

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1988

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղորդունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղադիրյան (պատասխանատու խմբագիր),
Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ն. Մովսիսյան,
Ցու. Գ. Շանեազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շա-
րոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ա. Սահակյան,
Հ. Հ. Վաղդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амадуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

УДК 535.5;347

НЕЛИНЕЙНЫЙ ЭФФЕКТ КОТТОНА-МУТОНА В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

Г. Г. АДОНЦ, М. В. СЛОБОДСКОЙ

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 5 мая 1987 г.)

Теоретически в адиабатическом приближении исследована наведенная оптическая анизотропия в резонансной среде в присутствии постоянного магнитного и интенсивного светового полей. Исследование проведено в рамках двухуровневой среды с произвольными моментами количества движения атомных уровней. Показано, что вследствие двулучепреломления зондирующего сигнала в среде возникают две волны, поляризованные продольно и поперечно относительно магнитного поля. Точно по интенсивному световому полю найдены формулы для показателей преломления этих волн. Возникающая при этом анизотропия обусловлена не только чисто магнитнооптическими и светоиндуцированными поляризационными эффектами, но и интерференционной магнито-светоиндуцированной анизотропией. Последняя, в частности, позволяет использовать двулучепреломление для определения локального значения пространственно-неоднородного по величине магнитного поля.

Интенсивное поляризованное излучение индуцирует в резонансной среде оптическую анизотропию, которая, в частности, приводит к изменению поляризации зондирующего сигнала [1]. Если при этом резонансную среду поместить в постоянное магнитное поле, то нелинейное двулучепреломление можно использовать для определения величины магнитного поля [2].

Теоретически для описания нелинейных поляризационных явлений [3] необходимо принимать во внимание вырождение энергетических уровней атомов, что значительно осложняет задачу о взаимодействии атома с электрическим и магнитным полями и затрудняет получение точных аналитических решений. Поэтому в большинстве работ ограничиваются рамками теории возмущений и конкретными атомными системами с малыми моментами количества движения. Перестройка атомных уровней в постоянном магнитном поле и резонансных полях для переходов $1/2-1/2$ и $3/2-3/2$ исследовалась в работе [4].

В работе [5] в первом приближении теории возмущений исследовались поляризационные явления, возникающие в спектре двухуровневого газа, помещенного в продольное магнитное и интенсивное световое поля. Для нахождения точных решений весьма перспективным является приближение адиабатического прохождения сигнала, когда предполагается, что длительность импульса короче времени продольной релаксации, а расстройка резонанса превышает спектральные ширины линий [6].

В настоящей работе теоретически исследуется двулучепреломление зондирующего светового сигнала, распространяющегося в резонансной среде с произвольными моментами количества движения атомных уровней, в присутствии постоянного магнитного и интенсивного светового полей. Рассмотрение проводится в рамках адиабатического прохождения светового импульса с учетом насыщения по интенсивности излучения. Исследуется поперечное по отношению к направлению магнитного поля распространение света — нелинейный эффект Коттона-Мутона.

Пусть через резонансную среду, находящуюся в постоянном магнитном поле, направленном по оси Z , вдоль оси x распространяются две встречные волны: интенсивная, с электрическим вектором

$$E_s = E^s \exp[-i\omega_s t + i\mathbf{k}_s \mathbf{r}] + \text{к. с.}, \quad (1)$$

и зондирующая, слабая, с электрическим вектором

$$E_w = E^w \exp[-i\omega_w t + i\mathbf{k}_w \mathbf{r}] + \text{к. с.}, \quad (2)$$

где $\mathbf{k}_s$ и $\mathbf{k}_w$ — волновые векторы волн, E^s и E^w — медленно меняющиеся по сравнению с экспонентой амплитуды волн.

Предположим, что среда состоит из идентичных двухуровневых атомов. Пусть момент количества движения атома в основном состоянии есть J_1 , энергия — ε_1 , а в возбужденном состоянии — соответственно J_2 и ε_2 .

Гамильтониан атома в постоянном магнитном и световом полях представим в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - (\mathbf{E}_s + \mathbf{E}_w) \hat{\mathbf{d}} - \hat{\mathbf{H}} \hat{\boldsymbol{\mu}}, \quad (3)$$

где $\hat{H}_0$ — гамильтониан изолированного атома, $\hat{\mathbf{H}}$ — напряженность магнитного поля, $\hat{\mathbf{d}}$ и $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ — операторы дипольного электрического и магнитного моментов атома.

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H} \psi \quad (4)$$

запишем в виде

$$\begin{aligned} \psi = & \sum_{m=-J_1}^{J_1} a_m(t) \psi_m^1 \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_1 t\right] + \\ & + \sum_{m=-J_2}^{J_2} b_m(t) \psi_m^2 \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_2 t - i\varepsilon t\right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $a_m(t)$ и $b_m(t)$ — искомые амплитуды вероятности подуровней, ψ_m^1 и ψ_m^2 — волновые функции стационарных состояний атома, $\varepsilon = \omega_0 - \omega_s$ — расстройка резонанса между частотой волны накачки и атомной частотой перехода $\omega_0 = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)/\hbar$.

Слабую волну удобно разложить на циркулярно- и z -поляризованные компоненты: $E_{\pm}^w = (E_x^w \pm iE_y^w)/\sqrt{2}$, E_z^w . Чтобы избежать поляризационных эффектов самовоздействия волны накачки, предположим, что на входе в среду интенсивная волна поляризована линейно вдоль

оси z ($E_x^s = E_y^s = 0$, $E_z^s \neq 0$), а слабая волна может иметь произвольную эллиптическую поляризацию.

Нахождение волновой функции (5) позволяет получить точные по интенсивности волны накачки и напряженности магнитного поля выражения поляризуемости среды для $E_{\pm}^w$, E_z^w -компонент зондирующего сигнала:

$$P_{\pm} = -A_{1,2} E_{\pm}^w, \quad P_z = B E_z^w, \quad (6)$$

где

$$A_{1,2} = \frac{N}{(2J_1 + 1) \hbar} \sum_{m=-J_1}^{J_1} \frac{|D_{\pm m \mp 1}^m|^2}{(\lambda_1^m - \lambda_2^m)(\lambda_1^{m \mp 1} - \lambda_2^{m \mp 1})} \times \\ \times \left\{ \frac{(\lambda_1^m + g_2^m + \hbar \varepsilon)(\lambda_1^{m \mp 1} + g_2^{m \mp 1} + \hbar \varepsilon)}{\omega_w - \omega_s - \frac{1}{\hbar}(\lambda_2^{m \mp 1} - \lambda_1^m)} - \right. \\ \left. - \frac{(\lambda_2^m + g_2^m + \hbar \varepsilon)(\lambda_2^{m \mp 1} + g_2^{m \mp 1} + \hbar \varepsilon)}{\omega_w - \omega_s - \frac{1}{\hbar}(\lambda_1^{m \mp 1} - \lambda_2^m)} \right\}, \quad (7)$$

$$B = \frac{N}{(2J_1 + 1) \hbar} \sum_{m=-J_1}^{J_1} \frac{|D_{z m}^m|^2}{(\lambda_1^m - \lambda_2^m)^2} \times \\ \times \left\{ \frac{(\lambda_1^m + g_2^m + \hbar \varepsilon)^2}{\omega_w - \omega_s + \frac{1}{\hbar}(\lambda_1^m - \lambda_2^m)} - \frac{(\lambda_2^m + g_2^m + \hbar \varepsilon)^2}{\omega_w - \omega_s - \frac{1}{\hbar}(\lambda_1^m - \lambda_2^m)} \right\}, \quad (8)$$

$$\lambda_{1,2}^m = -\frac{1}{2} [g_1^m + g_2^m + \hbar \varepsilon \mp \sqrt{(g_2^m - g_1^m + \hbar \varepsilon)^2 + 4 |D_{z m}^m|^2 |E^s|^2}],$$

$$D_{qm_1}^m = \langle J_1 m_1 | d_q | J_2 m_2 \rangle, \quad g_{2,1}^m = \mu_B g_{2,1} H m,$$

где μ_B — магнетон Бора, $g_{2,1}$ — факторы Ланде уровней 1 и 2, N — плотность атомов в основном состоянии.

Переходя в (6) от циркулярных компонент векторов к декартовым, получим тензор восприимчивости среды χ_{ik} :

$$P_i = \sum_k \chi_{ik} E_k^w, \quad (9)$$

где

$$\chi_{ik} = \begin{bmatrix} -\frac{A_1 + A_2}{2} & i \frac{A_2 - A_1}{2} & 0 \\ -i \frac{A_2 - A_1}{2} & -\frac{A_1 + A_2}{2} & 0 \\ 0 & 0 & B \end{bmatrix} \quad (10)$$

Решения основного уравнения кристаллооптики [7]

$$\sum_k [(n^2 - 1) \delta_{ik} - n_i n_k - 4\pi \chi_{ik}] E_k^w = 0, \quad (11)$$

а также вид тензора восприимчивости среды (10) показывают, что в среде вследствие двулучепреломления распространяются две волны: поляризо-

ванная вдоль направления магнитного поля волна с показателем преломления

$$n_{\parallel}^2 = 1 + 4\pi B \quad (12)$$

и поляризованная в плоскости xy , перпендикулярной к направлению магнитного поля, волна с показателем преломления

$$n_{\perp}^2 = \frac{(1 - 4\pi A_1)(1 - 4\pi A_2)}{1 - 2\pi(A_1 + A_2)} \quad (13)$$

Из выражений (7), (8) видно, что показатели преломления имеют сложную структуру. Они состоят из резонансных членов, соответствующих атомному поглощению на частотах $\omega_w = \omega_s + (\lambda_2^n - \lambda_1^m)/\hbar$ ($n = m, m \pm 1$) и трехфотонному процессу рассеяния (поглощается два кванта интенсивной волны и излучается один квант слабого поля) на частотах $\omega_w = \omega_s + (\lambda_1^n - \lambda_2^m)/\hbar$ ($n = m, m \pm 1$).

