162 (1973).

6. P. A. Bezirganyan, F. H. Eiramjyan, K. G. Truni. Phys. stat. sol. (a), 20, 2, (1973).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ ՏԵՍԱՆԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑՎՈՂ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

U. 2. UPA3UL, S. 2. ESPUU28UL, 9. 2. PERPPULSUL

Աշխատանքում փորձնականորեն ուսումնասիրվել է ռենտդենլան ինտերֆերենցիոն պատկերների տեսանելիունլան կախումը ինտերֆերենցվող ալիքների ամպլիտուդների (ինտենսիվունյունների) տարբերունյունից։ Յույց է տրված, որ ռենտդենլան ինտերֆերենցիոն պատկերների տեսանելիունլունը մեծացնելու Համար անՀրաժեշտ է փոթրացնել ինտերֆերենցվող ալիքների ամպլիտուդների տարբերունլունը։

THE DEPENDENCE OF THE VISIBILITY OF X-RAY INTERFERENCE PATTERNS ON THE INTENSITY OF INTERFERING WAVES

A. H. ABOYAN, F. H. EIRAMDZHYAN, P. H. BEZIRGANYAN

The dependence of the visibility of X-ray interference patterns on the difference of amplitudes (intensity) of interfering waves is experimentally studied. It is shown, that to improve the visibility of X-ray interference patterns, it is necessary to reduce the difference of the amplitudes of interfering waves.

РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ШИРОКОПОЛОСНОГО ВРАЩАТЕЛЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Э. Г. МИРЗАБЕКЯН, Р. Н. СИМОНЯН

Проведен расчет оптимальных параметров широкополосного вращателя плоскости поляризации. Получены расчетные формулы для электрических и геометрических параметров в диапазоне 3 см волн.

В [1] предложен и исследован вращатель плоскости поляризации в виде вращающейся в круглом волноводе металлической пластины. Такой вращатель плоскости поляризации в диапазоне волн 3 см имел полосу рабочих частот~2% по уровню эллиптичности в 30 дб.

В [2] экспериментально было показано, что внесение диэлектрической втулки приводит к расширению полосы рабочих частот до 10%.

В данной работе проводится расчет оптимальных электрических и геометрических параметров такой секции.



Рис. 1. 1. Круглый волновод. 2. Дивлектрическая втулка. 3. Металлическая пластина.

Используя обозначения на рис. 1, легко установить, что фазовые сдвиги, приобретаемые компонентами E_1 и E_1 , проходящими через данную секцию, определяются соответственно соотношениями

$$\begin{aligned} \varphi_{\parallel} &= \gamma \left(l_{M} - l_{g} \right) + \gamma_{g} l_{g}, \\ \varphi_{\perp} &= \gamma_{b} \left(l_{M} - l_{g} \right) + \gamma_{b} l_{g}, \end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \gamma_{z} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon},$$

↑ — волновое число в круглом волноводе с учетом возмущения, вызванного диэлектрической втулкой [3],

$$\gamma_b = \gamma_b + \Delta \gamma,$$

$$\gamma_b = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2}, \quad \Delta \gamma = \gamma_b \frac{n^2}{(P_{nm})^2 - n^2} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2\right]} \frac{\theta}{\alpha}$$

 P'_{nm} — корни первой производной функции Бесселя. Для волны H_{\parallel} величина $P'_{\parallel} = 1,84$.

Под величинами l_g и l_M следует понимать эффективные длины диэлектрической втулки и металлической пластины, определяющие величины создаваемых фазовых сдвигов [2].

Следует указать допущения, принятые при расчете.

1. Конфигурация поля при распространении компоненты близка

к конфигурации поля волны TEM — $\frac{\theta}{a} \ll 1$ и $\frac{\Delta h}{\theta} \ll 1$.

2. Распространение компонент E_{\parallel} и E_{\perp} близко к режиму бегущей волны — К.Б.В. $\simeq 1$.

 Так как диэлектрическая втулка изотропно заполняет волновод, то влияние ее длины на дифференциальный фазовый сдвиг обнаружится при длинах втулки, удовлетворяющих неравенству

$$l_{g} \leqslant l_{M}.$$
 (2)

Дифференциальный фазовый сдвиг определяется так

$$\psi = \varphi_1 - \varphi_1. \tag{3}$$

Условием равенства дисперсии фазовых набегов компонент E_{\parallel} и E_{\perp} является

$$\frac{\partial \varphi_{\parallel}}{\partial \lambda} = \frac{\partial \varphi_{\perp}}{\partial \lambda} \cdot \tag{4}$$

Решая совместно уравнения (3) и (4), полагая, что $\psi = m\pi$ ($m=1, 3, 5, \cdots$), получим

$$l_{g_{\text{ont.}}} = \frac{m\pi}{\gamma (M-1) - \gamma_b M + \gamma_g - \Delta\gamma},$$

$$l_{M_{\text{ont.}}} = \frac{Mm\pi}{\gamma (M-1) - \gamma_b M + \gamma_g - \Delta\gamma},$$
(5)

где

$$M = \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1 + Z \left\{ 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \right]^{-1/2} - \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \right]^{-3/2} \right\}}{\left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2 \right]^{-1/2} - 1}$$
$$Z = \frac{1}{2,38} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \frac{\theta}{a} \cdot$$

Из условия (2) вытекает, что M > 1. Предполагая, что $\theta/a \ll 1$, получим, что

$$\varepsilon \gtrsim \frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 - \lambda^2}$$
 (6)

Такое ограничение на величины диэлектрической проницаемости является необходимым условием выполнения равенства (4).

Подставляя в (3) значения оптимальных размеров $l_{M_{00T}}$ и $l_{g_{00T}}$, получим

$$\psi = \psi^{0} \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\left| \sqrt{z} - 1 + M^{0} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{k}}\right)^{2}} \right] + \frac{Z}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{k}}\right)^{2}}} \right|}{\gamma^{0} (M^{0} - 1) + \gamma_{g}^{0} - \gamma_{g}^{0} M^{0} - \Delta \gamma^{0}}, \quad (7)$$

где ψ^0 , γ^0 , γ^0_g , $\Delta\gamma^0$ и M^0 — величины, соответствующие рабочей частоте f_0 , при которой выполняется условие (4).

На рис. 2 приведена кривая частотной зависимости $\psi - \psi^0$, построенная по формуле (7) в предположении, что 2a = 30 мм, $\theta = 1$,



 $\varepsilon = 2,5, m = 1, m = 3$. Практический интерес представляет случай m = 3, так как при этом размеры l_g и l_M , согласно (5), являются подходящими для достижения хорошей согласованности.

Из рис. 2 видно, что для эллиптичности в 30 дб, что соответствует $\Delta^0 \ll 3,6^{\circ}$, рабочая полоса частот составляет $\sim 20\% f_0$ (для m = 3).

Учитывая ряд преимуществ предложенного вращателя плоскости поляризации. указанных в [1, 2], и имея расчетные формулы, можно рекомендовать его для широкого использования в поляризационных измерениях.

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

Поступила 25.ХП.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Мирзабекян, Л. А. Оганесян, Ж. А. Саркисян, Р. Н. Симонян. Приборы и техника эксперимента, № 3 (1973).

2. Ж. А. Саркисян, Р. Н. Симонян. Радиотехника, 28, 6 (1973).

.3. И. Е. Ефимов. Радиочастотные линии передачи, Изд. Советское радно, 1964.

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ԼԱՑՆԱՇԵՐՏ ՊՏՏԻՉԻ ՕՊՏԻՄԱԼ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

է. Հ. ՄԻՐՉԱԲԵԿՅԱՆ, Ռ. Ն. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Կատարված է բևեռացման հարթության լալնաշերտ պտտիչի օպտիմալ պարամետրերի հաշվարկը։ Ստացված են հաշվարկային բանաձևեր էլեկտրական և երկրաչափական պարամետրերի համար 3 ամ-ող ալիրների տիրուլթում։

CALCULATION OF OPTIMAL PARAMETERS OF THE BROADBAND POLARIZATION PLANE ROTATOR

E. H. MIRZABEKYAN, R. N. SIMONYAN

The calculation of optimal parameters of the broadband polarization plane rotator was carried out. The calculation formulae for the electrical and geometrical parameters were obtained in 3 cm wave band.

К ТЕОРИИ УСИЛЕНИЯ ГИПЕРЗВУКА В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОД-НИКАХ В УСЛОВИЯХ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ

Р. А. ГАСПАРЯН

Рассматривается задача о взаимодействии гиперзвуковых волн с дрейфовым потоком электронов в тонких пьезополупроводниковых пленках с электронной проводимостью в случае, когда $ql \gg 1$ (q — волновое число гиперзвука, l — средняя длина свободного пробега электронов). Получена линейчая зависимость коэффициента поглощения (усиления) гиперзвука в размерно-квантованных пленках от дрейфовой скорости электронов.

Вопросам теории поглощения и усиления звука в твердых телах посвящено много работ (см., напр., [1—6]). Однако, насколько нам известно, эти вопросы в условиях размерного квантования не изучены, хотя в пьезополупроводнике InSb [7—9] наблюдались эффекты размерного квантования.

В настоящей работе рассматривается задача о взаимодействии гиперзвуковых волн с дрейфующим электронным потоком в тонких пьезополупроводниковых пленках *n*-типа, где возбужденные (термически или фотонами) электроны ведут себя как свободные электроны с изотропной эффективной массой. Предполагается, что взаимодействие осуществляется через пьезоэлектрический потенциал.

Будем рассматривать квантовомеханический случай, когда $ql \gg 1$ (q—волновое число звука, l—средняя длина свободного пробега). Предположим, что распределение электронов не вырождено, т. е. подчиняется статистике Максвелла—Больцмана. Рассмотрим пленку толщиной d, по которой распространяется монохроматическая волна с угловой частотой w_s и волновым вектором q, параллельным плоскости пленки.

Звуковые колебания в пленке будем рассматривать как колебания в массивном образце. Этот подход применим, если выполняются условия [10]

$$\lambda < d, \quad T < \frac{\vartheta a}{d}, \qquad (1)$$

где λ — длина звуковой волны, T — равновесная температура, a—постоянная решетки, ϑ —температура Дебая. Так, при $d \sim 10^{-6}$ см эти условия выполняются при температурах $15^{\circ} \div 500^{\circ}K$. Следует отметить, что условия (1) для рассмотрения чисто продольных волн в пленках не обязательны, если пленка находится на диэлектрической подложке с упругими константами, близкими к соответствующим константам пленки.

Пусть к пленке приложено внешнее постоянное электрическое поле $\vec{E} \| \vec{q}$. При вычислении коэффициента поглощения звука в тонких пленках мы будем исходить из принятой модели бесконечной потенциальной ямы

для пленок. В соответствии с этой моделью одночастичные волновые функции и энергетический спектр электронов в размерно-квантованных пленках в приближении эффективной массы равны [11]

$$\Psi_{\vec{k}_{r},l} = \sqrt{\frac{2}{V}} e^{i\vec{k}_{r}\vec{r}} \sin\frac{\pi}{d} lz, \qquad (2)$$

$$E_{\vec{k}_{r}, l} = \frac{\hbar^{2}}{2m^{*}} \left(k_{r}^{2} + \frac{\pi^{2}}{d^{2}} l^{2} \right), \qquad (3)$$

где r — вектор в плоскости пленки, l — число, характеризующее квантование по толщине пленки, m^* — эффективная масса электрона, V — объем пленки, k_r — проекция квазиволнового вектора электрона на плоскости пленки.

Вычислим коэффициент поглощения звука

$$\alpha = \frac{P_{\perp} - P_{\perp}}{N_s v_s},\tag{4}$$

где N_s — число неравновесных фононов, v_s — скорость продольных звуковых волн, а $P_+ - P_-$ — вероятность поглощения (испускания) фонона в единицу времени

$$P_{+} - P_{-} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{2S}{(2\pi)^{2}} \sum_{l} \int |M_{k_{l}, k_{l}+q}|^{2} [f(k_{r}, l) - f(k_{r}+q, l)] \times \\ \times \delta(E_{-k_{l}} - E_{-k_{l}+q} + \hbar\omega_{s}) dk_{r},$$
(5)

где $k_l = k_r + k_z$, $k_z = \frac{\pi}{d} l$, M_{k_l, k_l-q} — квантовомеханический матричный элемент перехода из состояния k_l в $k_l + q$, а $f(k_r, l)$ — смещенная максвелловская функция рэспределения

$$f(k_r, l) = Y_0 \exp\left\{-\frac{\hbar^2}{2 m^* k_0 T} \left[(k_x - k_d)^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{d^2} l^2 \right] \right\},$$
$$Y_0 = \frac{n_0 \hbar^3}{2 (2 \pi m^* k_0 T)^{3/2}},$$

 $k_d = \frac{m^* v_d}{h}$, v_d — дрейфовая скорость электронов, k_0 — постоянная

Больцмана, n₀ — равновесная концентрация электронов проводимости.

В выражении (5) мы учитывали только внутризонные переходы, так как при $d \sim 10^{-6}$ см, $m^* \sim 10^{-29}$ г [7] хорошо выполняется условие

$$\frac{\hbar^2}{2\mathsf{m}^*}\frac{3\pi^3}{d^2}\gtrsim k_0\vartheta.$$

В этом случае квадрат модуля матричного элемента равен

$$|M_{k_{l}, k_{l}+q}|^{2} = \frac{C^{2}N_{s}\hbar\omega_{s}}{2\,\rho\,V\,\upsilon_{s}^{2}},$$

(6)

394

где С — константа электрон-фононного взаимодействия, ρ—плотность вещества. Однако С представляет собой экранированную пьезоэлектрическую константу связи, которая связана с соответствующей константой при отсутствии экранировки соотношением [12]

$$C = \frac{C_p q^2}{q^2 + q_D^2}, \quad C_p = \frac{ep}{\varepsilon q} \cdot$$

Здесь q_D — обратная величина дебаевского радиуса экранирования, с—заряд электрона, р—пьезоэлектрическая постоянная, *е*—диэлектрическая постоянная.

Если вычислить вероятность поглощения звука (5) и подставить в (4), то для коэффициента поглощения звука получим

$$a = \pi \frac{n_0 \hbar \omega_s}{\rho v_s^2 d (k_0 T)^2} \frac{C_\rho^2 q^4}{(q^2 + q_D^2)^2} \left(1 - \frac{v_d}{v_s} \right) \sum_{l=1}^{2} \exp\left[-\frac{\hbar^2}{2m^* k_0 T} \left(\frac{q^2}{4} + \frac{\pi^2}{d^2} l^2 \right) \right].$$
(7)

В (7) суммирование идет по всем заполненным подзонам. При невырожденной статистике практически заполняется лишь первая пленочная подзона [13]. Следовательно, можно было ограничиться членом с l=1. Однако, оставляя все члены в (7), мы тем самым обеспечиваем возможность предельного перехода от квантованных пленок к массивным образцам.

Действительно, если устремить $d \to \infty$ и суммирование в (7) заменить интегрированием, то получим соответствующую формулу для массивного образца [6]. Как и следовало ожидать, при $d \to 0$ а также стремится к нулю.

Интересно отметить, что при $v_d > v_s$ коэффициент поглощения звука отрицателен, т. е. имеет место усиление звука. Как видно из (7), коэффициент поглощения звука сильно зависит от частоты звука. При $q \to 0$ и $q \to \infty$ а стремится к нулю, при частоте

$$\omega_{s0} = v_s q_0 = v_s \left\{ \frac{1+2\beta q_D^2}{4\beta} \left[\sqrt{1 + \frac{24\beta q_D^2}{(1+2\beta q_D^2)^2}} - 1 \right] \right\}^{1/2}, \quad \beta = \frac{\hbar^2}{8 \, m^* k_0 T}$$

имеется пик.

В заключение выражаю признательность В. С. Сардаряну за обсуждение результатов работы.

Ереванский государственный университет

Поступила 20.ХІ.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Гуляев. ФТТ, 12, 415 (1970).

2. Ю. В. Гуляев. ФТТ, 12, 2594 (1970).