Сдвиги резонансных частот обусловлены как зеемановским сдвигом энергетических уровней атома в магнитном поле, так и их штарковский сдвиг в поле интенсивной волны. Таким образом, в присутствии постоянного магнитного и интенсивного светового полей происходит расщепление и сдвиг энергетических уровней атома по проекциям момента количества движения m_1 и m_2 и возникают связанные полем двухуровневые системы $J_1 m \leftrightarrow J_2 m$ с эффективным параметром нелинейности $G_m = |D_{zm}|^2 |E^s|^2 / \hbar^2 \varepsilon^2$ и частотой перехода, зависящей от g^m , G_m и ε . Компонента зондирующего сигнала E_z^w , совпадающая с поляризацией волны накачки, взаимодействует с одной связанной подсистемой, вследствие чего и резонансные полюса в (8) содержат один параметр нелинейности G_m и обусловленный магнитным полем фактор g^m . Компоненты же $E_{\pm}^w$, отличные от поляризации волны накачки, взаимодействуют с двумя связанными подсистемами $J_1 m \leftrightarrow J_2 m$ и $J_1 m \pm 1 \leftrightarrow J_2 m \mp 1$, и резонансные полюса в (7) определяются двумя параметрами нелинейности G_m , $G_{m \mp 1}$, а также g^m и $g^{m \mp 1}$.

Сложная зависимость показателей преломления $n_{\parallel}$ и $n_{\perp}$ от напряженности магнитного поля и интенсивности волны накачки обусловлена неаддитивностью магнито- и светоиндуцированных эффектов, приводящих к анизотропии среды. Из выражений (7), (8) видно, что $A_2(H) = A_1(-H)$, $B(H) = B(-H)$, поэтому $n_{\parallel}$ и $n_{\perp}$ не зависят от направления магнитного поля. Следовательно, уже в третьем нелинейном приближении по интенсивности волны накачки и по малым магнитным параметрам $g_{2,1}^m/\hbar \varepsilon$ показатели преломления содержат члены, пропорциональные H^2 и описывающие квадратичный эффект Коттона-Мутона, члены пропорциональные только параметру нелинейности, обусловленные анизотропией, индуцированной в поле сильной волны, а также члены типа $H^2 G_m$, описывающие интерференционные магнито-светоиндуцированные эффекты. Последние могут быть использованы для определения локального значения пространственно-неоднородного по величине магнитного поля в системах с произвольными моментами количества движения.

Действительно, разница между показателями преломления (12) и (13) волны приводит к сдвигу фаз между ними на величину $\varphi = (\omega/c) (n_{\parallel} - n_{\perp})$. Пропустим через среду интенсивный и зондирующий сигналы таким образом, чтобы они пересекались в исследуемой области пространства. Тогда разность между чисто коттоновским набегом фазы φ_0 (без интенсивной волны) и набегом фазы φ в присутствии волны накачки определяется только ее интенсивностью и локальным значением величины магнитного поля, которая может быть определена с помощью выражений (7)–(13). Для перехода $S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$, как показывает расчет, при $E^s \sim 10^2$ В/см, $N \sim 10^{11}$ см $^{-3}$, $\varepsilon \sim 10^{-1}$ см $^{-1}$, $\varphi_0 - \varphi \sim 10^{-2}$ рад таким методом можно определять поля напряженностью $H_{\text{лок}} \sim 1$ кЭ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адонц Г. Г. Опт. и спектр., 60, 809 (1986).
2. Адонц Г. Г. и др. АС СССР 864205, БИЗ 4, 1981.
3. Арутюнян В. М., Канециан Э. Г., Чалтыкян В. О. ЖЭТФ, 68, 2010 (1972).
4. Зон Б. А., Уразбаев Т. Т. ЖЭТФ, 68, 2010 (1975).
5. Курбатов А. А., Попова Т. Ч. ЖПС, 31, 922 (1979).
6. Глушко Б. А., Чалтыкян В. О. Квант электрон., 5, 1107 (1978).
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Изд. Мир, М., 1973.

ԿՈՏՏՈՆ-ՄՈՒՏՈՆԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՍԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ, Մ. Վ. ՍԼՈԲՈԴՍԿՈՅ

Ադիարատիկ մոտեցման մեջ տեսականորեն հետազոտվել է ինդուցված օպտիկական անիզոտրոպությունը ռեզոնանսային միջավայրում, հաստատուն մագնիսական և ինտենսիվ լուսային դաշտերի ներկայությամբ: Հետազոտությունը անց է կացվել ատոմային մակարդակների կամայական շարժման քանակի մոմենտներով երկմակարդակային միջավայրի շրջանակներում: Ցույց է տրվել, որ երկլուսարեկման միասնող ազդանշանի հետևանքով միջավայրում առաջանում են մագնիսական դաշտի լայնակի և երկայնակի բևեռացված երկու ալիք: Ստացված են այդ ալիքների, ըստ ինտենսիվ լուսային դաշտի բեկման ցուցիչների ճշգրիտ բանաձևերը: Առաջացող անիզոտրոպությունը բնորոշված է ոչ միայն մաքուր մագնիսա-օպտիկական և լուսային ինդուցիոն էֆեկտներով, այլ նաև ինտերֆերենցիոն մագնիսալուսային անիզոտրոպությամբ: Վերջինս, մասնավորապես, թույլ է տալիս օգտագործել երկլուսարեկման տարածականորեն ոչ համասեռ մագնիսական դաշտի տեղային արժեքի որոշման համար:

COTTON—MOUTON NONLINEAR EFFECT IN A RESONANCE MEDIUM

G. G. ADONTS, M. V. SLOBODSKOY

Induced optical anisotropy in a resonance medium in the presence of static magnetic and intense light fields was investigated theoretically in the adiabatic approximation. The investigation was carried out in the framework of a two-level medium with arbitrary angular momenta of atomic levels. It is shown that two waves polarized transversally and longitudinally to a magnetic field appear in a medium owing to birefringence of a probing signal and the formulae for refractive indices of these waves are found exactly in the intensive light field. The appearing anisotropy is due not only purely to magneto-optic and light-induced polarized effects but also to the interference of magneto-light-induced anisotropy. The latter, in particular, allows to use birefringence for the determination of a local value of a space-inhomogeneous magnetic field.

УДК 530

ДИНАМИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ КВАЗИГАРМОНИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

А. О. МЕЛИКЯН, С. М. СААКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 мая 1987 г.)

Дается динамическое обоснование квазигармонического приближения для одномерной модели. Показано, что из всех степеней свободы можно выделить одну — адиабатическую динамическую переменную — аналог среднего расстояния между частицами в квазигармоническом приближении. Даны области применимости этого приближения.

1. Введение

Одним из распространенных методов исследования ангармонических эффектов в кристаллах является квазигармоническое приближение [1, 2]. Его смысл заключается в следующем. Вводится постоянная решетки a , зависящая от температуры T . Задание $a(T)$ однозначно описывает структуру кристалла в зависимости от температуры. В гармоническом приближении собственные частоты решетки ω_j не зависят от a . Если в разложении потенциальной энергии члены выше второго порядка отброшены, часть ангармонических эффектов все же описывается зависимостью $\omega_j(a)$. В этом приближении, называемом квазигармоническим, можно вычислить свободную энергию $F(a, T)$. Минимизируя F по a при заданной температуре T , определяют равновесное значение a из условия

$$\left(\frac{\partial F}{\partial a}\right)_T = 0. \quad (1)$$

Такой подход имеет следующие недостатки. Во-первых, каждое стационарное состояние имеет свое квантово-среднее расстояние между частицами, и частота будет зависеть от этого среднего расстояния, а не от статистически средней величины a . Во-вторых, описанный выше подход не позволяет оценивать пределы применимости квазигармонического приближения.

В настоящей работе мы покажем, как можно получить квазигармоническое приближение из рассмотрения динамики одномерной системы частиц, взаимодействующих ангармонически.

2. Среднее расстояние между частицами как адиабатическая переменная

Рассмотрим одномерную цепочку $(N+1)$ частиц с взаимодействием ближайших соседей. Гамильтониан такой системы имеет вид

$$H = - \sum_{i=1}^{N+1} \frac{1}{2m_i} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \sum_{i=1}^N U(x_{i+1} - x_i), \quad (2)$$

где x_i — координата, m_i — масса i -частицы, U — потенциал взаимодействия. Для удобства изложения примем $m_{N+1} = m_1 = m_i/2$, $m_i = 1$, $i = 2, \dots, N$.