3. A. R. Hutson, D. L. White. J. Appl. Phys., 33, 40 (1962).

4. D. L. White. J. Appl. Phys., 33, 2547 (1962).

5. H. N. Spector. Phys. Rev., 127, 1084 (1962).

6. E. Mosekilde. J. Appl. Phys., 43, 4957 (1972).

7. О. М. Филатов, И. А. Карпович. Письма ЖЭТФ, 10, 224 (1969). 693—4 8. О. М. Филатов, И. А. Карпович. ФТТ, 10, 2886 (1968).
 9. О. М. Филатов, И. А. Карпович. ФТТ, 11, 1639 (1969).
 10. В. Я. Демиховский, К. А. Тавлер. ФТТ, 6, 960 (1964).
 11. В. Б. Сандомирский. ЖЭТФ, 52, 158 (1967).
 12. Дж. Мак-Фи. Фязическая акустика, Мир, 1969, т. IV, ч. А.

13. Б. А. Тавлер, В. Я. Демиховский. ФТТ, 5, 644 (1963).

ՀԻՊԵՐՁԱՅՆԻ ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ ՊՅԵԶՈԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՉԱՓՍԵՐԻ ՔՎԱՆՏԱՑՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Հ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Քննարկվում է հիպերձայնային ալիջների փոխաղդեցության խնդիրը էլեկտրոնների դրեյֆային հոսքի հետ բարակ պյեղոկիսահաղորդչային, էլեկտրոնային հաղորդականության թաղանթներում, երբ $ql \gg 1$ (q-ն հիպերձայնի ալիջային թիվն է, l-ն էլեկտրոնների աղատ վաղքի երկարությունն է)։ Ստացված է հիպերձայնի կլանման դործակցի գծային կախվածություն էլեկտրոնների դրեյֆային արաղությունից ըստ չափսերի թվանտացված թաղանթներում։

ON THE THEORY OF HYPERSOUND AMPLIFICATION IN PIEZOSEMICONDUCTORS UNDER DIMENSIONAL QUANTIZATION

R. A. GASPARYAN

The problem of the interaction of hypersound waves with the electrons driftt flow in thin piezosemiconductor films with electronic conductivity in the case when $ql \gg 1$ (q is the wave vector of the hypersound, l is the mean free-path length of electrons) is discussed. The linear dependence of the hypersound adsorption coefficien (amplification) in thin dimensional-quantized films on the electron drift velosity is obtained.

ИЗУЧЕНИЕ УПОРЯДОЧЕНИЯ СПЛАВОВ Fe₃(Al, Ge) МЕТОДОМ ЯДЕРНОГО ГАММА-РЕЗОНАНСА

П. Л. ГРУЗИН, О. П. ЕЛЮТИН, В. С. МКРТЧЯН, Ю. Л. РОДИОНОВ, М. Х. ХАЧАТРЯН

В работе показано, что в сплавах Fe_1 (Al, Ge) после отжига при 480°С степень дальнего порядка по типу DO_3 возрастает с увеличением содержания Ge. В сплаве Fe_3Ge на начальных стадиях отжига при 480°С образуется фаза, упорядоченная по типу DO_3 . После прололжительного отжига фаза типа DO_3 переходит в фазу типа $L1_2$. Введение алюминия в сплавы Fe_3Ge повышает стабильность фазы DO_3 .

В настоящей работе исследовались процессы упорядочения сплавов Fe_3 (Al, Ge) методом ядерного гамма-резонанса (ЯГР). Спектры ЯГР снимались на мессбауэровском спектрометре MS-10K (ГДР). Источником излучения служил изотоп Co-57 в платине. Экспериментальные ошибки значений эффективных сверхтонких магнитных полей (H), определение которых описано в ряде книг, в частности, [1]. составляли ± 2 кэ. Степень дальнего порядка определяли, используя расчетную зависимость для относнтельного числа атомов железа, находящихся в различном окружении сплава Fe_3Al , от параметра порядка [2]. Образцы представляли собой порошки исследуемых сплавов.

Спектры резонансного поглощения гамма-квантов для сплавов $Fe_3(Al, Ge)$, закаленных от 1050°С, имеют вид магнитного расщепления с уширенными линиями (рис. 1). Такой вид спектров является характерным для атомов Fe-57, находящихся в различных окружениях, т. е. в неупорядоченном твердом растворе. Однако спектры для закаленных сплавов с увеличивающимся содержанием германия отличаются от спектров, характерных для статистического распределения атомов (рис. 16, s). Такое отличие формы может быть обусловлено тем, что в процессе закалки частично протекают процессы упорядочения по типу DO_3 . Увеличение отклонения от статистического распределения атомов с увеличение отклонения от статистического распределения атомов с с одержания по типу DO_3 . Увеличение содержания германия в сплавах $Fe_3(Al, Ge)$, по-видимому, связано с повышением температуры упорядочения по типу DO_3 . Аналогичные результаты получены авторами работы [3] при исследовании закаленных сплавов железо-германий методом ЯГР.

Отжиг закаленных сплавов Fe_3Al , легированных германием при 480°С, приводит к значительному изменению резонансных спектров. Спектр для закаленного сплава Fe_3Al после отжига при 480°С в течение 10 минут представляет собой суперпозицию нескольких спектров магнитного расщепления (рис. 2a). При полном упорядочении сплава Fe_3Al спектр состоит из двух спектров магнитного расщепления со сверхтонкими полями $H_1=300$ кэ и $H_2=215$ кэ [2]. Такие системы линий магнитного расщепления связаны с атомами железа, имеющими в первой координационной сфере соответственно 8 ($H_1=300$ кэ) и 4 ($H_2=215$ кэ) атомов железа (атомы



Рис. 1. Спектры резонансного поглощения гамма-квантов для сплавов Fe_3 (Al, Ge), закаленных от 1050°С в воду: α) сплав Fe_3Al , 6) сплав Fe_3 (12,5°/₀ Al, 12,5°/₀ Ge), e) сплав Fe_3Ge .

железа, находящиеся в подрешетке D и A сверхструктуры DO₃, рис. 3a). В то же время в спектре (рис. 2а) наряду с присутствием двух систем линий магнитной структуры (H₁=300 кэ, H₂=215 кэ) наблюдаются пики спектров с другими значениями сверхтонкого магнитного поля. Такие пики связаны с атомами железа, имеющими в первой координационной сфере 5, 6, 7 атомов железа [2]. Такой вид спектра свидетельствует о том, что сплав Fe₃Al после отжига при 480°C в гечение 10 минут находится в неполностью упорядоченном состоянии. Сверхтонкое магнитное поле, действующее на ядра железа, имеющие в первой координационной сфере 8 атомов железа в сплаве Fe₃Al с низкой величиной параметра дальнего порядка, составляет H1=325 кэ, что на 25 кэ больше, чем в сплавах с высокой степенью дальнего порядка (H1=300 кв) [4]. Такое отличие в величинах магнитных полей, действующих на ядра атомов железа в окружении 8 атомов железа, связано с тем, что величина Н1 зависит не только от числа атомов железа, находящихся в первой координационной сфере, а в значительной степени зависит от числа атомов железа и алюминия во второй координационной сфере. С увеличением степени дальнего порядка во второй координационной сфере увеличивается число атомов алюминия в окружении железа (при s=1,0 атомы железа имеют во второй координационной сфере 6 атомов алюминия), что приводит к уменьшению величины Ні.

При отжиге сплавов Fe₃(Al, Ge) при 480°С в течение 10 минут интенсивность пиков спектров, связанных с атомами железа, имеющими в пер-







Рис. 3. а) Структура DO_3 -упорядоченного сплава Fe_3Al : (\bullet — атомы Al, \bigcirc — атомы Fe); 6) структуга $L1_2$ -упорядоченного сплава Fe_3Ge : (\bullet — атомы Ge, \bigcirc — атомы Fe).

вой координационной сфере 5, 6 и 7 атомов железа, уменьшается с увеличением содержания германия. В то же время возрастает интенсивность пиков свератонкой структуры, связанных с атомами железа, имеющими в первой координационной сфере 4 и 8 атомов железа. При содержании в сплавах 8 и больше атомных процентов германия спектры сплавов Fe_3 (Al, Ge) состоят, практически, из двух систем линий сверхтонкой структуры (рис. 26), соответствующих атомам железа, имеющим в первой координационной сфере 8 и 4 атома железа. Такой вид спектров свидетельствует о том, что сплавы $Fe_3(Al, Ge)$, содержащие больше 8 ат. % Ge, после отжига при 480°С в течение 10 минут находятся в состоянии, упорядоченном по типу DO_3 , при этом степень дальнего порядка s близка к единице.

Сверхтонкое магнитное поле H_1 , действующее на ядро железа в подрешетке D сверхструктуры DO_3 (атомы железа имеют 8 атомов железа в первой координационной сфере), для сплавов $Fe_3(Al, Ge)$ увеличивается от 300 до 325 кэ при увеличении содержания германия от 0 до 25 атомных процентов. Возрастание H_1 с увеличением содержания германия, по-видимому, связано с изменением параметра решетки сплавов $Fe_3(Al, Ge)$, упорядоченных по типу DO_3 , что должно приводить к изменению обменного взаимодействия и, соответственно, к изменению поляризации внутренних *s*-электронов *d*-электронами.

Спектр сплава Fe_3Ge после отжига при 480°С в течение 10 минут также состоит из двух систем линий магнитного расщепления ($H_1=325$ кэ и $H_2=205$ кэ), что характерно для сплавов, находящихся в упорядоченном состоянии по типу DO_3 (рис. 28).

Увеличение продолжительности отжига при 480°С сплавов Fe3 (Al,Ge), содержащих от 4 до 25 ат. % алюминия, практически не приводит к изменению резонансных спектров. Это связано с тем, что стабильная структура типа DO₃ при 480°C формируется на ранних стадиях отжига (до 10 мин). В то же время для сплава Fe₃Ge спектр существенно изменяется. В частности, увеличение продолжительности отжига поиводит к уменьшению интенсивности пиков спектоов, связанных с атомами железа в A и D подрешетках сверхструктуры типа DO3. Наряду с этим возникают пики сверхтонкой, магнитной структуры (H= 250 кэ), которые связаны с атомами железа, находящимися в фазе, упорядоченной по типу LI2 (рис. 21). Следует отметить, что спектр фазы Fe3Ge. упорядоченной по типу L12, образующейся на ранних стадиях отжига при 480°С, характеризуется квадрупольным расшеплением △=0,15 мм/сек. Квадрупольное расщепление, по-видимому, связано с искажением решетки фазы L12 вследствие того, что фаза, упорядоченная по типу L12, образуется через ГПУ фазу (DO19).

Таким образом, методом ЯГР показано, что в сплавах $Fe_3(Al, Ge)$ после отжига при 480°С степень дальнего порядка по типу DO_3 возрастает с увеличением содержания германия. Увеличение степени дальнего порядка типа DO_3 для сплавов $Fe_3(Al, Ge)$ с добавлением германия связано с повышением температуры перехода порядок-беспорядок. В сплаве Fe_3Gc на начальных стадиях отжига при 480°С образуется фаза, упорядоченная по типу DO_3 . После продолжительного отжига фаза, упорядоченная по типу DO_3 , переходит в фазу, упорядоченную по типу $L1_2$. Введение алюминия в сплавы Fe_3Ge повышает стабильность фазы, упорядоченной по типу DO_3 .

Поступила 5.VII.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Вертхейм. Эффект Мессбауэра. Изд. Мир, М., 1966.

2. Р. Н. Кузьмин, С. А. Лосиевская. ФММ, 29; 569 (1970).

 L. Brossard, G. A. Fatseas, J. L. Dormann, P. Lecocq. J. Appl. - Phys., 42, 1306 (1971).

4. П. Л. Грузин, В. С. Мкртчян, Ю. А. Родионов, Я. П. Селисский, М. Х. Хачатрян. ФММ, 34, 316 (1972).

Fe3 (Al, Ge) ՀԱՄԱՁՈՒԼՎԱԾՔՆԵՐԻ ԿԱՐԳԱՎՈՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԻՋՈԻԿԱՅԻՆ ԳԱՄՄԱ-ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՄԵԹՈԳՈՎ

Պ. Լ. ԳՐՈՒՋԻՆ, Օ. Պ. ԵԼՅՈՒՏԻՆ, Վ. Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Յու. Լ. ՌՈԳԻՈՆՈՎ, Մ. Խ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

 $Fe_3(Al, Ge)$ համաձուլված քննրում 480°C շիկամշակման ժամանակ DO3 ստրուկտուբային ձնի հեռավոր կարդի աստիճանը աճում է Ge-ի բաղադրության մեծացումով։ Fe_3Ge համաձուլված քում 480°C-ում շիկամշակման սկզբնական ստադիաներում առաջանում է DO3 ձնի կարգավորված ֆազ։ Հետագա շիկամշակման ընթացքում այդ ֆադը անցնում է Ll2 ձևի ֆաղի։ Al-ի մտցնելը Fe3Ge համաձուլվածքի մեջ բարձրացնում է DO3 ֆազի կայունուβյունը։

THE INVESTIGATION OF THE REGULATING PROCESSES OF $Fe_3(Al, Ge)$ ALLOYS BY THE METHOD OF NUCLEAR GAMMA-RESONANCE

P. A. GRUZIN, O. P. YELYUTIN, V. S. MKRTCHYAN, U. L. RODIONOV, M. Kb. KHACHATRYAN

When $Fe_3(Al, Ge)$ alloys are heated at 480°C the distant order degree of the type DO_3 grows with the increase of the Ge content. At initial stages of heating a phaze of DO_3 type is formed in Fe_3Ge alloy. After a continuous heating the DO_3 phaze changes to $L1_2$ type. The admixture of Al to Fe_3Ge alloy increases the stability of the DO_3 phaze.

ТЕОРИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. С. КАРАЯН, А. А. ДЖЕРЕДЖЯН

Выполнен расчет статической вольт-амперной характеристики многослойных структур, когда число чередующихся слоев *p*-и *n*-типа произвольно. Доказан ряд теорем, которые помогают исследовать различные свойства вольт-амперной характеристики (ВАХ) структуры. В примерах проанализированы некоторые механизмы образования участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОС) на ВАХ k-го обратносмещенного *p*-*n*-перехода.

Существующие работы [1—9] изучают многослойные структуры, число переходов в которых не превосходит пяти. В [10] рассмотрены супермногослойные структуры, когда пренебрегается влиянием крайних контактов. Методика расчета [9, 10] основана на теории многотранзисторной аналогии (MTA), которая, как известно [8], в общем случае не верна. В настоящей статье изложена теория многослойных структур для произвольного числа слоев.

Рассмотрим структуру, представленную на рисунке. Решая диффузионное уравнение с учетом отклонения от распределения Больцмана у границ коллекторов и закона Кирхгофа [5—8], в силу постоянства полного тока через любое сечение образца для плотностей тока через *p-п-*переходы можно написать (обозначения см. в [5, 6]).

 $J = i_k (\xi_k - 1) + \beta_k i_k (1 - \xi_{k-1}) + \beta_{k+1} i_k (1 - \xi_{k+1}) + I_k \xi_k^{1/2} + V_k / r_k S, \qquad (1)$

если k-й переход эмиттерный,

$$J = \beta_{k} i_{k-1} (\xi_{k-1} - 1) + \beta_{k+1} i_{k} (\xi_{k+1} - 1) + \theta_{k} (1 - \xi_{k}) + I_{k} + m_{k} f + (1 - m_{k}) V_{k} / r_{k} S,$$
(2)

если k-й переход коллекторный.

В случае, когда базы низкоомные и относительно короткие, при низком уровне инжекции верно равенство

$$V(J) = \sum_{k=1}^{N} V_k(J).$$
 (3)

Формулы (1)—(3) описывают ВАХ структуры в параметрической форме.

Исследование алгебраической системы уравнений (1), (2) относительно неизвестных V_k (J) без ЭВМ крайне затруднительно, поэтому рассматриваемую систему будем изучать с помощью дифференциальных сопротивлений (ДС) *p*-*n*-переходов.

Для удобства перейдем к безразмерным величинам: плотности токов будем измерять в единицах (max i_k), напряжение—в $\frac{kT}{e}$, сопротивление—в kT/e (max i_k), причем обозначения величин оставим прежними.

Дифференцируя (1) и (2) по j, получим

$$a_i^j R_i = d_i, \qquad (4)$$

т где $R_k = \frac{dV_k}{dI} - дифференциальное сопротивление k-го перехода,$

$$d_k = \begin{cases} 1 & ext{если } k - ext{нечетное} \\ 1 - m_k, & ext{если } k - ext{четное}, \end{cases}$$

$$a_{k}^{j} = \begin{cases} i_{k} \xi_{k} + \delta_{k} \xi_{k}^{1/2}/2 + r_{k}^{-1} S^{-1} & j = k, \text{если } k - \text{нечетное} \\ \beta_{k} i_{k} \xi_{k-1} & j = k-1 & n \\ \beta_{k+1} i_{k} \xi_{k+1} & j = k+1 & n \\ m_{k}^{'} J + J_{k}^{'} + \theta_{k} \xi_{k} + r_{k}^{-1} (1 - m_{k} - V_{k} m_{k}^{'}) S^{-1} & j = k, \text{ если } k - \text{четное}(5) \\ \beta_{k} i_{k-1} \xi_{k-1} & j = k-1 & n \\ \beta_{k+1} i_{k+1} \xi_{k+1} & j = k+1 & n \\ 0 & j \neq k-1, k, k+1, \end{cases}$$

где все индексы пробегают значения 1,2...N. В (4) по верхним и нижним повторяющимся индексам производится суммирование.

Физически ясно, что каждый p-n-переход имеет ДС, которые по формуле

$$R = \sum_{i=1}^{N-1} R_i \tag{6}$$

определяют полное ДС структуры. Поэтому если наше приближение корректно, то система уравнений (4) должна иметь решения при всех N. Кроме того, если доказать существование решений системы уравнений (4), то можно пользоваться разными приближенными методами для нахождения этих решений. С этой целью докажем теорему.

Теорема 1. Для всех N матрица, определенная формулой (5), обоатима.

Доказательство. Докажем, что

$$\det \left\{a_{i}\right\} \neq 0.$$

Обозначим

$$\vec{a}^{*}_{k} = a^{k}_{k} - a^{k-1}_{k} a^{k}_{k-1} / \vec{a}^{k-1}_{k-1}.$$
(7)

Из неравенства $\beta_{2k+1} + \beta_{2k+2} < 1$ вытекает, что

$$a_{2k+1}^{2k+1} > a_{2k}^{2k+1} + a_{2k+2}^{2k+1}, \tag{8}$$

$$a_{2k}^{2k} > a_{2k-1}^{2k} \operatorname{ch} \eta_{2k} + a_{2k+1}^{2k} \operatorname{ch} \eta_{2k+1}.$$
(9)

Последние неравенства являются следствием того, что инжекционный ток через k-й переход при нечетном k меньше, чем полный ток.

Методом математической индукции докажем, что имеет место неравенство

$$:h \tau_{i2k} > a_{2k}^{2k-1} / a_{2k-1}^{2k-1} .$$
 (10)

Очевидно, что при k=1, 2 условие (9) выполняется; достаточно доказать, что из (9) следует неравенство

ch
$$\eta_{2k+2} > a_{2k+2}^{2q+1} a_{2k+1}^{2k+1}$$
. (11)

Из (7) и (10) легко получить

$$\frac{a_{2k}^{2k}}{a_{2k+1}^{2k}} ch \gamma_{2k+1}$$
(12)

И

$$\frac{a_{2k+1}^{2k+1}}{a_{2k+1}^{2k+1}-a_{2k+1}^{2k}} = \frac{a_{2k+1}^{2k}}{a_{2k+1}^{2k}-a_{2k+1}^{2k}-a_{2k+1}^{2k+1}-a_{2k}^{2k+1}/ch \eta_{2k+1} > 0.$$
(13)

Последнее неравенство является результатом неравенства (8).

Рассмотрим неравенство

$$h \tau_{12k+2} - a_{2k+2}^{2k+1} / \overline{a_{2k+2}^{2k+1}} > ch \tau_{12k+2} - a_{2k+2}^{2k+1} ch \tau_{12k} / (a_{2k+1}^{2k+1} ch \tau_{12k} - a_{2k}^{2k+1}).$$

После простых преобразований получим, что левая часть этого выражения положительна, если положительна разность

ch
$$\eta_{2k+1}$$
 ch $\eta_{2k+2} a_{2k+1}^{2k+2} - a_{2k+1}^{2k+2}$ ch $\eta_{2k+1} - a_{2k}^{2k+1}$ ch η_{2k+1} .

Это видно из (8), поэтому неравенство (10) верно. Так как из (10) следуют (12) и (13), которые верны для k=1, 2, то все $\overline{a_k^k} > 0$. По определению

$$\det \{a_j^i\} = \prod_{\mu=1}^N \overline{a}_{\mu}^{\mu} > 0$$

и теорема доказана.

Для дальнейшего исследования ВАХ докажем другую теорему.

Теорема 2. При любом значении плотности тока *J* решения системы уравнений (4) положительны, если только индекс *k*—нечетный.

Доказательство. Решения R_k системы (4) можно представить в виде

$$R_{k} = \frac{\begin{vmatrix} d_{k} & a_{k}^{k+1} \\ d_{k+1} & \tilde{a}_{k+1}^{k+1} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \tilde{a}_{k} & a_{k}^{k+1} \\ a_{k+1} & \tilde{a}_{k+1}^{k+1} \end{vmatrix}},$$
(14)

(15)

где

$$\begin{split} \widetilde{a_{v}} &= \begin{cases} a_{v}^{v} & \text{если } v = N \\ a_{v}^{v} - a_{v}^{v+1} a_{v+1}^{v} / \widetilde{a_{v+1}}^{v+1} & \text{если } v \neq N, \end{cases} \\ \widetilde{d_{v}} &= \begin{cases} d_{v} & \text{если } v = N \\ d_{v} - a_{v}^{v+1} & \widetilde{d_{v+1}} / \widetilde{a_{v+1}}^{v+1} & \text{если } v \neq N, \end{cases} \\ \widetilde{d_{v}} &= \begin{cases} d_{v} & \text{если } v = N \\ d_{v} - a_{v}^{v-1} & \widetilde{d_{v-1}} / \widetilde{a_{v-1}}^{v-1} & \text{если } v \neq 1. \end{cases} \end{split}$$

Теория многослойных структур в статическом режиме

Для нечетного индекса при неотрицательных значениях R_{k-1} и R_{k-1} непосредственной проверкой можно убедиться, что имеет место неравенство

$$\overline{a}_{k-1}^{k-1} \widetilde{a}_{k+1}^{k+1} > \overline{a}_{k-1}^{k-1} a_{k}^{k+1} - \widetilde{a}_{k-1}^{k-1} a_{k}^{k-1}.$$
(16)

При этом учитывается, что величины $\overline{a_i}$ и a_i положительны. Положительность аі была доказана в теореме 1 (см. (12) и (13)), а положительность а можно доказать аналогично.

Покажем теперь, что d, положительны, если у-нечетно. Ясно, что $d_1 > 0$. Пусть $d_{\nu-2} > 0$, тогда

$$\overline{d}_{\nu} = 1 - \frac{a_{\nu}^{\nu-1}}{\overline{a}_{\nu-1}^{\nu-1}} \left(\overline{d}_{\nu-1} - \frac{a_{\nu-2}^{\nu-2}}{a_{\nu-2}^{\nu-2}} \overline{d}_{\nu-2} \right) > 1 - a_{\nu}^{\nu-1} / \overline{a}_{\nu-1}^{\nu-1} > 0.$$
(17)

По индукции следует, что $d_v > 0$.

Аналогично доказывается верность неравенства

$$d_{2i+1} > 0.$$
 (18)

Пусть R_{k-1} и R_{k+1} неотрицательны. Так как знаменатель в (14) положителен (в силу теоремы 1), то знак Rk совпадает со знаком числителя. Преобразуя числитель Rk при помощи (15) и учитывая

положительность величин $d_{2\nu+1}$ и $d_{2\nu+1}$, получим

$$\left| \frac{\overline{d}_k}{\widetilde{a}_k} \frac{a_k^{k+1}}{\widetilde{a}_{k+1}^{k+1}} \right| > \overline{a}_{k-1}^{k-1} \widetilde{a}_{k+1}^{k+1} - \overline{a}_{k-1}^{k-1} a_k^{k+1} - \widetilde{a}_{k+1}^{k+1} a_k^{k-1}.$$

Правая часть положительна в силу (10), что и подтверждает верность исходной теоремы.

Далее, пусть хотя бы одно R_{k+1} или R_{k-1} (или оба) отрицательно (не уменьшая общности можно считать, что $R_{k-1} < 0$). Неравенство $R_{k-1} < 0$ эквивалентно утверждению

$$a_{k}^{k} d_{k-1} < a_{k-1}^{k} d_{k}. \tag{19}$$

Из (14) и (15) ясно, что знак Rk совпадает со знаком следующего выражения

$$\tilde{d}_{k} + \tilde{d}_{k} - d_{k} = \tilde{d}_{k} - a_{k}^{k-1} \tilde{d}_{k-1} / \tilde{a}_{k-1}^{k-1}.$$
 (20)

Если $\overline{d}_{k-1} \leqslant 0$, то в силу положительности d_k правая часть равенства (20) положительна. А если $d_{k-1} > 0$, то учитывая неравенство (19), получим, что правая часть (20) больше нуля и теорема доказана.

В доказательстве теоремы фигурировали d_i и $\overline{d_i}$ с нечетными индексами (нечетные индексы относятся к прямосмещенному р-п-переходу), которые положительны независимо от того, заканчивается ли структура коллектором или эмиттером.

Легко видеть, что дифференциальные сопротивления коллекторных переходов могут быть знакопеременными.

Обращение в нуль дифференциального сопротивления эквивалентно выполнению соотношения

$$\overline{d}_k + d_k - d_k = 0. \tag{21}$$

Последнее является уравнением относительно напряжений V_{κ} , которые можно исключить при помощи (1) и (2), тогда (21) превращается в уравнение относительно плотности тока. Решая его, найдем значение тока, при котором на k-м коллекторе произойдет срыв.

Как видно из определения d_k и d_k , (21) может выполняться в разных случаях.



Рис. 1.

Пример 1. Пусть $V_{k-2} \gg 1$, $V_{k+2} \gg 1$; тогда (21) сводится к уравнению

 $1 - m_{k} - \beta_{k} \left(1 + \delta_{k-1} \xi_{k-1}^{-1/2}/2\right)^{-1} - \beta_{k+1} \left(1 + \delta_{k+1} \xi_{k+1}^{-1/2}/2\right)^{-1} = 0.$ (22)

Выражение (22) есть обобщенный случай срыва коллектора *p-n-p-n*структуры (или в терминах теории МТА $1 - m_k - a_{k-1}^* - a_{k+1}^* = 0$).

В силу теоремы 2 знаменатель в (22) с ростом тока убывает, поэтому (22) может иметь место и без лавинного умножения в коллекторе (т. е. $m_k = 0$), если только $\beta_k + \beta_{k+1} > 1$. В этом случае срыв *k*-го перехода обусловлен тепловой генерацией в нем.

Однако при наличии лавинного умножения это условие не является необходимым для ОС. Такая задача рассмотрена в [4, 5] и может быть решена также для *p-n-p-n-p-n-*структуры. Из (22) видно, что при наличии лавинного умножения в коллекторе R_k может быть знакопеременной функцией.

Пример 2. В качестве второго примера возьмем рассмотренный в [6] случай с $\delta_3 = 0$. Формула (21) там имеет вид

$$1 - m_4 - \beta_4 + \frac{a_1^2}{\overline{a_2}^2} \left(1 - \frac{2\beta_2}{2 + \delta_1 \xi_1^{-1/2}} \right), \tag{23}$$

откуда видно, что на ВАХ четвертого перехода может образоваться ОС за счет утечки первого перехода, если $\overline{a_2}^2$ мало, т. е. $V_2 \leq 1$, причем выполнение последнего неравенства обеспечивается условием β₂ + β₃ > 1. Ясно, что для существования ОС на ВАХ четвертого перехода необходимо наличие в нем лавинного умножения.

Пример 3. Пусть $\beta_{k-2} + \beta_{k-1} > 1$, $\beta_{k+2} + \beta_{k+3} > 1$, V_{k-1} , $V_{k+1} \gg 1$, V_{k-2} , $V_{k+2} \lesssim 1$. Тогда из (21) имеем

$$1 - m_k - 2\beta_k [1 - (1 - 2\beta_{k-2}/(2 + \delta_{k-3}\xi_{k-3}^{-1/2})) a_{n-1}^{k-2}/a_{k-2}^{k-2}] [2 + \delta_{k-1}\xi_{k-1}^{-1/2}]^{-1} -$$

$$-\frac{2\beta_{k+1}}{2+\delta_{k+1}\xi_{k+1}^{-1/2}}\left[1-\frac{a_{k+2}^{k+2}}{\tilde{a}_{k+2}^{k+2}}\left(1-\frac{2\xi_{k+3}}{2+\delta_{k+3}\xi_{k+3}^{-1/2}}\right)\right]=0,$$
 (24)

откуда следует, что для срыва k-го перехода необходимо, чтобы хотя бы один из \hat{a}_{k-3} , \hat{a}_{k-1} , \hat{a}_{k+1} и \hat{a}_{k+3} не был равен нулю. При этом достаточно выполнение условия $\hat{\beta}_k + \hat{\beta}_{k+1} > 1$ или $m_k + \hat{\beta}_k + \hat{\beta}_{k+1} > 1$ и т. д.

Из (24) ясно, что R_k может обращаться в нуль, если $m_k = 0$ и $\beta_k + \beta_{k+1} \leq 1$. В этом случае ВАХ k-го перехода при малых остаточных напряжениях не зависит от того, было ли лавинное умножение в этом переходе в случае больших V_k или нет.

Рассмотренные примеры показывают, что ДКП и КУ составных транзисторов растут и тогда, когда в эмиттерном переходе отсутствуют утечки, что не следует из теории МТА. Причиной этого, как выяснилось, является влияние таких *p-n*-переходов, которые не входят в состав данного транзистора. Следовательно, нельзя КУ и ДКП составных транзисторов МС структур определять только из свойств тех переходов и баз, которые входят в его состав.

Поэтому, чтобы корректно определить эти величины, нужно выписать уравнения для плотности тока через коллекторы и их ДС через КУ и ДКП и сравнить с формулами (2) и (14). В результате получим

$$a_{k}^{*k+1} = a_{k}^{k+1} \overline{d}_{k+1} / \overline{a}_{k+1}^{k+1}, \ a_{k}^{*k-1} = a_{k}^{k-1} \overline{d}_{k-1} / \overline{a}_{k-1}^{k-1}$$
(25)

И

$$\alpha_{k}^{k\pm 1} = \frac{1}{J_{0}} \int_{0}^{J} \alpha_{k}^{*k\pm 1} dJ.$$
 (26)

Соотношения (25) и (26) являются определениями ДКП и КУ [k, k±1]транзисторов соответственно.

Пусть четные индексы $m \leq l \leq k$ такие, что

 $V_{2i} < 1$, если $2i \in (m, k)$, $V_m > 1$, $V_{2l} < 0$, если $2i \in (l, k)$, $V_l > 0$.

Тогда в силу теорем 1 и 2 получим

$$a^{*}{}_{k}^{k-1} \simeq \mu_{k-1} (1 - \mu_{k-2} (1 - \cdots (1 - \mu_{m+1}) \cdots) \equiv a^{*}{}_{k}^{k-1} (m), \quad (27)$$
$$a^{k-1}_{k} \simeq \int_{0}^{-1} \int_{0}^{1} a^{*}{}_{k}^{k-1} (l) \, dJ \simeq a^{k-1}_{k} (l). \quad (28)$$

Аналогичные соотношения можно выписать и для a_k^{k+1} и $a^{*} k^{k+1}$.

Свойства зависимостей $a_k^{*k-1}(m)$ и $a_k^{k-1}(l)$ от f можно выразить теоремой, которая следует из (27) и (28) при отсутствии ЛУ в k-м переходе.

Теорема 3. а. Для того, чтобы $a^{*} \frac{k^{-1}}{k} (m)$ была монотонно возрастающей функцией (в узком смысле) плотности полного тока *J*, необходимо и достаточно наличие некоторой утечки (неважно, рекомбинационной или омической) хотя бы в одном эмиттере с номером из (m, k). В противном случае $a^{*} \frac{k^{-1}}{k} (m)$ является постоянной величиной.

б. Токовая зависимость $\alpha_k^{k-1}(l)$ подобна зависимости функции $\alpha^{*k-1}(l)$.