Разложим потенциальную энергию не в окрестности минимума, а в окрестности некоторой точки Δ :

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N U(x_{i+1} - x_i) &= N U(\Delta) + \dot{U}(\Delta)(x_{N+1} - x_1 - N\Delta) + \\ &+ \frac{1}{2} \ddot{U}(\Delta) \sum_{i=1}^N (x_{i+1} - x_i - \Delta)^2 + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

Теперь если мы определим Δ как

$$\Delta = \frac{1}{N} (x_{N+1} - x_1), \quad (4)$$

то Δ становится динамической переменной, имеющей смысл длины цепочки, приходящейся на одну частицу, так как $(x_{N+1} - x_1)$ есть длина цепочки. Кроме того, линейный член в (3) обращается в нуль.

Не зависящую от Δ величину обозначим через y_1 ,

$$y_1 = \frac{1}{2} (x_{N+1} + x_1).$$

В новых переменных гамильтониан (2) с учетом (3) примет вид

$$\begin{aligned} H &= - \frac{1}{N^2} \frac{\partial^2}{\partial \Delta^2} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} - \frac{1}{2} \sum_{i=2}^N \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + N U(\Delta) + \\ &+ \frac{1}{2} \ddot{U}(\Delta) \left[\sum_{i=2}^{N-1} (x_{i+1} - x_i - \Delta)^2 + \left(y_1 - \frac{N}{2} \Delta - x_2 \right) + \right. \\ &\left. + \left(y_1 + \frac{N}{2} \Delta - x_N \right)^2 \right] + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

Дальнейшие рассуждения аналогичны рассуждениям при разделении «медленной» и «быстрой» подсистем (МП и БП) в приближении Борна—Оппенгеймера (адиабатическое приближение) [2], с той разницей, что роль малого параметра, по которому происходит разделение, у нас играет $1/N$ вместо отношения масс легкой и тяжелой частиц.

Волновую функцию ищем в виде

$$\Psi(x_i) = \Psi(x_i, y_1, \Delta) = \sum_n \psi_n(\Delta) \varphi_n(x_i, y_1, \Delta), \quad (6)$$

где $\varphi_n(x_i, y_1, \Delta)$ — собственная функция БП, удовлетворяющая уравнению Шредингера для БП

$$\left\{ - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} - \frac{1}{2} \sum_{i=2}^N \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{1}{2} \ddot{U}(\Delta) \left[\sum_{i=2}^{N-1} (x_{i+1} - x_i - \Delta)^2 + \right. \right.$$

$$\left\{ \left(y_1 - \frac{N}{2} \Delta - x_2 \right)^2 + \left(y_1 + \frac{N}{2} \Delta - x_N \right)^2 + \dots - \varepsilon_n(\Delta) \right\} \varphi_n(x_1, y_1, \Delta) = 0. \quad (7)$$

Здесь $\varepsilon_n(\Delta)$ — спектр БП, зависящий от Δ как от параметра, а система уравнений для определения $\psi_n(\Delta)$ и спектра E всей системы имеет вид

$$\left(-\frac{1}{N^2} \frac{\partial^2}{\partial \Delta^2} + N U(\Delta) + \varepsilon_n(\Delta) - E \right) \psi_n + \sum C_{nn'} \psi_{n'} = 0, \quad (8)$$

где $C_{nn'}$ есть оператор неадиабатичности:

$$C_{nn'} = \frac{1}{N^2} \left(\int dy_1 \prod_i dx_i \varphi_n^* \frac{\partial \varphi_{n'}}{\partial \Delta} \right) \frac{\partial}{\partial \Delta} + \frac{1}{2N^2} \int dy \prod_i dx_i \varphi_n^* \frac{\partial^2 \varphi_{n'}}{\partial \Delta^2}. \quad (9)$$

3. Волновые функции БП

В (7) Δ входит как параметр, поэтому с помощью преобразования, зависящего от Δ , можно перейти к нормальным координатам БП. Введем обозначения

$$y_i = x_i - \left(i - \frac{N+1}{2} \right) \Delta, \quad i = 2, \dots, N. \quad (10)$$

Тогда (7) примет вид

$$\left[-\frac{1}{2} \sum_1^N \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{1}{2} \ddot{U}(\Delta) \sum_1^N (y_{i+1} - y_i)^2 + \dots - \varepsilon_n(\Delta) \right] \varphi_n = 0 \quad (11)$$

с граничным условием $y_{N+1} = y_1$, которое следует из определения y_i и Δ .

Перейдя к нормальным координатам, получим

$$\left[-\frac{1}{2} \sum_k \left(\frac{\partial^2}{\partial q_k^2} - \omega_k^2(\Delta) q_k^2 \right) + \dots - \varepsilon_n(\Delta) \right] \varphi_n = 0, \quad (12)$$

где

$$\omega_k^2(\Delta) = 4 \ddot{U}(\Delta) \sin^2 \frac{\pi k}{N}, \quad (13)$$

$$q_k = \sqrt{\frac{\omega_k}{N}} y_1 \left(\cos \frac{2\pi k}{N} + \sin \frac{2\pi k}{N} \right) + \sqrt{\frac{\omega_k}{N}} \sum_{i=2}^N x_i \left(\cos \frac{2\pi k i}{N} + \sin \frac{2\pi k i}{N} \right) + \alpha_k \Delta, \quad (14)$$

$$\alpha_k = \sqrt{\omega_k N} \left(\sin \frac{\pi k}{N} - \cos \frac{\pi k}{N} \right) \operatorname{ctg} \frac{\pi k}{N}. \quad (15)$$

Уравнение (12) описывает систему невзаимодействующих осцилляторов с частотами ω_k , зависящими от Δ (если в (12) пренебречь производными потенциала высшего порядка). Спектр ε_n тогда есть $\sum_k \omega_k(\Delta) (n_k + 1/2)$,

φ_n — произведение осцилляторных волновых функций.

4. Вычисление статсуммы

Для нахождения спектра всей системы вернемся к уравнениям (8). Роль потенциала здесь играет функция $NU(\Delta) + \sum \omega_k(\Delta)(n_k + 1/2)$. Разложим эту функцию в окрестности ее минимума $\bar{\Delta}$ (см. Приложение) и ограничимся квадратичным членом. Тогда E будет иметь вид

$$E(n_k, \alpha) = NU(\bar{\Delta}) + \sum \omega_k(\bar{\Delta})\left(n_k + \frac{1}{2}\right) + \Omega(\bar{\Delta})\left(\alpha + \frac{1}{2}\right), \quad (16)$$

где

$$\Omega(\bar{\Delta}) = \frac{1}{N} \sqrt{NU''(\bar{\Delta}) + \sum \ddot{\omega}_k(\bar{\Delta})\left(n_k + \frac{1}{2}\right)},$$

а $\bar{\Delta}$ определяется из условия минимума

$$NU'(\Delta) + \sum \dot{\omega}_k(\Delta)\left(n_k + \frac{1}{2}\right) = 0. \quad (17)$$

Как видно из (17), Δ зависит от набора квантовых чисел $\{n_k\}$ БП.

Статсумма Z по определению равна

$$Z = \sum_{n_k, \alpha} \exp \left\{ -\beta \left[NU(\bar{\Delta}) + \sum \omega_k(\bar{\Delta})\left(n_k + \frac{1}{2}\right) + \Omega(\bar{\Delta})\left(\alpha + \frac{1}{2}\right) \right] \right\}.$$

Суммирование по состояниям МП, т. е. по α , проводится очевидным образом:

$$Z = \sum_{\{n_k\}} \frac{\exp \left\{ -\beta \left[NU(\bar{\Delta}) + \sum \omega_k(\bar{\Delta})\left(n_k + \frac{1}{2}\right) \right] \right\}}{2 \operatorname{sh} \frac{\beta \Omega(\bar{\Delta})}{2}}. \quad (18)$$

Так как $\Omega(\bar{\Delta}) \sim N^{-1/2}$, можно разложить $\operatorname{sh} \beta \Omega/2$ в ряд и ограничиться первым членом:

$$Z = \sum_{\{n_k\}} \frac{N}{2\beta} \frac{\exp \left\{ -\beta \left[NU(\bar{\Delta}) + \sum \omega_k(\bar{\Delta})\left(n_k + \frac{1}{2}\right) \right] \right\}}{\sqrt{N \ddot{U}(\bar{\Delta}) + \sum \ddot{\omega}_k(\bar{\Delta})\left(n_k + \frac{1}{2}\right)}}. \quad (19)$$

Легко заметить, что выражение, стоящее под знаком суммы в (19), с учетом условия (17) есть просто интеграл

$$\sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \int d\Delta \exp \left\{ -N\beta \left[U(\Delta) + \frac{1}{N} \sum \omega_k(\Delta)\left(n_k + \frac{1}{2}\right) \right] \right\},$$

взятый методом перевала. Следовательно,

$$Z = N \sqrt{\frac{\beta}{\pi}} \sum_{n_k} \int d\Delta \exp \left\{ -\beta N \left[U(\Delta) + \frac{1}{N} \sum \omega_k(\Delta)\left(n_k + \frac{1}{2}\right) \right] \right\},$$

где Δ есть переменная интегрирования, не зависящая от $\{n_k\}$, т. е. ввиду линейности по n_k показателя экспоненты подынтегральное выражение легко суммируется по n_k :

$$Z = N \frac{\beta}{\pi} \int d\Delta \exp \left\{ -\beta N \left[U(\Delta) + \frac{1}{N\beta} \sum_k \ln 2 \operatorname{sh} \frac{\beta \omega_k}{2} \right] \right\}.$$

Интеграл по Δ берется методом перевала.