Из теорем 1, 2 и 3 можно получить следующие оценки для КУ и ДКП:

$$\max_{j} \alpha_{k}^{k-1} < \mu_{k-1},$$

$$\max_{i} \alpha^{*k-1} < \mu_{k-1}.$$
(29)

Пример 4. Рассчитаем КУ и ДКП составных транзисторов шестислойной структуры с рекомбинационной утечкой только в первом переходе. Из (27) сразу получим при токах, меньших, чем ток ИЗН первого коллектора

$$\alpha_{2}^{*3} = \beta_{3}, \quad \alpha_{4}^{*3} = \beta_{4}, \quad \alpha_{4}^{*5} = \beta_{5},$$

$$= \beta_{2} \left(1 + \delta/2 \sqrt{\xi_{1}}\right)^{-1} = \beta_{2} \left(1 - \delta/2 \sqrt{1 + f^{2} + \delta^{2}/4}\right),$$

$$= \beta_{2} \left(I - \delta \sqrt{1 + f^{2} + \delta^{2}/4} + \delta \sqrt{1 + \delta^{2}/4}\right)/I.$$
(31)

а для остальных КУ имеем $\alpha_i^{v} = \alpha_i^{v} = \text{const.}$

a.2

Если $\beta_2 + \beta_3 > 1$, то при $J > J_2$ нив. видоизменяется только α_1^{*3} , а именно

$$\alpha_4^{*3} = \alpha_4^{*3}(2) = \beta_4 \left(\theta_2 - \beta_2\right) \left[\theta_4 - \beta_3^2 i_3 - \frac{\beta_2^2}{1 + \delta/(2 + \sqrt{1 + J + \delta^2/4} - \delta)}\right].$$
(32)

Формулы (30) и (31) хорошо согласуются с экспериментом [2].

В (32) α^{*3}_4 с током растет благодаря наличию утечки в первом переходе, что не следует из теории МТА.

Выражения (30) и (31) можно получить и по МТА, так как в этом случае взаимодействие несоседних *p-n*-переходов пренебрежимо мало.

В заключение заметим, что если экспериментально измерить ВАХ многослойной структуры, то можно судить о механизме ЛУ в коллекторах, так как эти механизмы здесь проявляются более явно, чем в случае изолированного перехода.

Институт раднофизики и электроники АН АрмССР

Поступила 30. VIII. 1973

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. L. Moll, R. van Overstration. Solid State Electronics, 6, 147 (1963).
- В. А. Кузьмин. Тиристоры малой и средней мощности, Изд. Советское радио, М., 1971.
- 3. Е. В. Лазарев. Кандидатская диссертация, Ереван, 1969.
- 4. В. Е. Челноков, В. Б. Шуман, Н. И. Якивчик. Радиотехника и электроника, 11, 2217 (1966).
- 5. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереяжян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 44 (1972).
- 6. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 435 (1972).
- 7. Г. М. Авакълнц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 54 (1973).
- 8. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 205 (1973).
- 9. А. А. Лебедев. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, Изд. Наука, Л., 1969, стр. 291.
- 10. В. И. Стафеев. ФТП, 5, 408 (1971).

ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍՏԱՏԻԿ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

9. U. U.U.93ULS, 2. U. JUPUSUL, 2. 2. 20Pb23UL

Տեսականորեն ըննարկվում է p-n-p-... տիպի բազմաշերտ կիսանաղորդչային կառուցվածրի վոլտ-ամահրային բնութադիծը (ՎԱԲ), որտեղ շերտերի թիվը կամայական է։

Ստացված են յուրաքանչյուր p-n-անցման և լրիվ կառուցվածքի դիֆերենցիալ դիմադրուիյունները։

Անկախ շերտերի խվից ապացուցվում է βեորեմ, որը ցույց է տալիս, որ էմիտորային անցումների դիֆերենցիալ դիմադրությունները միշտ դրական են, իսկ կոլեկտորային անցումներինը՝ կարող են լինել նաև նշանափոխ ֆունկցիաներ։

THEORY OF MULTYLAYER STRUCTURES IN THE STATIC REGIME

G. M. AVAKYANTS, H. S. KARAYAN, H. H. DZHEREDZHYAN

The method of the obtaining of voltage-current characteristic (VCC) of multylayer (ML) p-n-p-type semiconductor structure with an arbitrary number of N layers was analyzed. The differential resistances of each p-n-junction and of the total structure were obtained. Independently of the number of layers N the theorem was proved which showed, that the differential resistances of emitter junctions were always positive while for collector junctions they can be sign-variable functions.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПОПЕРЕЧНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ПЛЕНОК С ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

к. А. ЕГИЯН, Ю. Г. САНОЯН

В работе дается полный аналитический расчет поперечной восприимчивости χ одноосной ферромагнитной пленки с системой жестко закрепленных спинов на одной из ее поверхностей в направлении оси легкого намагничивания. Рассмотрен случай, когда внешнее подмагничивающее поле и пробное переменное поле малой амплитуды направлечы соответственно вдоль осей легкого и трудного намагничивания. Расчеты показывают, что однонапраленная анизотропия приводит к сложной зависимости χ (*H*), которая не может быть получена введением однородного эффективного поля.

Известно, что обменное взаимодействие между непосредственно соприкасающимися ферро- и антиферромагнитными фазами приводит к обменной анизотропии. Впервые это явление наблюдалось Майклджоном и Бином [1] в образцах мелкодисперсного частично окисленного кобальта, затем в тонких магнитных пленках [2]. В пленочных структурах Mn—FeNi оно подробно исследовалось Глазером с соавторами [3, 4].

Измерения вращательных моментов таких систем в больших полях показывают, что эта величина имеет компоненту, пропорциональную sinq, т. е. обменная анизотропия проявляется как однонаправленная, так что энергия взаимодействия между магнитными фазами должна быть пропорциональна косинусу угла между направлениями намагниченности фаз. В этом представлении действие однонаправленной анизотропии сводится к учету некоторого эффективного поля $H_{\rm эфф}$, что приводит к простому смещению расчетных петель гистерезиса и кривых восприимчивости. Однако такой подход не объясняет многих экспериментальных характеристик этих пленок, в частности, кривые поперечной восприимчивости $\chi(H)$ [5].

В данной работе сделан аналитический расчет кривых $\chi(H)$ системы «одноосная магнитная пленка-антиферромагнетик», причем принимается, что спины антиферромагнетика жестко закреплены в направлении оси легкого намагничивания анизотропной пленки, что справедливо при воздействии внешних полей, много меньших эффективного поля антиферромагнитной анизотропии. Расчет сделан в общем виде без каких-либо приближений и аппроксимаций с учетом пространственного распределения намагниченности по толщине анизотропной пленки. Необходимо отметить отсутствие работ по расчету $\chi(H)$ с учетом пространственного распределения намагнамагниченности. В появившейся недавно статье [6] принимается, что намагниченности в слоях жестко связаны и взаимодействуют по закону соз Θ .

Расчет восприимчивости

Рассмотрим однородную ферромагнитную пленку с полем анизотропии H_k и толщиной d, у которой намагниченность одной из поверхностей (z=0) зафиксирована в направлении ее оси легкого намагничивания х и лежит в плоскости xy. Внешнее перемагничивающее поле H_x и переменное сигнальное поле малой амплитуды H_y направлены соответственно вдоль осей легкого и трудного намагничивания.

Поперечная восприимчивость для этого случая имеет вид

$$\chi = \left(\frac{dM_y}{dH_y}\right)_{H_y \to 0} = \frac{M_s}{H_k} \int_0^1 \cos\Theta\left(\frac{d\Theta}{dh_y}\right)_{h_y \to 0} dl,$$
 (1)

где M_s — намагниченность насыщения единицы объема, M_y — проекция полной намагниченности на ось y, Θ — угол между локальной намагниченностью M_s и осью x, l = z/d, $h_y = H_y/H_k$. При достаточно больших размерах пленки по осям x и y влиянием полей рассеяния от краев пленки можно пренебречь и принять, что все векторы намагниченности лежат в плоскости пленки.

В [7] показано, что зависимость $\Theta(l)$ определяется уравнением

$$\Theta_{l} = \sqrt{\psi(\Theta)/a}, \qquad (2)$$

где

$$\psi(\Theta) = (\cos^2\Theta_d - \cos^2\Theta) + 2h_y (\sin\Theta_d - \sin\Theta) + 2h_y (\cos\Theta_d - \cos\Theta),$$
$$a = 2A/H_k M_s d^3,$$
$$h_x = H_x/H_k,$$

 Θ_d — угол на свободной поверхности пленки при z = l.

Граничные условия имеют следующий вид:

$$l=0, \quad \Theta=0, \quad (3a)$$

$$l=1, \quad \Theta_l=0. \tag{36}$$

Классическим вариантом определения χ является подстановка решения уравнения (2) в (1) с последующим интегрированием. Однако такой подход хотя принципиально и возможен, но достаточно сложен. Ниже будет показано, что для определения χ достаточно знания функции $\Theta_d(h_x)$ Используя приведенные в работе [7] расчеты, легко показать, что

$$\cos\Theta_d = -h_x - aK^2, \tag{4a}$$

$$h_x = -\sqrt{-aK^2k^2 + (ak^2 + 1)^2},\tag{46}$$

где К—полный эллиптический интеграл первого рода с модулем k. Эначения Θ_d , соответствующие устойчивым конфигурациям системы, лежат в области полей — $\infty < h_x < h_1$, где h_1 — максимальное значение функции (46). Кроме этого, в области полей $h_x > -1 - \pi^2 a/4 = h_2$ уравне-693—5 ние (2) имеет еще одно тривиальное решение, соответствующее устойчивым состояниям системы $\cos \Theta = 1$ [7].

Для определения χ согласно уравнению (1) необходимо найти $\left(\frac{d\Theta}{dh_y}\right)_{h_y \neq 0}$, которое обозначим через λ . Для этого из (2) найдем

$$\left(\frac{d\Theta_{l}}{dh_{y}}\right)_{h_{y} \to 0} = \frac{1}{2\sqrt{\alpha f(\Theta)}} \left[\frac{\partial f(\Theta)}{\partial \Theta} \lambda + \frac{\partial f(\Theta)}{\partial h_{y}}\right], \qquad (5)$$

где $f(\Theta)$ равно $\psi(\Theta)$ при $h_y \to 0$. С другой стороны, нетрудно показать, что

$$\left(\frac{d\Theta_I}{dh_y}\right)_{h_y \to 0} = \sqrt{\frac{f(\Theta)}{a}} \frac{d\lambda}{d\Theta}.$$
 (6)

Это уравнение имеет смысл только для значений Θ_d и h_y , определяемых уравнениями (4). Для тривиального решения $\Theta = 0 f(\Theta)$ тождественно равно нулю, а второй множитель в правой части (6) не имеет смысла. Для этого случая решение будет дано ниже.

Приравнивая правые части (5) и (6), получим дифференциальное уравнение относительно λ

$$\lambda_{\theta}' - \frac{f'(\Theta)}{2f(\Theta)} \lambda = \frac{\sin \Theta_d - \sin \Theta}{f(\Theta)}$$
(7)

с граничным условием $\lambda_{\theta=0} = 0$, вытекающим из (3*a*). Уравнение (7) имеет следующее решение

$$\lambda = \sqrt{f(\Theta)} \int_{0}^{\theta} \frac{\sin \Theta_d - \sin \Theta}{f^{3/2}(\Theta)} d\Theta.$$
 (8)

Подставляя (8) в (1) и интегрируя по частям, получим

$$\mathcal{X} = \frac{M_s \sqrt{a}}{H_k} \int_0^{\theta_d} \frac{(\sin \theta_d - \sin \theta)^2}{f^{3/2}(\theta)} d\theta.$$
(9)

Если в этом интеграле по формуле (6) работы [7] перейти к новой переменной, то χ можно выразить через полные эллиптические интегралы первого (K) и второго (E) рода:

$$\chi = \frac{M\sqrt{a}}{H_k (\cos \theta_d + h_x)^2} \left\{ \frac{\sqrt{-h_x - \cos \theta_d}}{(2h_x + \cos \theta_d)^2 - 1} [4BE(k) + CK(k)] - -2(h_x + 1) \sqrt{\frac{1 + \cos \theta_d}{-2h_x - \cos \theta_d - 1}} \right\},$$
(10)

где

$$B = \sin^2 \Theta_d - 3 h_x (h_x + \cos \Theta_d),$$

$$C = (1 + \cos \Theta_d) (h_x + \cos \Theta_d) (2 h_x + \cos \Theta_d - 1) - 2 + \cos^2 \Theta_d + (2 h_x + \cos \Theta_d)^2.$$

Для расчета γ остается с помощью (4) определить h_x и $\cos \Theta_d$ при некотором значении k и подставить их в (10). При значениях h_x , для которых $\cos \Theta_d$ близко к —1, выражение (10) упрощается и принимает вид

$$\mathcal{X} \approx \frac{M_s}{H_k \left(1 - h_x\right)} \left[1 - \frac{3\sqrt[3]{a}}{\sqrt{1 - h_x}} \right]. \tag{11}$$

Рассчитаем теперь восприимчивость для тривиального решения (2). В этом случае по всей толщине пленки $\Theta = 0$ и под действием переменного трудноосного поля малой амплитуды векторы намагниченности будут совершать малые колебания относительно легкой оси. Это дает возможность непосредственно решить уравнение (2) и определить χ подстановкой $\Theta(h_x, l)$ в (1) $\Theta(h_x, l)$ определяется решеннем дифференциального уравнения первого порядка, получаемого из (2) разложением тригонометрических функций в подкоренном выражении в степенные ряды с точностью до квадратичных членов. В результате получаются следующие выражения для χ :

$$\chi = \frac{M_s}{H_k(h_x+1)} \left[1 - \frac{e^{2 \sqrt{a_i}}}{\sqrt{a_1} (e^{2 \sqrt{a_1}}+1)} \right], \quad h_x \ge -1, \quad (12a)$$

$$\chi = \frac{M_s}{H_k (h_x + 1)} \left[1 - \frac{\operatorname{tg} V - a_1}{V - a_1} \right], \quad h_2 < h_x \leqslant -1, \quad (126)$$

где $a_1 = (h_x + 1)/a$.

Следовательно, восприимчивость в этой области полей может быть представлена в виде разности $\chi = \chi_1 - \chi_2$, где χ_1 восприимчивость одноосной пленки, а χ_2 восприимчивость, связанная с обменным взаимодействием. Для значений h_x , при которых $\sqrt{a_1} > 3 \div 4$, (12*a*) с большой точностью может быть представлена в виде

$$\chi = \frac{M_s}{H_k (h_x + 1)} \left(1 - \sqrt{\frac{a}{h_x + 1}} \right) \tag{13}$$

и у стремится к χ_1 , когда $h_x \to \infty$. Выражение (13) с точностью до постоянной при \sqrt{a} имеет такой же вид, что и (11), т. е. в области больших отрицательных полей часть восприимчивости, связанная с обменным взаимодействием, выше, чем в положительных.

Функция (12) имеет две особые точки. При $h_x = 1$ или $H_x = H_k$ числитель и знаменатель (12) стремятся к нулю. Раскрывая эту неопределенность, легко показать, что левый и правый пределы этой функции равны $M_s^2 d^2/6 A$. В этой точке $d\chi/dH_x \to \infty$. Второй особой точкой является $h_x = -\pi^2 a/4 - 1$, что соответствует началу разворота векторов при перемагничивании в направлении, обратном намагниченности нижнего слоя [7]. При $h_x \to h_2 \chi \to \infty$ и его значение при h_2 определяется формулой (10). На рисунке представлены кривые восприимчивости / в зависимости от h, построенные с помощью таблиц [8]. Параметры пленок указаны под рисунком.



Зависимости χ от h_x , рассчитанные для пленок с параметрами $M_s = 800$ гаусс, $H_k = 3$ 9, $A = 10^{-6}$ [эрг.см⁻¹ и толщинами a = 1,0 мкм; 6 = 0,6 мкм; s = 0,2 мкм.

Обсуждение результатов

Форма кривых, как видно из рисунка, сильно зависит от толщины. С уменьшением толщины восприимчивость быстро уменьшается. Величины полей h_1 , h_2 и поле h_p , при котором наблюдается пик восприимчивости, смещаются в сторону больших отрицательных значений. Кривые *a* и *б* на рисунке соответствуют случаю необратимого переключения, которое имеет место для $d \gg \pi$] $\overline{A/6 M_s H_k}$ [7]. Для толщин, меньших этого значения, переключение носит обратимый характер и кривая восприимчивости для этого случая однозначна (см. рисунок).

Приведенные в [5] экспериментальные данные качественно согласуются с теоретическими кривыми для толстых пленок. Конечная величина χ в поле $h=h_2$ обусловлена неоднородностями в пленке. В реальных пленках уменьшение проницаемости при перемагничивании в направлении, обратном направлению обменной анизотропии, начинается до того, как h_x достигает эначения h_2 . Это явление можно объяснить тем, что граница ферромагнетик-антиферромагнетик несколько размазана из-за взаимной диффузии, что приводит к ослаблению связи, и, следовательно, разворот векторов намагниченности, удаленных от свободной поверхности, начинается при меньших полях. По этой же причине можно ожидать более высоких экспериментальных значений χ по сравнению с расчетными.

Полученные формулы и приведенные кривые указывают на невозможность представления однонаправленной гнизотропии с помощью эффективного однородного постоянного поля, что согласуется с экспериментальными данными [5].

Поступила 5.IV.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Meiklejohn, C. P. Bean. Phys. Rev., 102, 1413 (1956); 105, 904 (1957).

2. O. Massenet, R. Montmory, F. Neel. IEEE Trans. Magnet., 1, 63 (1965).

3. А. А. Глазер, А. П. Потапов, Р. И. Тагиров, Я. С. Шур. ФТТ, 8, 3022 (1966).

414

- A. A. Glaser, A. P. Potapov, R. I. Tagirov, Ya. S. Shur. Phys. stat. sol., 16, 745 (1966).
- 5. Н. М. Саланский, Б. П. Хрусталев, А. А. Глазер. Сб. Физика магнитных пленок, Иркутск, 1968.
- 6. K. O. Legg, W. D. Doyle, M. Prutton. Phys. stat. sol., (a), 12, 499 (1972).

7. Ю. Г. Саноян, К. А. Егиян. ФММ, 38, 231 (1974).

8. В. М. Беляков, Р. И. Кравцова, М. Г. Рачпопорт. Таблицы эллипгических интегралов, Изд. АН СССР, М., 1962, т. 1.

ՄԻԱԿՈՂՄԱՆԻ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊԻԱՅՈՎ ԹԱՂԱՆԹԻ ԸՆԴԼԱՅՆԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Կ. Ա. ԵՂՅԱՆ, Ցու. Գ. ՍԱՆՈՅԱՆ

Աշխատանըում տրված է մեկ առանցքանի ֆերոմադնիսական թաղանթի չ ընդլայնական ընկալունակության լրիվ անալիտիկ Հաշվարկը, եթե սպինների Համակարդը թաղանթի որևէ մեկ Հարթության մեջ պինդ ամրացված է թեթև մադնիսացման առանցքի ուղղությամբ։ Գիաարկված է այն դեպքը, երը արտաքին մադնիսացնող դաշտը և փորձնական փոքր ամպլիտուդի փոփոխական դաշտն ուղղված են Համապատասխանարար թեթև և դժվար մադնիսացման ատանցքների ուղղությամբ։ Հաշվարկները ցույց են տալիս, որ միակողմանի անկղոտրոպիան բերում է X-ի բարդ կախվածությանը H-ից, որը Հնարավոր չէ ստանալ էֆեկտիվ Համասեռ դաշտ մացնելով։

CALCULATION OF THE TRANSVERSE SUSCEPTIBILITY OF FILMS WITH UNIDIRECTIONAL ANISOTROPY

K. A. EGIYAN, Yu. G. SANOYAN

In this paper we give the complete analytical expression for the transverse susceptibility λ of uniaxial ferromagnetic films in the case of the remagnetizing field H directed along the easiest magnetization axis. The calculated λ (H) curves qualitatively agree with experimental curves for (0,6-1,0 mu) thick films.

О ПРИРОДЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ПОЛЯРНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В. П. ПЕТРОСЯН

В работе рассматривается вопрос возникновения диэлектрических потерь в полярных диэлектриках с неоднородным дипольно-релаксационным спектром. При учете полной энергии взаимодействия диполя с полем для действительной (ε') и мнимой (ε'') частей комплексной диэлектрической проницаемости полярного диэлектрика можно получить закономерности, наблюдаемые на опыте. При этом зависимость ε'' or lg f (f-частота поля) допускает возможность образования двух максимумов. Приведенные данные объясняют криволинейный ход зависимости логарифма частоты максимума фактора диэлектрических потерь от 1/T.

1. Учет полной энергии взаимодействия диполя с полем для полярного диэлектрика, находящегося в сильно конденсированной фазе (полярные жидкости и полимеры), позволил получить формулу для дисперсии вещества [1]

$$\Delta \varepsilon = \frac{4\pi}{3kT} n \lambda_1 a^2 \mu_0^2 g \left(1 + A_a^2 \delta_a \tau\right), \qquad (1)$$

где помимо параметров, применяемых в известных теориях поляризации [2-4], вводятся время релаксации т, величина δ_a , связанная с коэффициентом внутреннего трения, а также амплитуда колебательного движения диполя A_a . Из соотношения (1) видно, что в этом случае вклад каждого диполя в процесс поляризации $\left(\frac{\Delta \varepsilon}{n}\right)$ зависит от времени релаксации Если применить методы расчета диэлектрических параметров, указанных в работах [1-5], то можно получить

$$\varepsilon' = \varepsilon_{-} + \frac{\Delta_{\beta} \varepsilon}{1 + (\omega \tau_{B})^{2\beta}} + \frac{\Delta_{z} \varepsilon}{1 + \left[\omega \tau_{B} \exp\left(\frac{1}{2 b^{2}}\right)\right]^{2\beta}}, \qquad (2)$$

$$\varepsilon'' = \alpha \Delta_{\beta} \varepsilon \frac{(\omega \tau_B)^{\alpha}}{1 + (\omega \tau_B)^{2\alpha}} + \alpha \Delta_{\alpha} \varepsilon \frac{\left[\omega \tau_B \exp\left(\frac{1}{2b^2}\right)\right]^{\alpha}}{1 + \left[\omega \tau_B \exp\left(\frac{1}{2b^2}\right)\right]^{2\alpha}},$$
 (3)

где β , α и *b* являются параметрами, характеризующими ширину дипольнорелаксационного спектра, причем первые два параметра изменяются в пределах от 0 до 1, а последний — в пределах от 0 до ∞ .

Из полученных формул видно, что на кривых зависимости ε" от l gf должны наблюдаться два максимума при частотах

$$\omega_{m, \beta} = \frac{1}{\tau_{B}}$$

(4)
$$p_{m,n} = \frac{1}{z_B} \exp\left(-\frac{1}{2b^2}\right).$$
(5)

Если полимер однороден, то параметр b принимает большие значения и $\omega_{m, 2}$ мало будет отличаться от $\omega_{m, 3}$. В этом случае на кривой зависимости z'' от lgf должен наблюдаться один максимум, а сама кривая должна быть асимметричной. В температурном интервале ниже температуры стеклования, когда в веществе исчезает свободный объем и закрепляется определенная структура, а поворотно-колебательные движения диполя прекращаются, поле дополнительной энергии не будет затрачивать и в веществе должна создаваться лишь β -поляризация диполей.

2. Такие закономерности изменения диэлектрических параметров полимеров можно пронаблюдать по данным для одного из видов бутадиеннитрильного сополимера, приготовленного в концентрации 1 моль акрилонитрила и 1,5 моля бутадиена. На рис. 1 показаны кривые зависимости ε' и ε'' от lg f для этого вида полимера для температурного интервала, лежащего выше температуры стеклования (—32°С). Дипольно-радикальную





релаксацию этого полимера можно заметить по кривым рис. 2, на котором графически показана аналогичная зависимость указанных величин, но для температурного интервала ниже T_c . По приведенным данным можно построить кривые зависимости $lgf_{m,\beta}$ и $lgf_{m,\alpha}$ от 1/T, показанные на рис. 3. Как видно из приведенных кривых, для β -процесса указанная зависимость является линейной, а для α -процесса эта зависимость представляется криволинейной.

Из приведенных соотношений (4) и (5) следует, что криволинейность графика зависимости $lgf_{m, a}$ от 1/T объясняется зависимостью параметра b от температуры образца. С охлаждением образца усложняется структура полимера, возрастает степень его неоднородности и спектр расширяется. Параметр b при этом значительно уменьшается, что и приводит к рез-

417

И



кому изменению ω_{*m*, *a*} с температурой образца. Если применить формулу Аррениуса для частот максимумов фактора диэлектрических потерь, то энергия активации α-процесса поляризации диполей окажется равной

$$G_{0, \alpha} = G_{0, \beta} + kT \frac{1}{2 b^2}.$$
 (6)

Выберем для параметра b эмпирическую формулу исходя из допущения, что этот параметр изменяется эквивалентно изменению свободного объема. С нагреванием образца возрастает степень однородности его структуры, увеличивается и параметр b. В температурном интервале ниже T_c свободный объем образца изменяется линейно с его температурой. Этим условиям соответствует изменение параметра b согласно соотношению

$$\frac{2b^2}{\lg e} = AT + B \exp\left(\beta \lg \frac{T}{T_c}\right).$$
(7)

Здесь А, В и В — постоянные, определяемые из опытных данных.

При помощи данных, приведенных на рис. 3, и соотношений (4) и (5) можно построить кривую зависимости величины $\frac{2b^2}{\lg e}$ от температуры образца, показанную на рис. 4. Экстраполируя эту кривую до T_c , можно



найти значение $\frac{2 b^2}{\lg e}$ при этой температуре образца. Учитывая, что ниже

 T_c изменение $\frac{2 b^4}{\lg e}$ является линейным, найдем постоянную A, которая для данного полимера оказалась равной 4,15·10⁻⁴ град⁻¹. Для расчета параметров B и β необходимо построить график зависимости функции

$$Z = \lg \left(\frac{2 b^2}{\lg e} - AT\right) = \lg B + 0,434 \beta \lg \frac{T}{T_c}$$

от lg $\frac{T}{T_c}$. Линейность Z от этого аргумента можно заметить по графику рис. 5. Рассчитанные значения параметров B и β оказались равными 0,042 и 32 соответственно. Известные значения этих параметров позволяют оценить температурные изменения энергии активации α -поляризации диполей данного полимера

$$G_{0,\alpha} = G_{0,\beta} + \frac{2,3 kT}{AT + B \exp\left(\beta \lg \frac{T}{T_e}\right)}$$
(8)

Отсюда следует, что криволинейность графика зависимости $\lg f_{m,a}$ от 1/T можно объяснить тем, что энергия активации диполя, участвующего в α-поляризации полимера, плавно изменяется в пределах от $G_{0,a}$, рав-



ного для данного полимера 13,4 ккал/моль, до 16 ккал/моль. Иначе говоря, изменение энергии активации происходит в более разумных пределах, чем те значения, которые могут получиться по углу наклона касательных к кривой рис. 3.

3. Энергия активации диполей G_{0, п} является термодинамическим потенциалом Гиббса рассматриваемой системы, т. к. при совершении переходных процессов кинетических элементов происходят разрушения связей диполей со своим окружением и образуется свободное пространство, куда могла бы перейти данная кинетическая единица. Поэтому из соотношения (8) можно найти и энтропию активации диполей

$$S_{0,\alpha} = -\frac{d G_{0,\alpha}(T)}{dT} = \frac{k(\beta - 2,3) B \exp\left(\beta \lg \frac{T}{T_c}\right)}{\left[AT + B \exp\left(\beta \lg \frac{T}{T_c}\right)\right]^2}.$$
 (9)

Температурный коэффициент $\lg f_{m, \alpha}$ связан с энтальпией активации $H_{0, \alpha}(T)$. Действительно, если

$$\lg f_{m,\alpha} = \lg f_0 - \frac{G_{0,\alpha}(T) \lg e}{kT},$$

TO

$$\frac{\partial \lg f_{m,\alpha}}{\partial \frac{1}{T}} = -\frac{\lg e}{k} \left[G_{0,\alpha}(T) + \frac{1}{T} \frac{\partial G_{0,\alpha}(T)}{\partial \frac{1}{T}} \right] = -\frac{\lg e}{k} [G_{0,\alpha}(T) + TS_{0,\alpha}(T)]$$

$$\frac{\partial \lg f_{m,\alpha}}{\partial \log f_{m,\alpha}} = \log e_{TL-\alpha}(T)$$

или

$$\frac{\partial \lg f_{m,\alpha}}{\partial \frac{1}{T}} = -\frac{\lg e}{k} H_{0,\alpha}(T),$$

так как

 $H_{0, \alpha}(7) = G_{0, \alpha}(7) + TS_{0, \alpha}(7).$

Большие значения $H_{0, \alpha}(T)$ получаются благодаря существованию второго члена последнего равенства.

4. Приведенные рассуждения позволяют показать существование корреляции между диэлектрической релаксацией и переходными процессами, определяющими значения кинетических параметров вещества (электропроводности, диффузии, вязкости и т. д.). Величины кинетических параметров определяются молекулярной подвижностью полимера

$$z = \frac{2r_0^2}{kT} \frac{1}{\tau}$$
 (10)

При существовании дипольно-релаксационного спектра последнее равенство видоизменяется

$$x = \frac{2r_0^2}{kT} \frac{1}{\langle \tau \rangle}$$
(11)

Если применить функцию распределения кинетических элементов

$$f(s) = \frac{b}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-b^2 s^2\right),$$

где $s = \ln \frac{\tau}{\tau_B}$, а τ_B — наиболее вероятное время релаксации, то величина × может быть выражена соотношением

$$x = \frac{2 r_0^2}{k T} \frac{1}{\tau_B} \exp\left(-\frac{1}{4 b^2}\right) = x_0 \exp\left[-\left(\frac{G_{0,\beta}}{k T} + \frac{s1}{4 b^2}\right)\right], \quad (12)$$
$$x_0 = \frac{2 r_0^2}{\tau_0 k T}.$$

где

Используя выбранную эмпирическую формулу для параметра b, а также вычисленные значения постоянных, входящих в эту формулу, можно построить кривую зависимости *lg* or 1/T, показанную на рис. 6.



Рис. 6.

При расчете величины \varkappa_0 принималось: $r_0 = 10^{-8} \, cm$, $T = 300^{\circ}$ K, а τ_0 находилось экстраполяцией прямой рис. З к нулевым значениям аргумента. При этом оказалось, что $\lg f_0 = -15$.

Как видно из кривой рис. 6, график температурной зависимости молекулярной подвижности полимеров эквивалентен опытным кривым, полученным для кинетических параметров стеклообразующих систем.

Таким обрязом, аномально высокие значения энергетических величин, получаемых при помощи температурных коэффициентов логарифма частоты максимума фактора диэлектрических потерь, обусловлены существованием температурной зависимости энергии активации диполей, а величина этого коэффициента связана с энтальпией активации кинетических элементов вещества.

Ереванский государственный университет

Поступила 6.Х.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. П. Петросян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 49 (1974).

- 2. Г. Фрелих. Теория дивлектриков, ИЛ, М., 1960.
- Н. П. Богородицкий, Ю. М. Волокобинский, А. А. Воробьев, Б. М. Тареев. Теория дивлектриков, Изд. Энергия, М.-Л., 1965.
- 4. J. Kirkwood. J. Chem. Phys., 7, 911 (1939).

5. В. П. Петросян. Высокомолек. соед., XIIIA, 761 (1971).

ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ԲՆՈՒՅԹԸ ԲԵՎԵՌԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐՈՒՄ

վ. Պ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Գիէլնկարիկ կորուստների ներկայիս տեսունյուններում քննարկվում է բեեռացման պրոցեսի մեջ դիպոլների ներդրման հարցը հաշվի չառնելով դիպոլների ռելակսացիայի ժամանակը։ Սակայն կոնցենտրացված (խիտ) սիստեմներում արտաքին էլեկտրական դաշտի առկայունյամբ դիպոլների վարքի ուսումնասիրումը նույլ է տալիս եղրակացնել, որ այդպիսի դիպոլը կարող է կատարել աշխատանք արտաքին շփման ուժերի դեմ։ Այդ պարապայի հաշվարկը բերում է դիպոլի և դաշտի փոխաղդեցունյան էներդիայի նոր արժեքի։ Այս դեպքում նյունի դիսպերսիայի րանաձևը պարունակում է ինչպես ներքին շփման դործակիցը, այնպես էլ դիպոլի ռելակսացիայի ժամանակը։

Այստեղից հետևում է, որ պոլիմերի դիպոլ-ռելակսացիոն սպեկտրը դառնում է անհամասեու Աշխատանքում դիտարկվում են հնարավոր դիէլեկտրիկ կորուստները, որոնք առաջանում են տարբեր ստատիստիկ կշիռների դիպոլներ պարունակող պոլիմերներում։ Պոլիմերների դիէլեկտրիկական պարամետրերից ստացված տվյալները բավարարում են փորձնական արդյունքներին։

ON THE NATURE OF DIELECTRIC LOSSES IN POLAR DIELECTRICS

V. P. PETROSSYAN

The account of the effects of a dipole behaviour in condensed systems in the presence of external electric field leads to a formula of dispersion, comprising both the coefficient of the internal friction and the relaxation time of the dipole. Hence follows the non-uniformity of the dipole-relaxational spectrum of the polar polymer. In this work we consider possible dielectric losses in polar polymers with statistically different weight dipoles. The calculations on the dielectric parameters of polymers agree with experimental data.