Уравнение

$$\dot{U}(\Delta) + \frac{1}{N} \sum \dot{\omega}_k(\Delta) \operatorname{ctg} \frac{\beta \omega_k(\Delta)}{2} = 0 \quad (20)$$

для нахождения перевальной точки Δ_0 дает нам уравнение состояния (1) квазигармонического приближения.

Окончательно для статсуммы имеем

$$Y = A \exp \left\{ -\beta N \left[U(\Delta_0) + \frac{1}{N\beta} \sum_k \ln 2 \operatorname{sh} \frac{\beta \omega_k(\Delta_0)}{2} \right] \right\}, \quad (21)$$

а свободная энергия

$$F = N \left[U(\Delta_0) + \frac{1}{\beta N} \sum \ln 2 \operatorname{sh} \frac{\beta \omega_k(\Delta_0)}{2} \right]$$

тоже совпадает со свободной энергией, найденной в квазигармоническом приближении.

5. Поправки за счет неадиабатичности

Оценим сделанное приближение. q_k зависит от Δ явно через преобразование (14) и неявно через зависимость ω_k от Δ . При вычислении матричных элементов оператора неадиабатичности мы будем отбрасывать $\partial \omega_k / \partial \Delta$, так как этот член, кроме всего прочего, пропорционален ангармонизму и дает лишнюю малость. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_n}{\partial \Delta} &= \frac{1}{V^2} \sum_k (\sqrt{n_k} \varphi_{n_{k-1}} - \sqrt{n_k+1} \varphi_{n_{k+1}}) a_k \prod_{k' \neq k} \varphi_{n_{k'}}, \\ \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial \Delta^2} &= \frac{1}{2} \sum_{k, k'} (\sqrt{n_k} \varphi_{n_{k-1}} - \sqrt{n_k+1} \varphi_{n_{k+1}}) (\sqrt{n_{k'}} \varphi_{n_{k'-1}} - \\ &\quad - \sqrt{n_{k'}+1} \varphi_{n_{k'+1}}) a_k a_{k'} \prod_{k'' \neq k, k'} \varphi_{n_{k''}} + \frac{1}{2} \sum_k (\sqrt{n_k(n_k-1)} \varphi_{n_k-2} - \\ &\quad - (n_k+1) \varphi_{n_k} + \sqrt{(n_k+1)(n_k+2)} \varphi_{n_k+2}) a_k^2 \prod_{k' \neq k} \varphi_{n_{k'}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Следовательно, диагональный матричный элемент оператора неадиабатичности пропорционален a_k^2 / N^2 . Значит при не очень малых k поправки к энергии первого порядка пропорциональны N^{-1} . Поправка второго порядка есть

$$E_{n_k, \alpha}^{(2)} = \sum_{n_{k'}, \alpha'} \frac{|C_{nn'}^{\alpha\alpha'}|^2}{E_{n', \alpha'} - E_{n\alpha}}. \quad (23)$$

Опять при не очень малых k наименьший член в $E_{n\alpha}$ есть $\Omega \sim N^{-1/2}$. Следовательно, наименьший знаменатель будет в случае, когда $\{n_k\} = \{n_k\}$ и $\alpha' = \alpha \pm 1$; тогда $E^{(2)} \sim N^{-3/2}$.

При малых k , во-первых, $a_k \sim N$ и, во-вторых, $\omega_k \sim N^{-1}$, что приводит к расходимости ряда в (23). Это является следствием одномерности модели. В трехмерном случае плотность состояний для низких мод пропорциональна k^2 и малые k дают конечный вклад в суммы теории возмущений.

Кроме того, поскольку функция $NU(\Delta) + \sum \omega_k(\Delta)(n_k + 1/2)$ имеет s -образный вид (см. Приложение), при достаточно низком горбе этой функции возможен туннельный переход в область непрерывного спектра, т. е. большие значения чисел заполнения $\{n_k\}$ БП, понижающие горб указанной функции, также лежат за пределами нашего приближения.

6. Приложение

Покажем, что для характерных потенциалов взаимодействия в кристаллах, изображенных на рис. 1, функция $NU + \sum_k \omega_k(n_k + 1/2)$ имеет s -образный вид, изображенный на рис. 2. Уравнение для нахождения экстремумов функции $U + 1/N \sum_k \omega_k(n_k + 1/2)$ есть

$$\dot{U} + \frac{1}{N} \sum_k \dot{\omega}_k \left(n_k + \frac{1}{2} \right) = 0. \quad (24)$$

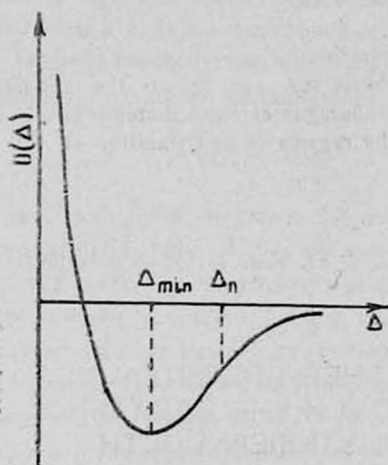


Рис. 1.

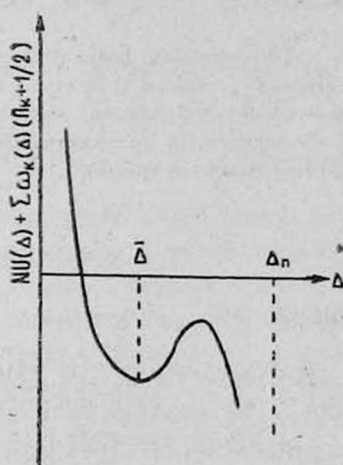


Рис. 2.

В случае близкого действия (24) можно переписать в виде

$$\ddot{U} + \Gamma \frac{\ddot{U}}{\dot{U}} = 0, \quad (25)$$

где $\Gamma = (1/N) \sum_k (n_k + 1/2) \sin 2\pi k/N$. Если Γ достаточно мала, один ко-

рень (25) лежит в окрестности точки минимума U , так как $\ddot{U} < 0$, если $\Delta < \Delta_n$, где Δ_n — точка перегиба U . Другой корень лежит в окрестности Δ_n , т. е. там $\dot{U}$ принимает свое максимальное значение в этой

точек, а $\dot{U}$ в окрестности Δ_n стремится к нулю, увеличивая второй член в (25).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейбфрид Г., Людви В. Теория ангармонических эффектов в кристаллах. Изд. ИЛ, М., 1963.
2. Борн М., Хуан-Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. Изд. ИЛ, М., 1958.

ՔՎԱԶԻՀԱՐՄՈՆԻԿ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՀԻՄՆԱՎՈՐՈՒՄԸ

Ա. Հ. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Ս. Մ. ՍԱԿՅԱՆ

Աշխատանքում, միաչափ մոդելի համար, տրվում է քվազիհարմոնիկ մոտավորության դինամիկական հիմնավորումը: Ցույց է տրված, որ բոլոր հնարավոր ազատության աստիճաններից կարելի է առանձնացնել մեկը՝ ադիաբատիկ դինամիկական փոփոխական, որը հանդիսանում է մասնիկների միջև միջին հեռավորությունը քվազիհարմոնիկ մոտավորության դեպքում: Բացի դրանից բերվում է քվազիհարմոնիկ մոտավորության կիրառելիության սահմանները:

DYNAMICAL BASIS OF QUASI-HARMONIC APPROXIMATION

A. O. MELIKYAN, S. M. SAKYAN

The dynamical basis of quasi-harmonic approximation for one-dimensional model is given. It is shown that of all the degrees of freedom one can select the single one — adiabatic dynamical variable, — which is the analogue of mean distance between the particles in quasi-harmonic approximation. The regions of applicability of this approximation are specified.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 130—136 (1988)

УДК 530.145

ВАКУУМНЫЕ СРЕДНИЕ ТЕНЗОРА ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ И ВНЕ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. А. СААРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 июня 1987 г.)

Вычислены перенормированные вакуумные средние тензора энергии-импульса электромагнитного поля внутри и вне идеально проводящей цилиндрической поверхности. Регуляризация проведена с помощью обобщенной формулы Абеля—Плана. Показано, что компоненты вакуумного тензора энергии-импульса удовлетворяют уравнению непрерывности. Приведены результаты численных расчетов этих величин.

1. Эффект Казимира является одним из простых примеров зависимости свойств вакуума квантованного поля от многообразия, на котором рассмат-

точек, а $\dot{U}$ в окрестности Δ_n стремится к нулю, увеличивая второй член в (25).

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейбфрид Г., Людви В. Теория ангармонических эффектов в кристаллах. Изд. ИЛ, М., 1963.
2. Борн М., Хуан-Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. Изд. ИЛ, М., 1958.

ՔՎԱԶԻՀԱՐՄՈՆԻԿ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՀԻՄՆԱՎՈՐՈՒՄԸ

Ա. Հ. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Ս. Մ. ՍԱԿՅԱՆ

Աշխատանքում, միաչափ մոդելի համար, տրվում է քվազիհարմոնիկ մոտավորության դինամիկական հիմնավորումը: Ցույց է տրված, որ բոլոր հնարավոր ազատության աստիճաններից կարելի է առանձնացնել մեկը՝ ադիաբատիկ դինամիկական փոփոխական, որը հանդիսանում է մասնիկների միջև միջին հեռավորությունը քվազիհարմոնիկ մոտավորության դեպքում: Բացի դրանից բերվում է քվազիհարմոնիկ մոտավորության կիրառելիության սահմանները:

DYNAMICAL BASIS OF QUASI-HARMONIC APPROXIMATION

A. O. MELIKYAN, S. M. SAKYAN

The dynamical basis of quasi-harmonic approximation for one-dimensional model is given. It is shown that of all the degrees of freedom one can select the single one — adiabatic dynamical variable, — which is the analogue of mean distance between the particles in quasi-harmonic approximation. The regions of applicability of this approximation are specified.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 130—136 (1988)

УДК 530.145

ВАКУУМНЫЕ СРЕДНИЕ ТЕНЗОРА ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ И ВНЕ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. А. СААРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 июня 1987 г.)

Вычислены перенормированные вакуумные средние тензора энергии-импульса электромагнитного поля внутри и вне идеально проводящей цилиндрической поверхности. Регуляризация проведена с помощью обобщенной формулы Абеля—Плана. Показано, что компоненты вакуумного тензора энергии-импульса удовлетворяют уравнению непрерывности. Приведены результаты численных расчетов этих величин.

1. Эффект Казимира является одним из простых примеров зависимости свойств вакуума квантованного поля от многообразия, на котором рассмат-

ривается данное поле [1, 2]. Он заключается в изменении вакуумных средних физических величин вследствие модификации квантовых флуктуаций вакуума из-за наличия границ у многообразия. Эффект Казимира имеет важное значение при вычислении ван-дер-ваальсовых сил между макроскопическими телами, в модели MIT мешка для адронов, в теориях типа Калаузы-Клейна, при изучении структуры вакуума в нелинейных теориях поля. В настоящее время он исследован для разных полей в многообразиях с границами различной формы (см., например, [3—5]). В большинстве этих работ рассматриваются глобальные характеристики поля, такие как полная энергия, свободная энергия и т. д. Однако представляют интерес (например в теории гравитации) и локальные величины, наиболее важным из которых является тензор энергии-импульса (ТЭИ). Вакуумные средние ТЭИ в эффекте Казимира исследованы лишь в некоторых простых случаях [2, 6—9]. В [10] получены асимптотические разложения вакуумного ТЭИ вблизи гладкой границы произвольной формы. В частности, показано, что они неинтегрируемым образом расходятся на границе (за исключением случая плоских границ и конформно инвариантного поля).

Настоящая работа посвящена вычислению и изучению свойств вакуумных средних ТЭИ электромагнитного поля для областей, ограниченных идеально проводящей цилиндрической поверхностью. Кроме самостоятельного физического интереса ее результаты могут быть использованы также при вычислении аналогичных квантовых поправок к глюонным трубкам в вакууме квантовой хромодинамики.

2. Вакуумные средние ТЭИ электромагнитного поля при наличии границ определяются выражением [1, 2]

$$\langle 0 | T_{ik} | 0 \rangle = \sum_{\alpha} T_{ik} \{ A_{\alpha}(x), A_{\alpha}^*(x) \}, \quad (1)$$

где билинейная по полю форма $T_{ik} \{ f, g \}$ определяется видом классического ТЭИ, $(A_{\alpha}, A_{\alpha}^*)$ — полная ортонормированная система положительно- и отрицательно-частотных решений уравнений поля, удовлетворяющих граничным условиям (набор индексов α может содержать как дискретные, так и непрерывные составляющие). В соответствии с симметрией задачи в качестве A_{α} будем брать решения, описывающие цилиндрические волны магнитного (ниже $\lambda = 0$) и электрического ($\lambda = 1$) типов. Подставляя соответствующие им векторы-потенциалы в формулу (1), в области внутри цилиндрической поверхности радиуса a получим

$$\langle 0 | T_{ik}^i | 0 \rangle = \text{diag}(\varepsilon, -p_1, -p_2, -p_3), \quad (2)$$

где выбрана цилиндрическая система координат (r, φ, z) с осями e_1, e_2, e_3 (e_3 направлен вдоль оси цилиндра).

Плотность энергии ε и давление p_i в направлении e_i ($i=1, 2, 3$) даются выражениями ($\hbar=c=1$)

$$q = \frac{1}{8\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \sum_{\lambda, \alpha} \beta_{\lambda, m}^2 f_m^{(q)}(\gamma r), \quad q = \varepsilon, p_1, p_2 \quad (3)$$

и $p_3 = \varepsilon - p_1 - p_2$ (след ТЭИ равен нулю). Здесь

$$f_m^{(q)}(\gamma r) = \begin{cases} J_m^2(\gamma r) + (2k^2 + \gamma^2)[J_m'^2(\gamma r) + m^2 J_m^2(\gamma r)/\gamma^2 r^2]/\gamma^2, & q = \varepsilon \\ (-1)^i J_m'^2(\gamma r) + [1 + (-1)^i m^2/\gamma^2 r^2] J_m^2(\gamma r), & q = p_i, i = 1, 2, \end{cases} \quad (4)$$

а $J_m(x)$ — функция Бесселя с целочисленным индексом m . В (3) суммирование проводится по тем γ , для которых

$$J_m'(\gamma a) = 0 \text{ при } \lambda = 0, \quad J_m(\gamma a) = 0 \text{ при } \lambda = 1. \quad (5)$$

Они получаются из граничных условий $\mathbf{e}_1 \times \mathbf{E} = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{H} = 0$ ($\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — напряженности поля) на идеально проводящей цилиндрической поверхности $r = a$. Коэффициенты $\beta_{\lambda m}$ определяются из условия нормировки функций $A_\lambda(x)$ и равны

$$\beta_{\lambda m}^{-2} = \gamma^{-2} \pi \omega a^2 [J_m'^2(\gamma a) + (1 - m^2/\gamma^2 a^2) J_m^2(\gamma a)]. \quad (6)$$

3. Вакуумные средние, определяемые формулами (3), как и в случае пустого пространства, расходятся. Их регуляризация сводится к вычитанию из $\langle 0 | T_{ik} | 0 \rangle$ ТЭИ электромагнитного поля для неограниченного пространства (пространство Минковского):

$$\text{reg} \langle 0 | T_{ik} | 0 \rangle = \langle 0 | T_{ik} | 0 \rangle - \langle \bar{0} | T_{ik} | \bar{0} \rangle. \quad (7)$$

Чтобы вычислить разность двух бесконечных величин, воспользуемся известным методом [2]. Введем в эти величины обрезавшую функцию $\psi_{\mu_1 \mu_2}(k, \gamma)$, такую, чтобы каждая из них стала конечной (μ_1 и μ_2 — параметры обрезания соответственно по k и γ , $\psi_{00} = 1$). После вычисления соответствующей разности устремим $\mu_1, \mu_2 \rightarrow 0$. При этом результат, естественно, не должен зависеть от вида функции ψ .

Итак, рассмотрим следующие конечные величины:

$$q = \frac{1}{8\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \sum_{\gamma, \lambda} \beta_{\lambda m}^2 \psi_{\mu_1 \mu_2}(k, \gamma) f_m^{(q)}(\gamma r), \quad q = \varepsilon, p_i. \quad (8)$$

Для суммирования ряда по γ воспользуемся формулой [11]

$$\begin{aligned} 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\lambda_{\nu, k} f(\lambda_{\nu, k})}{(\lambda_{\nu, k}^2 - \nu^2) J_{\nu}^2(\lambda_{\nu, k}) + i_{\nu, k}^2 J_{\nu}'^2(\lambda_{\nu, k})} &= \int_0^{\infty} f(x) dx + \\ &+ \frac{\pi}{2} \text{Res}_{z=0} \frac{A Y_{\nu}(z) + B z Y_{\nu}'(z)}{A J_{\nu}(z) + B z J_{\nu}'(z)} f(z) - \\ &- \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{A K_{\nu}(x) + B x K_{\nu}'(x)}{A I_{\nu}(x) + B x I_{\nu}'(x)} [e^{-\nu \pi i} f(x e^{\pi i/2}) + e^{\nu \pi i} f(x e^{-\pi i/2})] dx, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\lambda_{\nu, k} \neq 0$ ($\text{Re} \lambda_{\nu, k} \leq \text{Re} \lambda_{\nu, k+1}$) — корни функции $A J_{\nu}(z) + B z J_{\nu}'(z)$ (A и B — произвольные вещественные постоянные) в правой полуплоскости z , I_{ν} и K_{ν} — модифицированные функции Бесселя. Она справедлива для аналитической в правой полуплоскости функции $f(z)$, растущей на бесконечности медленнее, чем $\exp(2|z|)$ (на мнимой оси $f(z)$ может

иметь точки ветвления типа $(z^2 + c^2)^{\pm 1/2}$. Отметим, что при $B = 0$, $\nu = 1/2$ из (9) получается формула суммирования Абеля — Плана [2].