422

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В КРИСТАЛЛАХ КВАРЦА

А. А. ДУРГАРЯН, М. С. САКАНЯН, Р. С. ГАРДИЛЯН, С. В. КАСПАРОВА

Исследована температурная зависимость поглощения учьтразвука в кварце в области температур 79—500°К на частотах 80.1÷127,9 кцл. Обнаружены два пика поглощения — низкотемпературный (85°К), не зависящий от частоты, и высокотемпературный (110°К), имеющий релаксационный характер с энергией активации 0,05 эв. Установлено, что временная характеристика (-0) для исследуемого процесса не является постоянной величиной и меняется в пределах от 10⁻⁸ до 3,7·10⁻⁷ сек при изменении температуры от 110 до 453°К. Релаксационный максимум поглощения объясняется взаимодействием дислокаций с точечными дефектами. Полученные результаты сопоставляются с теорией дислокационного поглощения Гранато и Люкке.

Измерения внутреннего трения (ВТ) в кварце АТ-среза, проведенные Бёмелем, Мезоном и Варнером [1, 2] на частоте 5 *Миц*, дают релаксационный пик при 52°К, связанный с примесями с энергией активации 0,0565 эв, и пик при 20°К, который, как предполагается, обусловлен фонон-фононными взаимодействиями, тогда как Кинг [3] считает, что этот максимум связан с дислокационным поглощением.

Для определения ориентационной зависимости ВТ была измерена амплитудная зависимость декремента затухания кристаллов синтетического кварца с различными кристаллографическими ориентациями как функция амплитуды напряжения при комнатной температуре на частоте 32 кгц [4] и установлено, что с увеличением угла наклона распространения ультразвука относительно оси У зависимость ВТ от амплитуды колебания заметно возрастает.

Хики [4] предполагает, что в кгу-диапазоне ВТ, в основном, обусловлено движением дислокаций, поскольку амплитудная и ориентационная зависимости достаточно хорошо объясняются теорией дислокационного затухания Гранато и Люкке [5]. Артманом [6] был получен нестабильный пик ВТ в кварце на частотах 21 и 42 кгу вблизи 325°К с энергией активации 0,44 эв, который, по предположению автора, обусловлен поглощенной водой. Таким образом, несмотря на широкое применение кварцевых резонаторов, насколько нам известно, характер максимумов на температурной зависимости поглощения ультразвука в синтетическом и природном кварце как на высоких, так и на низких частотах не выявлен.

В настоящей работе приводятся результаты исследования поглощения ультразвука в природном кварце в зависимости от температуры (79— 500°К) в киц-области частот. Для измерения поглощения ультразвука в кварце применялись два метода: при низких температурах—метод затухания свободных колебаний, а при высоких—метод составного стержня [7].

Образцы перед измерением отжигались при температуре 500°С в тече-

ние 3 часов, в дальнейшем температура понижалась со скоростью 10 град/час. Для исключения поверхностных эффектов кристаллы до исследования химически полировались с удалением поверхностного слоя толщиной до 1—2 мкм. Плотность дислокаций в кристаллах кварца составляла 5,6·10² см⁻². Образцы устанавливались в игольчатый держатель с диаметром острия иглы 0,5 мм. Измерения проводились в термостате, где температура поддерживалась с точностью ±2°. Из данных опыта вычислялся дефект модуля в зависимости от температуры. Величина поглощения ультразвука измерялась с точностью ±7%, а частота определялась с точностью ±1 г<u>и</u>.

На кривой температурной зависимости поглощения ультразвука на частоте 80,1 кгц обнаружены два пика при температурах 85 и 110°К. Частотная характеристика этих пиков исследовалась на одном и том же образце, что достигалось изменением длины образца.



Рис. 1. Температурная зависимость поглощения ультразвука в кварце: ○ — 80,1 кгд, до отжига, × — 80,1 кгд, после отжига при 500°С. — 85,8 кгд, до отжига, — 99,5 кгд, до отжига, □ — 99,5 кгд, после отжига при 400°С, △ — 100,6 кгд, до отжига, ① — 100,6 кгд, после отжига при 500°С.

Как видно из рис. 1 и 2, изменение частоты не влияет на положение низкотемпературного пика, в то время, как пик при 110°К с увеличением частоты смещается в сторону высоких температур. Необходимо отметить, что с увеличением частоты высота низкотемпературного пика уменьшается, а высокотемпературного—увеличивается $(3,3\cdot10^{-4}-1,2\cdot10^{-5})$. После отжига, проведенного при температуре 500°С, высота низкотемпературного пика поглощения ультразвука уменьшается, а высокотемпературный пик полностью исчезает. Отжиг при более низких температурах подавляет высокотемпературный максимум частично (см. рис. 1). В отожженных кристаллах после приложения электростатического поля напряженностью 6 кв/см в направлении оси х в течение одного часа, а также после закалки при 79°К высокотемпературный максимум поглощения ультразвука частично восстанавливается (рис. 2, 3).



Рис. 2. Температурная зависимость поглощения ультразвука в кварце: ○ — 113,6 кгу, нестабильный пик после теплового воздействия, ● — 127,9 кгу, до отжига, ⊕ — 127,9 кгу, после отжига при 500 °С, △ — 127,9 кгу, после воздействия электростатического поля, ▲ — 130,7 кгу, после воздействия электростатического поля, ■ — 130,7 кгу, после облучения рентгеном.



Рис. 3. Температурная зависимость поглощения ультразвука в кварце (f = 90,2 кгц) для различных степеней деформации: ● — для отожженного кристалла, △ — после воздействия электростатического поля с напряженностью 3 кв/см, ○ — после воздействия электростатического поля с напряженностью 6 кв/см.

Следует заметить, что пики, восстановленные после электростатического воздействия, перемещаются в зависимости от частоты так же, как и основные пики поглощения ультразвука. Облучение рентгеновскими лучами вновь приводит к подавлению пика (рис. 2). При частотах порядка 120 кгц и выше в области температур 400°К и 500°К наряду с основными максимумами поглощения наблюдается также нестабильный пик, образовавшийся после теплового воздействия, который исчезает в процессе измерения. Для нестабильного пика из полулогарифмической кривой $\ln\Delta \sim \frac{1}{T}$, где Δ —поглощение ультразвука, Т—температура, для энергии активации процесса было получено значение 0,4 *эв.* Этот результат достаточно хорошо согласуется со значением, полученным Артманом [6].

В области высокотемпературного максимума наблюдается скачкообразное изменение дефекта модуля в зависимости от температуры, которое исчезает при отжиге вместе с максимумом поглощения (рис. 4). Вышеска-



Рис. 4. Температурная зависимость дефекта модуля: О — неотожженный кристалл, с_частотой 80,1 кид, А — неотожженный кристалл, с частотой 90,2 кид, — отожженный кристалл, с частотой 90,2 кид, — неотожженный кристалл, с частотой 100,6 кид.

занное наводит на мысль, что наблюдаемый максимум должен иметь релаксационный характер. При таком предположении

$$\Delta = \Delta_0 \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

где $\Delta_0 = 2 \Delta$ (из условия максимума поглощения $\omega \tau = 1$), $\omega = 2 \pi f - цик-$ лическая частота, $\tau = \tau_0 e^{\frac{H}{kT}}$ время релаксации, H энергия активации, k постоянная Больцмана, τ_0 временная характеристика релаксации.

Предполагая, что в области максимума τ_0 мало зависит от температуры, из частотного смещения максимума поглощения ($\omega \tau = 1$) для энергии активации было получено значение ~0,0056 эв, а $\tau_0 = 1,1 \cdot 10^{-6}$ сек. Пики с такой энергией активации должны наблюдаться при температурах ниже 70°К, так как при этом H всегда должна быть больше kT. Однако высокотемпературный максимум при изменении частоты наблюдался до 450°К.

Энергия активации, рассчитанная для этого процесса при помощи полулогарифмических графиков в области максимума поглощения, равна ~0,05 эв, т. е. на порядок больше значения, полученного первым методом. Эта величина согласуется с результатом (0,06 эв), приведенным Фриделем [8] для дислокационного затухания. В предположении, что τ_0 есть величина постоянная и энергия активации релаксационного процесса порядка 0,05 эв, для $\frac{dT_{max}}{df}$ получается. значение 0,29 град/кгц, тогда как экспериментальные результаты дают для $\frac{dT_{max}}{df}$ значение 7,7 град/кгц.

Эти противоречия указывают на то, что временная характеристика релаксаций в кварце является температурно зависимой величиной, которая изменяется в пределах $10^{-8} - 3.7 \cdot 10^{-7}$ сек при изменении температуры от 110 до 453°К. Следовательно, можно предполагать, что наблюдаемый релаксационный процесс обусловлен взаимодействием дислокаций с точечными дефектами.

Действительно, поведение амплитудной зависимости поглощения ультразвука при комнатной температуре и температуре в области максимума (рис. 5) согласуется с расчетной кривой, полученной Сварцем и Виртма-



Рис. 5. Амплитудная зависимость декремента затухания: $\bigcirc - c$ частотой 99,5 кид. $T = 293^{\circ}$ К, $\bigcirc - c$ частотой 127,9 кид. $T = 453^{\circ}$ К.

ном [9] с учетом взаимодействия примесных атомов с дислокациями. Кроме того, кривая частотной зависимости максимумов поглощения в координатах Гранато и Люкке при длине петли дислокации $\sim 10^{-4}$ см. и. $\omega_0 = 10^9$ сек⁻¹ качественно совпадает с теоретической кривой Гранато и Люкке-[5] с коэффициентом деформирования D=5.

Полученные результаты позволяют предположить, что при электростатическом воздействии на кристалл происходит деформация. или освобождение дислокаций от точечных дефектов, что приводит к дислокационному механизму поглощения.

Ереванский государственный университет

Поступила 12. V.1973.

А. А. Дургарян и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. E. Bömmel, W. P. Meson, A. W. Warner. Phys. Rev., 99, 1894 (1955).

2. H. E. Bömmel, W. P. Meson, A. W. Warner. Phys. Rev., 102, 64 (1956).

3. J. C. King. Phys. Rev., 109, 1552 (1958).

4. Y. Hiki. J. Phys. Soc. Japan, 16, 664 (1961).

5. A. Granato, K. Lücke. J. Appl. Phys., 27, 583 (1956).

6. R. Artman. J. Appl. Phys., 23, 475 (1952).

- 7. Е. Г. Швидковский, А. А. Дургарян. Научные доклады высшей школы, серия физ.-мат. наук, № 5, 211 (1958).
- 8. Ж. Фридель. Дислокации, Изд. Мир, М., 1968.

9. J. C. Swartz, J. Weertman. J. Appl. Phys., 32, 1860 (1961).

ՈՒԼՏՐԱՁԱՅՆԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ԿՎԱՐՑԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ԴՈՒՐԴԱՐՑԱՆ, Մ. Ս. ՍԱՔԱՆՑԱՆ, Ռ. Ս. ԳԱՐԴԻԼՏԱՆ, Ս. Վ. ԿԱՍՊԱՐՈՎԱ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է կվարցի բյուրեղներում ուլտրաձայնի կլանումը 79– 500° K չերմաստիճանային տիրույթում և հաճախությունների 80,1–127,9 Կճց ինտերյալում։ Ստացվել է ուլտրաձայնի կլանման երկու մաքսիմում։ 8ածր ջերմաստիճանային մաքսիմումը (85° K) կախված չէ հաճախությունից, իսկ բարձր ջերմաստիճանայինը (110° K) ունի ռելակսացիոն բնույթ, որին համապատասխանում է 0,05 էվ ակտիվացման էներդիա։ Պարղվում է, որ ժամանակային բնութադիրը ուսումնասիրվող պրոցեսի համար հաստատուն մեծություն չէ և փոփոխվում է 10–8 մինչև 3,7·10–7 վրկ, երբ ջերմաստիճանը փոփովում է 110° K մինչև 458° Кւկլանման ռելաքսացիոն մաքսիմումը բացատրվում է դիսլոկացիաների և կետային դեֆեկտների փոխաղդեցությամբ։ Ստացված արդյունըները համեմատված են 9, տեսատոյի և Լյուկկեյի դիսլոկացիոն կլանման տեսության հետո

THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF ULTRASOUND ABSORPION IN QUARTZ CRYSTALS

A. H. DURGARYAN, M. S. SAKANYAN, R. S. GARDILYAN, S. V. KASPAROVA

The temperature dependence of ultrasound absorption in quartz was investigated in a temparature range 79-500°K at friquencies from 80,1 to 127,9 Khz. Two absorption peaks were observed: the low-temperature peak which does not depend on the frequency and high-temperature one (110°K) having a relaxation character with an energy of activation equal to 0,05 eV. The time characteristic for this process was shown to change from 10^{-8} to $3,7\cdot10^{-7}$ sec with the increase of temperature from 110 to 453° K. The relaxation maximum of absorption could be explained as due to the interaction of dislocations with point defects. The results obtained were compared with predictions of dislocation absorption theory by Granato and Lücke.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕОДНО-РОДНЫХ ПО ТОЛЩИНЕ КВАНТУЮЩИХ ПРОВОЛОК

А. А. КИРАКОСЯН

Рассмотрено влияние шероховатости проволочной поверхности (неоднородности по толщине) на термодинамические характеристики тонких проволок в условиях проявления квантового размерного эффекта (КРЭ). Показано, что учет поверхностной шероховатости приводит к устранению сингулярностей плотности состояний. Вычислена также поправка к уровню Ферми в случае заполнения первой подзоны энергии за счет неоднородности по толщине.

Наряду с многими факторами, влияющими на физические свойствател, влияние размеров и формы образца может оказаться решающим. С одной стороны, ограниченность образца приводит к размерным эффектам, что выражается в осцилляционной зависимости различных физических характеристик (времени релаксации, электропроводности, подвижности и и т. д. [1, 2]) от толщины пленок и проволок, с другой стороны, само состояние поверхности может существенно повлиять на эти характеристики. Влияние поверхностной шероховатости (неоднородности по толщине) на физические характеристики тонких квантованных пленок было рассмотрено в [3, 4]. В данной работе исследуются характеристики квантующих проволок с учетом шероховатости проволочной поверхности.

Направим ось z цилиндрической системы координат по оси проволоки. Тогда радиус произвольного сечения проволоки, перпендикулярного оси z, можно представить в виде

$$R = R_0 + \Delta(z, \varphi), \tag{1}$$

где R_0 — радиус идеально гладкой проволоки, $\Delta(z, \varphi)$ —случайная неровность проволочной поверхности. Одним из необходимых условий проявления квантового размерного эффекта является достаточная однородность пленки или проволоки по толщине [5], т. е. $|\Delta(z, \varphi)| \ll R_0$.

Спектр энергии электрона в квантующей проволоке, согласно [2], дается выражением

$$\varepsilon_{nik}(R) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 (\lambda_i^{[n]})^2}{2 m R^2}, \qquad (2)$$

где k — волновой вектор электрона по оси z, m — эффективная масса (для простоты считаем ее изотропной), $n = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots, \lambda_i^{[n]} - i$ -ый корень функции Бесселя $\int_{[n]} (x)$.

С учетом (1) выражение (2) можно представить в виде

$$\varepsilon_{nik}(R) = \varepsilon_{nik}(R_0) - \frac{\hbar^2 (\lambda_i^{[n]})^2}{mR_0^3} \Delta.$$
(3)

Второй член в (3) можно интерпретировать как энергию электрона в некотором случайном поле, созданном поверхностными неоднородностями. Таким образом, задача сводится к исследованию термодинамических характеристик системы, находящейся в случайном поле.