В (9) положим

$$f(z) = \frac{z^3 f_m^{(q)}(zx)}{\sqrt{z^2/a^2 + k^2}} \psi_{\mu_1, \mu_2}(k, z/a), \quad x = r/a, \quad (10)$$

приняв $A = 0$ при $\lambda = 0$ и $B = 0$ при $\lambda = 1$. Можно убедиться, что первый интеграл в правой части (9) представляет собой вклад пространства Минковского, и поэтому регуляризация (7) сводится к его отбрасыванию. Остальные слагаемые в (9) сходятся настолько быстро, что в них обрезание можно снять, положив $\mu_1 = \mu_2 = 0$ (результат перенормировки не зависит от вида обрезавшей функции).

После преобразований для регуляризованных компонент ТЭИ внутри идеально проводящей цилиндрической поверхности получаем (далее символ reg опускается)

$$q = \frac{1}{4\pi^2 a^4} \sum_{m=0}^{\infty} \int_0^{\infty} dz F_m^{(q)}(z, zx), \quad q = \varepsilon, p_1; \quad p_2 = -\varepsilon, \quad p_2 = 2\varepsilon - p_1, \quad (11)$$

штрих у знака суммы означает, что член с $m = 0$ следует брать с весом $1/2$,

$$F_m^{(q)}(z, zx) = z^3 \left[\frac{K_m(z)}{I_m(z)} + \frac{K'_m(z)}{I'_m(z)} \right] \times \\ \times \begin{cases} I_m^2(zx), & q = \varepsilon \\ (1 + m^2/z^2 x^2) I_m^2(zx) - I_m'^2(zx), & q = p_1. \end{cases} \quad (12)$$

На оси цилиндрической поверхности ($x = 0$) в (11) вклад дает только член с $m = 0$: $\varepsilon(0) = p_1(0) = -0,01677/a^4$.

Мы рассмотрели область внутри идеально проводящей цилиндрической поверхности. Аналогичным образом можно исследовать область вне цилиндрической поверхности. Вакуумные средние ТЭИ электромагнитного поля в этой области по-прежнему имеют вид (2), (11), где теперь $x = r/a \geq 1$, а

$$F_m^{(q)}(z, zx) = z^3 \left[-\frac{I_m(z)}{K_m(z)} + \frac{I'_m(z)}{K'_m(z)} \right] \times \\ \times \begin{cases} K_m^2(zx), & q = \varepsilon \\ (1 + m^2/z^2 x^2) K_m^2(zx) - K_m'^2(zx), & q = p_1. \end{cases} \quad (13)$$

Чтобы показать, насколько быстро сходятся выражения (11), рассмотрим функции $F_m^{(q)}$ при больших значениях m . С помощью равномерных асимптотических разложений модифицированных функций Бесселя находим

$$F_m^{(\varepsilon)}(mz, mzx) \simeq \mp \frac{m}{2} z^3 t(zx) t^3(z) \left\{ 1 \mp \frac{1}{12m} [t(z)(t^2(z) - 3) + \right. \\ \left. + t(zx)(5t^2(zx) - 3)] \right\} \exp \{ \pm 2m [\eta(zx) - \eta(z)] \},$$

$$F_m^{(p)} \simeq -\frac{1}{2} z^5 t^2 (zx) t^3(z) \exp[\pm 2m[\eta(zx) - \eta(z)]], \quad (14)$$

где верхние знаки относятся к случаю $x < 1$, а нижние — $x > 1$ и введены стандартные обозначения:

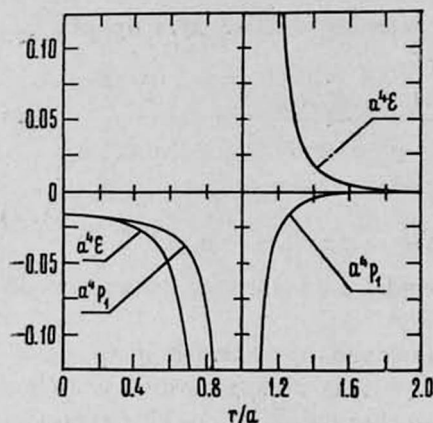
$$t(z) = 1/\sqrt{1+z^2}, \quad \eta(z) = \sqrt{1+z^2} + \ln[z/(1+\sqrt{1+z^2})].$$

Видно, что при $m \rightarrow \infty$, $x \neq 1$ функции $F_m^{(q)}$ экспоненциально стремятся к нулю. На цилиндрической поверхности ($x = 1$) ТЭИ расходится (см. (14)).

Чтобы найти главные члены разложений компонент ТЭИ в окрестности границы, заметим, что вблизи поверхности основной вклад дают большие m , при которых верны формулы (14). Заменяя в (11) функции $F_m^{(q)}$ выражениями (14), после суммирования по m и последующего разложения по $(1-x)$ находим

$$p_1 \simeq -1/[60 \pi^2 a^4 (1-x)^2], \quad \varepsilon \simeq p_1/2 \simeq -1/[60 \pi^2 a^4 (1-x)^3]. \quad (15)$$

Эти выражения являются частными случаями общих формул работы [10], где подробно обсуждается природа расходимостей на поверхности.



Плотность энергии вакуума ε и радиальное давление p_1 в зависимости от расстояния r до оси идеально проводящей цилиндрической поверхности радиуса a .

Формулы (11) выведены в предположении, что взаимодействие квантованного электромагнитного поля с проводником описывается граничными условиями (5), соответствующими идеальной проводимости. Из асимптотических разложений (14) следует, что основной вклад в $q(r)$ дают частоты $\omega \lesssim |a-r|^{-1}$. Следовательно, (11) остается в силе и для неидеальных проводников вплоть до расстояний r , при которых $|a-r|^{-1} \ll \omega_0$, где ω_0 — характерная для данного проводника частота, такая, что при $\omega \gtrsim \omega_0$ условие идеальной проводимости нарушается.

Из выражений (11)–(13) нетрудно убедиться, что компоненты вакуумного ТЭИ удовлетворяют уравнению непрерывности, которое для нашей системы принимает вид $p_1'(r) + 2(p_1 - \varepsilon)/r = 0$. Его можно записать также в интегральной форме

$$p_1(r) = \frac{2}{r^2} \int_0^r \varepsilon(t) t dt = \text{sgn}(a-r) \frac{E(r)}{\pi r^2}, \quad (16)$$

где $E(r)$ — энергия вакуума, приходящаяся на единицу длины вдоль оси цилиндра, внутри ($r < a$) или вне ($r > a$) цилиндрической поверхности радиуса r : $v(r) = 0$, если $r < a$, и $v(r) = \infty$, если $r > a$. В частности, видно, что полная энергия вакуума внутри и вне поверхности есть [12]

$$E = \pi a^2 [p_1(a-0) - p_1(a+0)].$$

Результаты численных расчетов по формулам (11)—(13) компонент регуляризованного вакуумного ТЭИ внутри и вне идеально проводящей цилиндрической поверхности приведены на рисунке.

Автор признателен Г. С. Саакяну и Л. Ш. Григоряну за интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Де Витт Б. С. Квантовая теория поля в искривленном пространстве-времени. В сб. «Черные дыры». Изд. Мир, М., 1978.
2. Гриб А. А., Мамаев С. Г., Мостепаненко В. М. Квантовые эффекты в интенсивных внешних полях. Атомиздат, М., 1980.
3. Balian R., Duplantier B. Ann. Phys., 112, 165 (1978).
4. Ambjorn J., Wolfram S. Ann. Phys., 147, 1 (1983).
5. Plunien G., Müller B., Greiner W. Phys. Rep., 134, 87 (1986).
6. Brown L. S., MacLay G. J. Phys. Rev., 184, 1272 (1969).
7. Milton K. A., De Raad L. L., Schwinger J. Ann. Phys., 115, 383 (1978).
8. Brevik I., Kolbenstvedt H. Can. J. Phys., 62, 805 (1984).
9. Григорян Л. Ш., Саарян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 3 (1987).
10. Deutsch D., Candelas P. Phys. Rev., D20, 3063 (1979).
11. Саарян А. А. Изв. АН АрмССР, Математика, 22, 181 (1987).
12. De Raad L. L., Milton K. A. Ann. Phys., 136, 229 (1981).

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՒՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ-ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԹԵՆԶՈՐԻ ՎԱԿՈՒՈՒՄՅԱՅԻՆ ՄԻՋԷՆՆԵՐԸ ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴԻՉ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՆԵՐՍՈՒՄ ԵՎ ԴՐՍՈՒՄ

Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ

Գտնված են վերանորմավորված էներգիայի-իմպուլսի թենզորի բաղադրիչների վակուումային միջինները իդեալական հաղորդիչ գլանային մակերևույթի ներսում և դրսում: Ցույց է տրված, որ այդ մեծությունները բավարարում են անընդհատական հավասարմանը: Բերված են դրանց թվային հաշվարկների արդյունքները: Վակուումի էներգիայի խտությունը գլանային մակերևույթի ներսում բացասական է, իսկ դրսում՝ դրական: Ռադիալ ճնշումը ամենուրեք բացասական է: Ցույց է տրված, որ վակուումային ճնշումը առանցքի ուղղությամբ հավասար է էներգիայի խտությանը հակառակ նշանով:

VACUUM EXPECTATION VALUES OF THE ENERGY-MOMENTUM TENSOR OF ELECTROMAGNETIC FIELD INSIDE AND OUTSIDE THE CYLINDRICAL SURFACE OF A PERFECT CONDUCTOR

A. A. SAHARYAN

The renormalized vacuum expectation values of the energy-momentum tensor inside and outside the cylindrical surface of a perfect conductor are calculated. The

components of this tensor are shown to satisfy the continuity equation. Results of numerical calculations are presented. The vacuum energy density is negative inside the cylindrical surface and is positive outside it. The radial pressure is negative everywhere. The vacuum pressure in the axial direction is shown to be equal to the energy density with opposite sign.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 136—140 (1988)

УДК 535.371:373

МЕХАНИЗМЫ НАРУШЕНИЯ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ

А. С. АГАБЕКЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 3 марта 1987 г.)

Исследована динамика образования и нарушения когерентности переноса энергии под воздействием различных релаксационных процессов при безызлучательном переносе энергии электронного возбуждения между двумя примесными ионами в твердотельной матрице.

Физические механизмы, сохраняющие фазовую когерентность процессов, имеют много интересных проявлений в различных областях физики. В безызлучательном переносе энергии электронного возбуждения наиболее хорошо изучены спектроскопические проявления когерентности. Менее изучены временные проявления как в теории экситонов, так и в резонансном переносе энергии между примесными ионами в различных средах. До сих пор довольно расплывчато определено само понятие когерентности при переносе энергии, неточно разграничены когерентные и некогерентные процессы и не выяснена полностью роль релаксационных процессов в нарушении когерентности переноса энергии.

Целью настоящей работы является исследование динамики образования и нарушения когерентности процесса переноса энергии под воздействием различных релаксационных процессов при переносе энергии между двумя примесными ионами в твердотельной матрице.

Существует несколько подходов к теоретическому описанию процесса переноса энергии [1—3]. Один из них связан с использованием уравнения Шредингера для амплитуд вероятностей возбужденных состояний донора и акцептора с феноменологически введенными временами жизни состояний [1]. Такое описание оказалось неполным, так как не позволило учесть фазовую релаксацию состояний. В другом подходе раздельное введение времен жизни и фазовой релаксации ионов в уравнения для матрицы плотности процесса позволило выделить предельные физические процессы переноса энергии вместе с критериями их применимости [2].

Понятие когерентности процесса обычно связывается с недиагональ-

components of this tensor are shown to satisfy the continuity equation. Results of numerical calculations are presented. The vacuum energy density is negative inside the cylindrical surface and is positive outside it. The radial pressure is negative everywhere. The vacuum pressure in the axial direction is shown to be equal to the energy density with opposite sign.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 136—140 (1988)

УДК 535.371:373

МЕХАНИЗМЫ НАРУШЕНИЯ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ

А. С. АГАБЕКЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 3 марта 1987 г.)

Исследована динамика образования и нарушения когерентности переноса энергии под воздействием различных релаксационных процессов при безызлучательном переносе энергии электронного возбуждения между двумя примесными ионами в твердотельной матрице.

Физические механизмы, сохраняющие фазовую когерентность процессов, имеют много интересных проявлений в различных областях физики. В безызлучательном переносе энергии электронного возбуждения наиболее хорошо изучены спектроскопические проявления когерентности. Менее изучены временные проявления как в теории экситонов, так и в резонансном переносе энергии между примесными ионами в различных средах. До сих пор довольно расплывчато определено само понятие когерентности при переносе энергии, неточно разграничены когерентные и некогерентные процессы и не выяснена полностью роль релаксационных процессов в нарушении когерентности переноса энергии.

Целью настоящей работы является исследование динамики образования и нарушения когерентности процесса переноса энергии под воздействием различных релаксационных процессов при переносе энергии между двумя примесными ионами в твердотельной матрице.

Существует несколько подходов к теоретическому описанию процесса переноса энергии [1—3]. Один из них связан с использованием уравнения Шредингера для амплитуд вероятностей возбужденных состояний донора и акцептора с феноменологически введенными временами жизни состояний [1]. Такое описание оказалось неполным, так как не позволило учесть фазовую релаксацию состояний. В другом подходе раздельное введение времен жизни и фазовой релаксации ионов в уравнения для матрицы плотности процесса позволило выделить предельные физические процессы переноса энергии вместе с критериями их применимости [2].

Понятие когерентности процесса обычно связывается с недиагональ-

ными элементами матрицы плотности ρ_{mn} , а мерой степени когерентности является величина [4]

$$g_{mn} = |\rho_{mn}| / (\rho_{mm} \rho_{nn})^{1/2},$$

меняющаяся от единицы (полная когерентность) до нуля (полная некогерентность). Когерентность при переносе энергии связана с сохранением постоянной разности фаз волновых функций состояний донора и акцептора в паре. Продольная релаксация (излучательная и безызлучательная) не приводит к нарушению фаз волновых функций. Вследствие этого первоначально чистый ансамбль пар продольной релаксацией не смешивается. Наличие фазовой релаксации существенным образом меняет описанную картину. Фазовая релаксация смешивает за время релаксации первоначально чистый ансамбль.

Исследуем возможность полного описания процесса переноса энергии, исходя из уравнения Шредингера для амплитуд вероятности состояний. В таком подходе вначале при помощи уравнений для амплитуд, содержащих времена продольной релаксации, исследуется перенос энергии в одной паре ионов, затем вводится механизм фазовой релаксации, исследуется динамика образования под ее воздействием смешанного ансамбля пар и решения для одной пары усредняются по всему ансамблю. Проведение предлагаемой процедуры возможно только для первоначально чистого ансамбля пар. Перенос энергии в смешанном ансамбле (или для пары в смешанном состоянии) с самого начала необходимо рассматривать, как обычно, с помощью матрицы плотности [2].

Поскольку пониманию любого физического процесса лучше всего способствует исследование предельных ситуаций, ниже ограничимся рассмотрением предельных случаев переноса энергии.

Исследование процесса переноса энергии в паре ионов проводилось в большом числе работ [1, 2, 5, 6] в условиях отсутствия фазовой релаксации. Было показано, что имеется два четко выраженных предельных случая: $\tau_1^{-1}, V \ll \tau_2^{-1}$ и $V \gg \tau_1^{-1}, \tau_2^{-1}$, где V — матричный элемент кулоновского взаимодействия между ионами, τ_1 и τ_2 — времена жизни состояний 1 (донор возбужден, акцептор не возбужден) и 2 (донор не возбужден, акцептор возбужден). В первом случае вследствие сильного затухания акцептора осцилляции населенностей подавлены, но процесс переноса является когерентным (слабый когерентный перенос). Во втором случае для вероятностей возбуждения состояний 1 и 2 при произвольных начальных условиях в момент времени t_i имеем [1, 2]

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \exp[-(t-t_i)/\tau] |A_i + B_i \cos[2V(t-t_i) + \varphi_i]|, \\ \rho_{22} &= \exp[-(t-t_i)/\tau] |A_i - B_i \cos[2V(t-t_i) + \varphi_i]|, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\tau^{-1} = (\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1})/2$, а каждая из констант A_i , B_i и φ_i является функцией начальных условий. Это — предельный случай сильного когерентного переноса при отсутствии фазовой релаксации.

Введем механизм «столкновений», адиабатически сбивающий фазу волновой функции ионов. В одиночном ионе нарушение фазы уширяет линию излучения [7]; для пары взаимодействующих ионов этот механизм

должен привести к нарушению когерентности взаимодействия. Возьмем наиболее простой из механизмов столкновений, используемый в ударной теории уширения Лоренца [7]. Этот механизм является упрощенным аналогом адиабатического уширения в твердом теле из-за взаимодействия ионов с колебаниями решетки. Для получения, например, температурной зависимости ширины линии процесса переноса энергии в кристалле следовало бы провести усреднение (1) по каноническому распределению Гиббса. Однако для иллюстрации предложенного описания переноса энергии столкновительная модель уширения линии (сводящаяся к усреднению по распределению Пуассона) является вполне удовлетворительной.

Пусть после каждого столкновения пара ионов полностью утрачивает память о фазе; функция распределения по фазам $f(\varphi_i) = \text{const}$. Если также считать процессы столкновения донора и акцептора с окружением пуассоновскими и взаимонезависимыми и обозначить времена их «свободного пробега» соответственно через γ_1^{-1} и γ_2^{-1} , то время фазовой релаксации процесса будет определяться величиной $\gamma^{-1} = (\gamma_1 + \gamma_2)^{-1}$.

Закон распределения столкновений по временам t_i имеет вид

$$d\Phi(t_{i+1}, t_i) = \gamma \exp[-\gamma(t_{i+1} - t_i)] dt_{i+1}, \quad (2)$$

где $d\Phi$ — вероятность столкновения в момент времени t_{i+1} , если предыдущее столкновение произошло в момент t_i . Столкновение любого из ионов в паре приводит к изменению случайным образом всех констант A_i , B_i и φ_i . Условие адиабатичности столкновений (сшивка решений ρ_{11} и ρ_{22} в момент столкновения t_i) оставляет в формуле (1) случайный параметр — фазу φ_i .