Одной из точных характеристик системы является плотность состояний, которую в общем случае можно представить в виде [6]

$$\rho(E) = \frac{2}{V} \operatorname{Sp} \operatorname{Im} \langle G_r \rangle.$$
(4)

Здесь V — объем системы, Sp означает суммирование по всем переменным, входящим в мнимую часть опережающей антикоммутаторной функции Грина Im G_r , $<\cdots>$ — означает усреднение по случайному полю.

Рассматривая совокупность электронов в проволоке как идеальный газ и используя выражение для $G_r^{(0)}$ [6], запишем

$$\operatorname{Im} \langle G_{r}^{(0)} \rangle = -\frac{1}{2\pi} \operatorname{Im} \left\langle \frac{1}{E - \varepsilon_{nik}(R) + i\eta} \right\rangle_{\eta = + 0} =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \operatorname{Im} \langle i \int_{0}^{\infty} \exp \left\{ is \left[E - \varepsilon_{nik}(R_{0}) + \beta \Delta \right] \right\} ds \rangle =$$

$$= \frac{1}{\delta_{ni}(2\pi)^{1/2}} \exp \left[-\frac{\left(E - \varepsilon_{nik}^{0} \right)^{2}}{2 \delta_{nik}^{2}} \right]. \tag{5}$$

При усреднении по случайному полю было использовано правило

$$< \exp(i\beta s\Delta) >_{p} = \exp\left(-\frac{1}{2}\beta^{3}s^{2}\psi\right),$$

 $\psi = \langle \Delta^2 \rangle_P - \phi$ ункция корреляций поверхностных неоднородностей, а $P - \phi$ ункционал гауссовского типа [7]. В (5) были введены следующие обозначения: $\varepsilon_{nik}^0 = \varepsilon_{nik} (R_0), \gamma = (\psi/R_0^2)^{1/2}$ малый параметр задачи, $\delta_{ni} = 2\gamma \varepsilon_{ni}^0$ — размазка энергетического уровня ε_{ni}^0 .

Подставляя (5) в (4) и произведя суммирование по n, i и по спинам с учетом диагональности G_r , а также переходя от суммы по волновому вектору к интегралу, получим

$$\rho(E) = \frac{1}{\pi^2 R_0^2 (2\pi)^{1/2}} \sum_{n,l} \frac{1}{\delta_{nl}} \int_{-\infty}^{\infty} dk \exp\left[-\frac{(E - \varepsilon_{nl}^0 - \hbar^2 k^2/2 m)^2}{2\delta_{nl}^2}\right].$$
(6)

Полученный интеграл можно выразить через функцию параболического цилиндра [8]

$$D_{p}(z) = \frac{\exp(-z^{2}/4)}{\Gamma(-p)} \int_{0}^{\infty} x^{-p-1} \exp\left(-zx - \frac{x^{2}}{4}\right) dx \quad (\text{Re } p < 0), \quad (7)$$

Г(х)-гамма-функция.

Окончательно, для плотности состояний получаем следующее выражение:

$$\rho(E) = \frac{m^{1/2}}{\pi^2 R_0^2 \hbar} \sum_{n, l} \frac{1}{\delta_{nl}^{1/2}} \exp\left[\frac{(E - \varepsilon_{nl}^0)^2}{4\delta_{nl}^2}\right] D_{-1/2} \left(-\frac{E - \varepsilon_{nl}^0}{\delta_{nl}}\right) \equiv \sum_{n, l} \rho_{nl}(E).$$
(8)

Исследуем поведение плотности состояний отдельной подзоны $\rho_{nl}(E)$ в зависимости от E.

а). В особой точке плотности состояний идеально гладкой проволоки $E = \varepsilon_{nl}^0$ при учете поверхностной неоднородности получим

$$\rho_{ni}\left(\varepsilon_{ni}^{0}\right) \sim \delta_{ni}^{-1/2}.$$
(9)

Таким образом, учет неоднородности и, тем самым, конечной ширины энергетического уровня ε_{nl}^0 приводит к ограничению плотности состояний в особой точке.

6). При $E < \varepsilon_{nl}^{0}$, воспользовавшись асимптотическим представлением $D_{p}(z)$ для $z \gg 1$, получим

$$\rho_{nl}(E) \sim (\varepsilon_{nl}^0 - E)^{-1/2} \exp\left[-\frac{(E - \varepsilon_{nl}^0)^2}{2\,\overline{\delta_{nl}^2}}\right].$$
(10)

в). Наконец, при $E > z_{nl}^0$ имеем

$$\varphi_{ni}(E) \sim (E - \varepsilon_{ni}^9)^{-1/2}. \tag{11}$$

Как следует из (9)—(11), наличие поверхностной неоднородности приводит к существенному изменению поведения плотности состояний от энергии идеальной проволоки лишь в области $E \simeq \varepsilon_{ni}^0 \pm \delta_{ni}$.

Поправка к уровню Ферми

Уровень Ферми в общем случае определяется как функция температуры (T) и концентрации (n_0) носителей заряда условием нормировки

$$n_0 = \int \rho(E) f(E) dE, \qquad (12)$$

где $f(E) = \{\exp[(E-\mu)/kT] + 1\}^{-1} - \phi$ ункция распределения Ферми, μ — химический потенциал (уровень Ферми), k — постоянная Больцмана. В случае полного вырождения (T = 0) после несложных расчетов условие нормировки можно записать в виде

$$n_{0} = \frac{m^{1/2}}{\pi^{2} R_{0}^{2} \hbar} \sum_{n, i} \delta_{ni}^{1/2} \exp\left[-\frac{(\mu - \varepsilon_{ni}^{0})^{2}}{4 \delta_{ni}^{2}}\right] D_{-3/2} \left(-\frac{\mu - \varepsilon_{ni}^{0}}{\delta_{ni}}\right).$$
(13)

Перейдем к вычислению поправки к химическому потенциалу, обусловленной поверхностными неоднородностями при условии заполнения только первой подзоны энергии $\varepsilon_{01}^0 = \varepsilon_1$. В случае квантования энергии согласно (2) это условие выглядит так

$$n_0 R_0^3 \leq 6/\pi^2.$$
 (14)

Учитывая, что $\mu - \varepsilon_1/\delta_1 \gg 1$, и пользуясь асимптотическим представлением $D_{-3/2}\left(-\frac{\mu-\varepsilon_1}{\delta_2}\right)$, из (13) получим

$$n_{0} = \frac{m^{1/2}}{\pi^{2} R_{0}^{2} \hbar} \delta_{1}^{1/2} \left\{ 2^{3/2} \left(\frac{\mu - \varepsilon_{1}}{\delta_{1}} \right)^{1/2} + \left(\frac{\delta_{1}}{\mu - \varepsilon_{1}} \right)^{3/2} \exp\left[- \frac{(\mu - \varepsilon_{1})^{2}}{2 \delta_{1}^{2}} \right] \right\}$$
(15)

В частности, при $\delta_1 = 0$ из (15) получается выражение для уровня Ферми идеально гладкой проволоки

$$\mu_0 = \varepsilon_1 + \frac{\pi^4 h^2 n_0^2 R_0^4}{8 m}$$
(16)

В первом неисчезающем приближении по малому параметру γ из (15) можно получить поправку Δμ к уровню Ферми

$$\Delta \mu \simeq -0.7 \varepsilon_1 \frac{\gamma^2}{(n_0 R_0^3)^2} \exp\left(-\frac{c}{\gamma^2}\right), \qquad (17)$$

где

$$c = \frac{1}{2} \left[\frac{\pi^2}{2^{3/2} \lambda_1^0} (n_0 R_0^3) \right]^4 \simeq 2,2 (n_0 R_0^3)^4.$$
(18)

Полученное выражение (17) для $\Delta \mu$ проволоки по структуре аналогично выражению для поправки к химическому потенциалу пленки, однако зависимости от параметров γ и $(n_0 R_0^3)$ более сильные (в случае пленки $\Delta \mu \sim \gamma^3$ и $c \sim (n_0 L_0^3)^2$, L_0 — толщина идеально гладкой пленки [4]).

Ереванский государственный университет

Поступила 21.VI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. УФН, 96, 61 (1968).

2. Б. А. Тавгер, М. Д. Блох, Е. Л. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).

3. А. В. Чаплик, М. В. Энтин. ЖЭТФ, 55, 990 (1968).

4. Э. М. Казарян, А. А. Киракосян. Препринт ЕГУ, 72-05, 1973.

5. В. Я. Демиховский, Б. А. Тавлер. Раднотехника и электроника, 11, 1147 (1966).

6. В. Л. Бонч-Бруевич, С. В. Тябликов. Метод функций Грина в статистической механике, М., 1961.

7. В. Л. Бонч-Бруевич. Сб. Статистическая физика и квантовая теория поля, Изд. Наука, М., 1973.

8. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1962.

ԸՍՏ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ ԼԱՐԵՐԻ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Դիտարկված է մակնրևույթային անհարթությունների (ըստ հաստության անհամասեռության) աղդեցությունը բարակ լարերի թերմոդինամիկական բնութագրերի վրա թվանտային չավ-ային Լֆեկտների (ՔՉԷ) ասկայության պայմաններում։ Յույց է տրված, որ մակերևույթային ան-Հարթությունների հաշվառումը բերում է վիճակների խտության եղակիությունների վերացմանը։ Հաշվված է նաև հաստության անհամասեռության հետևանքով պայմանավորված ուզղումը Ֆերմիի մակարդակի վրա առաջին էներգետիկ ենթամակարդակի լրացման դեպքում։

THE THERMODYDAMICAL CHARACTERISTICS OF INHOMOGENEOUS-IN-THICKNESS QUANTIZING WIRES

A. A. KIRAKOSSIAN

The influence of the roughnesses of a wire surface on the thermodynamical characteristics of thin wires under-conditions of quantum-size-effect (QSE) is considered. It is shown, that the consideration of surface roughnesses leads to the elimination of singularities of state density function. The correction to the Fermi-level in the case of filling the first energy-subband owing to inhomogeneity of thickness is also calculated.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СВЕРХТОНКОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ ЗЕЕМАНОВСКИХ УРОВНЕЙ ИОНОВ Мо³⁺ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КОРУНДА И ИТТРИЕВО-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА

О. С. ТОРОСЯН, Э. А. МАРКОСЯН, Э. Г. ШАРОЯН

В данной работе методом ЭПР на частоте 9,25 Гиц исследовалась угловая зависимость сверхтонкого расщепления зеемановских уровней Мо3+ в корунде (Al₂O₃) и иттриево-алюминиевом гранате (Y₃Al₅O₁₂). Ионы Мо³⁺ в этих кристаллах изоморфно замещают ионы Alt в октаздрической координации. Основным состоянием ионов Мо3+, обладающих электронной конфигурацией [k,]4 d³ и находящихся в сильном кристаллическом поле, является орбитальный синглет с четырехкратным спиновым вырождением. Тригональное искажение октаздрического поля вместе со спин-орбитальным взаимодействием расщепляют этот уровень на два крамерсовых дублета с интервалом энергии 2D, который много больше по сравнению с зеемановской энергией (для обычно используемых магнитных полей в Х-диапазоне) и энергией сверхтонкого взаимодействия. Величина 2D для ионов Mo³⁺ в Al₂O₃ и Y₃Al₅O₁₂ равна соответственно (-49± 18) Ггц [1] и (288±70) Ггц [2]. Вследствие такого большого расшепления крамерсовых дублетов сверхтонкое расшепление в спектрах ЭПР Мо³⁺ в монокристаллах корунда и иттриево-алюминиевого граната, изучаемое в слабых магнитных полях ($g^{3}H \ll |2D|$), оказывается анизотропным, хотя и измеренная константа сверхтонкого взаимодействия почти изотропна. Решение соответствующего спин-гамильтониана в первом порядке теории возмущений дает угловую зависимость для сверхтонкого расщепления, совпадающую с экспериментально измеренной.

Спектры ЭПР описываются аксиально-симметричным спин-гамильтонианом с осью симметрии z, совпадающей с осью тригонального искажения монокристаллов Al_2O_3 и $Y_3Al_5O_{12}$. Если считать, что магнитное поле приложено в плоскости xz под углом θ к оси z, то спин-гамильтониан будет иметь вид

$$H = D \left\{ S_{2}^{2} - \frac{1}{3} S \left(S+1\right) \right\} + g_{\parallel} \beta H S_{z} \cos \theta + g_{\perp} \beta H S_{x} \sin \theta + A_{\parallel} S_{z} I_{z} + A_{\perp} \left(S_{x} I_{x} + S_{y} I_{y}\right),$$
(1)

где S = 3/2, I = 5/2.

При решении уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) методом теории возмущений операторы зеемановского и сверхтонкого взаимодействий рассматриваются как возмущение к невозмущенному оператору, даваемому первым членом в (1). Учитывая также, что сверхтонкое взаимодействие много меньше зеемановского, $|A| \ll g\beta H$, поправки от сверхтонкого взаимодействия следует находить после диагонализации зеемановского взаимодействия. Так как невозмущенный гамильтониан имеет два двухкратно вырожденных по электронному спину состояния $S_z = \pm 1/2$ и $S_z = \pm 3/2$ с энергиями—D и +D соответственно, поправки к этим термам в первом порядке по зеемановскому взаимодействию находятся решением соответствующих секулярных уравнений второго порядка. Тогда для двухкратно вырожденного уровня $|\pm 1/2 >$ энергии в первом порядке и правильные функции нулевого приближения имеют вид

$$E_{\pm 1/2} = -D + 1/2 g^{\beta}H, \quad |\overline{\pm 1/2} > = C_1| \pm 1/2 > + C_2| - 1/2 >,$$
 (2)

$$E_{-1/2} = -D - 1/2 g\beta B, \quad |-1/2\rangle = C_1 |+1/2\rangle - C_2 |-1/2\rangle, \quad (3)$$

где

 $g = (g_{\perp}^2 \cos^2 \theta + 4 g_{\perp}^2 \sin^2 \theta)^{1/2},$

$$C_1 = \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{g_1 \cos \theta}{g} \right) \right]^{1/2}, \quad C_2 = \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{g_1 \cos \theta}{g} \right) \right]^{1/2}.$$

Каждый из зеемановских уровней (2) и (3) шестикратно вырожден по ядерному спину. Поэтому поправки в первом порядке по сверхтонкому взаимодействию к уровням (2) и (3) находятся диагонализацией матрицы оператора сверхтонкого взаимодействия, составленной по состояниям $+\frac{1}{2} > |m > u| -\frac{1}{2} > |m >$, где $m = l_z = -5/2$, -3/2, -1/2, +1/2, +3/2, +5/2. Эта матрица имеет следующий вид:

Из матрицы (5) для поправок к зеемановским уровням (2) и (3) от сверхтонкого взаимодействия получаем

$$E_{(\pm 1/2, m)}^{CB} = \pm 1/2 \, Am, \ A = 1/g \, (A_{\parallel}^2 g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + 16 \, A_{\perp}^2 g_{\perp}^2 \sin^2 \theta)^{1/2}.$$
(6)

В таблице приведены измеренные нами значения g-факторов и констант сверхтонкого взаимодействия Mo³⁺ в корунде и иттриево-алюминиевом гранате.

	81	g	А [(Миц)	А _ (Миц)			
Al ₂ O ₃	1,968±0,001	1,98±0,01	119±1	121±2			
Y3A15012	1,965±0,001	1,95±0,01	129±1	130±1			

435

(4)

Для угловой зависимости величины сверхтонкого расщепления $\Delta H_p = \frac{A}{g\beta}$, представляющего собой расстояние между соседними компонентами СТС, при $g_{\parallel} = g_{\perp}$ и $A_{\parallel} = A_{\perp}$ с учетом (6) и (4) в относительных единицах имеем



Угловые зависимости величин сверхтонкогорасщепления ионов Mo^{3+} в Al_2O_3 (кривая 1) и $Y_3Al_5O_{12}$ (кривая 2).

На рисунке приведены графики зависимостей измеренных значений сверхтонкого расщепления ΔH_p от угла θ для корунда и граната. Эти же значения ΔH_p в относительных единицах, как видно из того же рисунка, практически совпадают с функцией $f(\theta)$.

Институт физических исследований АН АрмССР

Поступила 13. V.1974

ЛИТЕРАТУРА

- E. G. Sharoyon, O. S. Torosyan, E. A. Markosyan, V. T. Gabrielyan. Phys. Stat. sol. (b) 65, № 2 (1974).
- Kh. S. Bagdasarov, Yu. N. Dubrov, J. N. Marov, V. O. Martirosyan, M. L. Meilman. Phys. Stat. sol. (b), 56, K65 (1973).

MO³⁺ ኮበՆՆԵՐԻ ԶԵԵՄԱՆՅԱՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԳԵՐՆՈՒՐԲ ՃԵՂՔՈՒՄԸ ԿՈՐՈՒՆԴԻ ԵՎ ԻՏՏՐԻՈՒՄԻ ԱԼՅՈՒՄԻՆԱՑԻՆ ՆՌՆԱՔԱՐԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

2. Ս. ԹՈՐՈՍՏԱՆ, Է. Ա. ՄԱՐԿՈՍՑԱՆ, Է. Գ. ՇԱՐՈՑԱՆ

Ուսումնասիրված է Mo³⁺ իոնների դերնուրբ ստրուկտուրայի անկյունային կախումը կորունդում և իտտրիում ալյումինային նռնաթարում։

HYPERFINE SPLITTING OF ZEEMAN LEVELS OF Mo³⁺ IONS IN CORUNDUM AND YTTRIUM ALUMINIUM GARNET SINGLE CRYSTALS

O. S. TOROSSYAN, E. A. MARKOSSYAN, E. G. SHAROYAN

The angular dependence of the hyperfine structure of Mo^{3+} ions in corundum and yttrium aluminium garnet was investigated.

State of the second state of the second state of the

травление монокристаллов йодата лития

Р. О. ШАРХАТУНЯН, А. Г. НАЛБАНДЯН, Г. Г. МУРАДЯН

Монокристаллы LilO₃ выращиваются из водного раствора [1—4]. Кристаллы *u*-LilO₃ представляют большой интерес для целого ряда применений и к их оптическому и структурному совершенству предъявляются высокие требования. В литературе имеется много работ по применению и исследованию физических свойств йодата лития, в то время, как работы по изучению дефектов отсутствуют.

Одним из эффективных методов исследования дислокаций является метод избирательного химического травления.

Настоящая работа посвящена поиску травителей и определению режимов травления для различных граней кристаллов *a-LilO*₃. Картины травления изучались при помощи микроскопа МБИ-6 в отраженном свете в светлом поле. Образцы представляли собой отполированные пластины толщиной 1,5—2,0 мм, вырезанные перпендикулярно направлениям (0001), (0001), (1010) и (1011). Поскольку травители для выявления дислокаций в кристаллах йодата лития неизвестны, нами был опробован целый ряд веществ и смесей. Под их воздействием на поверхностях кристаллов образуются ямки травления определенной формы. Характер воздействия зависит от продолжительности травления, температуры травителя и его состава.

В таблице приведены составы веществ, дающих избирательное травление для различных граней, и режимы травления. Приведенные продолжительности травления, кроме указанных, получены при комнатной температуре.

Таблица

Травитель	Концен- трация, мл	(0001)	(0001)	(1010)	(1011)
Вода	-	3,5 сек t = 75°С	1	-	60 сек t = 98°С
Вода +5°/. спиртовый раствор йода	20-1	-	20 сек	30 cer	10-010
Вода + диэтиленгликоль + глидерин	12+1+1	3 сек	120 cen	80 сек	-
Вода + бура	50+2 2	120 сек	90 cen	-	-
Вода + борная кислота	60+0,5 2	10 mar 1	120 сек		60 сек
Вода + этиловый эфир ортокремние- вой кислоты	50+1		Production in the	30 сек	100 сек
Пергидроль	-	60 cer	19-11	15 сек	30 сек

Режимы травления монокристалла z-LilO3

Воздействие других опробованных при комнатной температуре веществ можно классифицировать следующим образом.

Растравливают, но не дают избирательного травления: концентрированная серная кислота и ее растворы в воде, азотная кислота, смеси в различных пропорциях воды со спиртом, воды с глицерином, воды с ацетоном, спирта с глицерином и пергидролью, воды со спиртом и глицерином. Полирует: соляная кислота. Не действуют: хлороформ, диэтиленгликоль, дихлорэтан, ортофосфорная кислота.



Рис. 1. Ямки травления на дислокациях монокристалла α -LiIO₃: α — грань (0001), травитель № 1 (см. таблицу); δ — грань (0001), травитель № 4; a — грань (1010), травитель № 6; ι — грань (1011), травитель № 1.



Рис. 2. Ямки на грани (1010) при последовательном травлении.

На рис. 1 приведены микрофотографии ямок травления различных граней монокристалла α-LilO₃, полученных при воздействии травителей из приведенной таблицы и дающих наибольшую избирательность.

Для доказательства того, что при травлении ямки образуются на выходах дислокаций, было проведено многократное сполировывание и травление одних и тех же участков различных граней.

На рис. 2 приведены микрофотографии ямок одного участка грани (1010), полученных при двух последовательных травлениях.

Как видно из рис. 2, последовательное сполировывание и травление не приводят к заметному изменению числа ямок и их расположения. Это указывает на то, что ямки травления образуются на линейных нарушениях решетки.

Ереванский государственный университет

Поступила 29.IV.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Liebertz. Z. Phys. Chem., 67, 94 (1969).

2. T. Umezawa, Y. Nikomija, S. Tatuoka. J. Appl. Cryst., 3, 417 (1970).

3. D. S. Robertson, J. M. Roslington. J. Phys. D. Appl. Phys., 10, 1582 (1971).

4. Р. О. Шархатунян, А. Г. Налбандян, А. Л. Погосян, С. Х. Торгомян,

Ю. Г. Албалян, Э. С. Рамазян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 224 (1974).

Lilo, ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԽԱԾԱՏՈՒՄԸ

Ռ. Հ. ՇԱԲԽԱԹՈՒՆՑԱՆ, Ա. Գ. ՆԱԼԲԱՆԳՑԱՆ, Գ. Գ. ՄՈՒՐԱԳՑԱՆ

LiIO3 մոնորյուրեղի (0601), (0001), (1010) և (1011) նիստերի համար դանված են մի շարք խածատիչներ և որոշված են խածատման օպտիմալ ռեժիմները։ Ցույց է տրված, որ ընտրողական խածատումը տեղի է ունենում դիսլոկացիաների վրա։

ETCHING OF Lilo, MONOKRYSTALS

R. O. SHARKHATUNYAN, A. G. NALBANDYAN, G. G. MURADYAN

A number of selective etchants has been found for (0001), (0001), (1010) and (1011) orientations of monocrystal α -LiIO₃ and the conditions of etching have been defined. The etching was shown to take place on dislocations.

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В КРИСТАЛЛАХ Si и Ge

А. А. ДУРГАРЯН, М. С. САКАНЯН, Р. С. ГАРДИЛЯН

Закономерности и причины изменения уровня поглощения ультразвука под влиянием освещения в кристаллах Si и Ge еще недостаточно исследованы. В ряде случаев под влиянием освещения в кристаллах Si и Ge *n*-типа наблюдается уменьшение фона (уровня) поглощения ультразвука, а в кристаллах *p*-типа наблюдается обратный эффект [1, 2]. Было обнаружено также, что в кристаллах Ge при высоких температурах фон поглощения ультразвука под действием освещения возрастает [3].

В настоящем сообщении приводятся экспериментальные результаты влияния освещения на поглощение ультразвука в кристаллах Si и Ge в интервале температур от 80 до 300°К в килогерцовой области частот методом двойного составного стержня [4]. Точность измерения поглощения ультразвука (декремента затухания) составляла $\pm 3\%$, а модуля упругости— 0,01%. Образцы вырезались из монокристаллов германия и кремния в виде брусков таким образом, чтобы ось совпадала с кристаллографическим направлением (111). Плотность дислокаций, подсчитанная по ямкам травления, составляла $N=1,2\cdot10^4$ см⁻² для Ge и $N=0,8\cdot10^4$ см⁻² для Si. Число носителей для Ge было $n=4,8\cdot10^{14}$ см⁻³, а для Si.— $n=6\cdot10^{15}$ см⁻³.

Для исключения поверхностных эффектов образцы до измерения подвергались химической полировке. Образцы освещались лазерным источником ЛГ-55 мощностью 0,02 вт и с длиной волны 6800 Å, а также белым светом от лампы накаливания мощностью 30 вт. На кривой температурной зависимости поглощения ультразвука (рис. 1) в монокристаллах.





Si n-типа было обнаружено три пика поглощения при температурах 115, 143 и 217°К на частоте 82 кгц. При облучении лазерным источником начиная с комнатной температуры наблюдалось уменьшение фона поглощения ультразвука, которое становилось значительным начиная с температуры 210°К. Освещение белым светом приводило к более резкому уменьшению фона поглощения и высоты низкотемпературного пика.

Аналогичные измерения были проведены на кристаллах Ge n-типа на частоте 75 кгg. На кривой температурной зависимости поглощения ультразвука также были обнаружены пики поглощения при температурах 135 и .225°К (рис. 2). Действие лазера и белого света приводило к уменьшению



Рис. 2. Температурная зависимость поглощения ультразвука (\triangle) и модуль Юнга ($E \sim f^2$) в кристаллах $Ge: \bigcirc$ — без света, O— под действием лазерного освещения, \times — при освещении белым светом.

фона поглощения на порядок. Влияние освещения более существенно при температурах ниже 230°К. Световое освещение не оказывало заметного влияния на модуль Юнга ($E \sim f^2$) этих кристаллов.

Увеличение предела прочности под действием освещения (фотопластический эффект) в кристаллах CdS объясняется торможением дислокаций фотостопорами [5—7]. Однако эффект уменьшения поглощения ультразвука под действием освещения, по-видимому, трудно объяснить образованием фотостопоров, так как при этом не наблюдается изменения модуля упругости.

Ереванский государственный университет

Поступила 26.1V.1974

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. А. Дургарян, Э. С. Бадалян. Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 203 (1966).
- 2. А. А. Дургарян, С. В. Каспарова, Э. Л. Игнатян. Ученые записки ЕрГУ, 3, 71 (1968).
- 3. А. З. Жмудский, П. А. Максимок и др. Ученые записки ЕрГУ, 1, 55 (1969).
- Е. Г. Швидковский, А. А. Дургарян. Научные доклады высшей школы, серия физ.-мат. наук, № 5, 211 (1958).

442

5. Ю. А. Осипьян, В. Ф. Петренко. ЖЭТФ, 63, 1735 (1972). 6. Yu. A. Osipyan, I. S. Smirnova. Phys. stat. sol., 30, 19 (1968). 7. Ю. А. Осипьян, В. Ф. Петренко, Г. К. Струкова. ФТТ, 15, 1752 (1973).

ԼՈՒՅՍԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ Si ԵՎ Ge ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՈՒԼՏՐԱՁԱՑՆԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Մ. Ս. ՍԱՔԱՆՅԱՆ, Ռ. Ս. ԳԱՐԳԻԼՅԱՆ

Ուսումնասիրված է 11-տիպի Si և Ge միաբյուրեղներում լուսավորվածունյան ազդեցությունը ուլտրաձայնի կլանման ջերմաստիճանային կախման վրա 80°-300° K տիրույթում 75 և 82 Կնց Հաճախունյունների Համար։ Հայտնարերված է լույսի ազդեցունյան աակ ուլտրաձայնի կլանման ֆոնի իջեցում, որը զգալի է Ge-ում սկսած 230° K ջերմաստիճանից, իսկ Si-ում՝ 210° K

THE ACTION OF LIGNT ON THE ABSORPTION OF ULTRASOUND IN Si AND Ge CRYSTALS

A. A. DOURGARYAN, R. S. GARDILYAN, M. S. SAKANYAN

The effect of light on the temperature dependence of ultrasound absorption in *n*-type Si and Ge crystals was investigated in a temperature range of $80-300^{\circ}$ K at 75 and 84 Khz. Under the action of light, the decrease of the absorption background was observed beginning from the room temperature. This decrease becomes remarkable at 230°K for Ge and at 210°K for Si.

ԲՈՎԱՆԳԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

IL. 8	3. Ամատունի, Ա. Ա. Գրիզույան, B-մեզոնի ֆոտոծնումը ըստ կոմպլերս մոժենաների մորեւի և Մորդիսոնի կանոնը	
V. N	ե. Գեուզյան, Ս. Գ. Մատինյան, Վ. Պ. Սոլախյան. <i>Կորելյացիաների հաչվառումը բարձր</i>	2/1
	էրբևարբևարբև մբանեսող ղիմալիի վևտ կննծաղանդվաց Ա-ղբոսրըբեկ ֆսասգրողորդ անա- Ձրուղ	277
۹. ۱	Մ. Ղաւիբյան, Լ. Ա. Գեուզյան, Յան Շի. <i>Թիկեղների շերտում առալացած ռենտգենյան</i>	
	անցումային մառաղայինան մամախային սպեկտրը	285
Մ.	Ռ. Մագոմեղով, Ս. Ս. էլթակյան, <i>Կամավոր շերտավոր միջավայրերում լիցթավորված</i>	
		532
· · ·	2. Ադոնց, Լ. Ս. Քոչաբյան, Ե. Վ. Շահնազաբյան. <i>Պարամետրիկ քառաֆոտոն փոխազ-</i>	-
	դնցությունները եռմակարդականի ռեզոնանսային միջավայրում	306
2. 1	I. Երիցյան. Բնական հիրոտրոպ միջավայրերի օպտիկան մագնիսական դաշտի առկա-	
	յությամբ	312
ч.	U. Zurnipjnibjub. 4p4bwhh hudbhghw wpqbidwd qnbwjh ubpphh dwunid qwbdng	
	խորը մակարդակներով համակչոված կիսահարորդյում	316
b. 1	U. 4will, P. V. Wwanth, Unboaminkowith unbound about wanth numidlewithmi-	
	Burke awalamushink daulah daulahah	322
	I blambaumt h If American the Generalized Constants of the	
U. .		
	քվաստայիս կրսաչաղորդչայիս խաղասինների ինթմոդինամիկական չատկուիյուն-	
	րբևն զամդիրորիար մամասող	328

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

b. Գ. Կանեցյան, Ն. Վ. Շահնազա	ւյան.	Uphur	wilphilp	h hnh	wqqL	gaifi	nbp n	Lynh	whow,	ihu	
Shewdwinned											335
S. U. Huruybujul, U. U. Zurn	ւթյուն	յան, Վ	. Ե. Աղա	մյան,	4. P.	Ubjr	անյան	i, ¶.	U. 91	rh-	
գույան, Ա. Գ. Բուտաև.	SrF2	-Eul	3 uhum	hdp n	blung	11.00\$1	uquip	1. ml	willer	. 4	
մաղնիսական ընկալությա	5 4w	Junide	thpdau	nhawa	hy						338

Техинческий редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 05183. Подписано к печати 15/VII 1974 г. Тираж 680. Изд. 4100.∵Заказ 514 Формат бумаги 70×108¹/18. Печ. л. 4,75. Бум. л. 2,38. Усл. печ. л. 6,65. Уч. изд. листов 5,23.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.

СОДЕРЖАНИЕ

王	
1pc	
Ba	
НО	
0	
СОДЕРЖАНИЕ	
, и Аматуни, А. А. Григорян, Фоторожление Ваменонов в нелоси	
моментов и правило Моррисона .	27
р. Геворкян, С. Г. Матинян, В. П. Солахян. Учет корреляций в процессе фо-	
торождения заряженных пионов на ядрах при высоких энергиях.	277
м. гирнова, от н. геоореяя, ин ши. частотный спектр рентгеновского пере-	28.
и. р. Магомедов, С. С. Элбакян. Теория излучения заряженных частиц в произ-	
вольных слоистых средах	295
. Г. Адонц, Л. М. Кочарян, Н. В. Шахназарян. Параметрические четырехфотон-	206
ные взаимоденствия в трехуровневой резонансной среде	312
В. М. Арутюнян. Двойная инжекция в полупроводник, компенсированный глубо-	
ми акцепторами, расположенными в нижней половине запрещенной зоны . 3	16
Н. А. Кальнев, И. Н. Магден. Исследование характеристик монокристаллического	00
кремния при высокотемпературных обработках.	
неоднородных по толщине квантованных пленок в магнитиом поле 3:	28

краткие сообщения

Б. Г.: Канецян, Н. В. Шахназарян. Взаимодействие двух воли в резонансной среде С. Канецян, М. А. Аритюнян, В. Е. Адамян, К. Б. Сейранян, П. А. Григорян,	335
А. Г. Бутаев. Температурная зависимость магнитной восприимчивости и	228
реятсенофазовый анализ системы SrF2-Eul-3	000