Считая, что столкновения в k -паре происходят в моменты времени $t_1, t_2, \dots, t_k$, из (1) для $\rho_{11}^{(k)}$ ($\rho_{22}^{(k)}$ вычисляется аналогично) после k -того столкновения получаем

$$\rho_{11}^{(k)} = \frac{1}{2} \exp(-t/\tau) \left\{ 1 + \prod_{i=1}^k \frac{\cos[2V(t_i - t_{i-1}) + \varphi_{i-1}]}{\cos \varphi_{i-1}} \cos[2V(t - t_k) + \varphi_k] \right\} \quad (3)$$

где φ_i — фаза после i -того столкновения. Полагается, что ансамбль стартует в момент $t_0 = 0$ из чистого состояния ($\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 0$).

Усреднение по ансамблю пар включает вычисление средних по двум независимым случайным величинам t_i и φ_i с соответствующими функциями распределения и последующее суммирование по всевозможным реализациям столкновений. После усреднения по φ_i получаем

$$\langle \rho_{11}^{(k)} \rangle = \frac{1}{2} \exp(-t/\tau) \left\{ 1 + \prod_{i=1}^k \cos[2V(t_i - t_{i-1})] \cos[2V(t - t_k)] \right\}. \quad (4)$$

Усреднение по t_i для донора в паре дает

$$\begin{aligned} \langle\langle \rho_{11}^{(k)} \rangle\rangle &= \frac{1}{2} \gamma^k \exp(-t/\tau) \exp(-\gamma t) \int_0^t dt_k \int_0^{t_k} dt_{k-1} \dots \int_0^{t_2} dt_1 \times \\ &\times \{1 + \cos 2Vt_1 \cos[2V(t_2 - t_1)] \dots \cos[2V(t_k - t_{k-1})] \cos[2V(t - t_k)]\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Значение ρ_{11} для всего ансамбля в момент времени t получается суммированием по k . Сумма $\sum_k^n \langle \rho_{11}^{(k)} \rangle$ для $n \gg 1$ легко вычисляется с помощью преобразования Лапласа для интегральной свертки оригиналов. Рассмотрим возможные предельные случаи. При $V \gg \gamma$, когда

$$\begin{aligned}\rho_{11} &= \frac{1}{2} \exp(-t/\tau) [1 + \exp(-\gamma t/2) \cos 2Vt], \\ \rho_{22} &= \frac{1}{2} \exp(-t/\tau) [1 - \exp(-\gamma t/2) \cos 2Vt],\end{aligned}\quad (6)$$

мы имеем дело с процессом сильного когерентного переноса с учетом слабой фазовой релаксации. В случае $V \ll \gamma$ все процессы сбой фаз из-за столкновений происходят задолго до начала процесса затухания, $\gamma \gg \tau_1^{-1}, \tau_2^{-1}$, и для времен $t \ll \tau_1^{-1}, \tau_2^{-1}$ можно рассматривать уравнения, описывающие перенос энергии без введения времен затухания τ_1 и τ_2 . Проведя усреднение и суммирование, нетрудно убедиться, что ρ_{11} и ρ_{22} удовлетворяют уравнениям баланса. Для произвольных t в уравнении баланса необходимо ввести времена релаксации τ_1 и τ_2 . Тогда

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{11} &= -\rho_{11}(W + 1/\tau_1) + \rho_{22}W, \\ \dot{\rho}_{22} &= \rho_{11}W - \rho_{22}(W + 1/\tau_2),\end{aligned}\quad (7)$$

где $W = 2V^2/\gamma$ — скорость переноса энергии от донора к акцептору и обратно при большой фазовой релаксации.

Решения уравнений баланса (7) при $W \gg \tau_1^{-1}, \tau_2^{-1}$ описывают предельный случай сильного некогерентного переноса энергии, а при $\tau_1^{-1}, W \ll \tau_2^{-1}$ — случай слабого некогерентного переноса энергии, в полном соответствии с [2].

Остановимся подробнее на процессе слабого переноса. Хотя кинетика населенностей для слабого переноса одинакова для когерентного и некогерентного случаев, механизм образования понятия «скорости переноса энергии» в обоих случаях различен. При когерентном слабом переносе энергии этот механизм является «релаксационным» — сильное демпфирование акцептора не позволяет развиваться осцилляциям возбуждения. В случае некогерентного слабого переноса действие механизма вызвано столкновительными процессами, расфазирющими процесс.

Представляется полезной интерпретация когерентности процессов переноса энергии с точки зрения чистых и смешанных ансамблей. Если в начале процесса переноса энергии при $t=0$ ансамбль пар является по фазе чистым, то смешивание ансамбля происходит в течение фазовой релаксации, в результате чего при соответствующих значениях параметров задачи перенос может стать некогерентным. Возможны, однако, другие, не связанные с фазовой релаксацией, механизмы образования смешанного по фазам ансамбля, нарушающие когерентность процесса. Такой ансамбль создается, например, в случае, когда «начальное состояние» пары для переноса энергии готовится в результате прихода возбуждения (за время

T) на рабочий уровень донора с его верхних возбужденных состояний [8]. В случае, когда $T^{-1} \gg V$, к началу процесса переноса образуется чистый по фазе ансамбль пар. В обратном случае образуется смешанный ансамбль. Смешивание в таком ансамбле связано с отсутствием полной информации о том, в какое из ряда чистых по фазе состояний приходит произвольная пара из ансамбля при стохастической (например по экспоненциальному закону) релаксации возбуждения с верхних уровней донора. Даже при полном отсутствии релаксации возбужденных состояний, откуда идет перенос энергии, процесс в смешанном ансамбле некогерентен, несмотря на полную когерентность процесса в отдельно взятой паре [8].

В заключение коротко перечислим результаты, полученные в работе.

1. Предложен новый подход для полного описания процесса переноса энергии, использующий уравнение Шредингера. Такой подход позволяет учесть фазовую релаксацию только после получения относительно простого решения уравнений для амплитуд без введения аппарата матрицы плотности.

2. С единой точки зрения чистых и смешанных ансамблей объяснен механизм и исследована динамика образования и нарушения когерентности переноса энергии из-за фазовой релаксации и времени приготовления системы.

3. Предложена классификация предельных случаев резонансного переноса энергии, включающая четыре физических процесса: слабый и сильный когерентный и некогерентный процессы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гамурарь В. Я., Перлин Ю. Е., Цукерблат Б. С. ФТТ, 11, 1193 (1969).
2. Агабекян А. С., Меликян А. О. Опт. и спектр., 32, 288 (1972).
3. Сафарян Ф. П., Крушинский Л. Л. В сб. «Передача энергии в конденсированных средах», Ереван, 1970, с. 45.
4. Файн В. М. Фотоны и нелинейные среды. Изд. Сов. радио, М., 1972.
5. Буриштейн А. И. Автометрия, 5, 65 (1978); 6, 72 (1978).
6. Агабекян А. С. Хим. физика, 5, 583 (1986).
7. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. Изд. физ.-мат. лит., М., 1963.
8. Agabekyan A. S. Phys. Stat. Sol. (b), 118, 51 (1983)

ԿՈՀԵՐԵՆՏՈՒԹՅԱՆ ԽԱՆՏՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄՆԵՐԸ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ
Ա. Ս. ԱԳԱԲԵԿՅԱՆ

Հետազոտված է տարբեր ռելաքսացիոն պրոցեսների ազդեցությունը էներգիայի ռեզոնանսային կոհերենտ և ոչ կոհերենտ փոխանցման վրա: Դիտարկված է էներգիայի մարման և ֆազային ռելաքսացիայի դերը:

MECHANISMS OF COHERENCE VIOLATION IN RESONANT ENERGY TRANSFER

A. S. AGABEKYAN

The influence of different relaxation processes on the dynamics of nonradiative coherent and incoherent resonant energy transfer is investigated.

УДК 533.92

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ КОНСТАНТ ИОНИЗАЦИИ И ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМОВ ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ИОНИЗАЦИОННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ТАУНСЕНДА В СМЕСЯХ ГАЗОВ

Р. В. ЧИФЛИКЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 сентября 1986 г.)

Предлагается метод восстановления констант скоростей ионизации и возбуждения атомов инертных газов из экспериментов по измерению первого ионизационного коэффициента Таунсенда в смесях газов. В основе метода лежит предположение о том, что средняя энергия электронов является единственной и однозначной характеристикой констант; при этом отпадает необходимость в решении кинетического уравнения. Сравнение с другими работами указывает на справедливость такого предположения.

Зависимости констант скоростей прямой ионизации (K_i), возбуждения первого метастабильного уровня (K_b) и ассоциативной ионизации (K_a) атомов инертных газов от приведенной напряженности электрического поля представляют как научный, так и прикладной интерес [1]. Последовательный расчет констант скоростей затруднен из-за необходимости машинного решения уравнения Больцмана с недостаточно хорошо известными сечениями упругих и неупругих электрон-атомных соударений. Информация о K_i и K_b из прямых экспериментов по измерению этих констант практически отсутствует из-за сильного влияния других каналов ионизации [2].

В этих условиях представляет интерес предлагаемый метод определения зависимости K_i , K_b от E/N и оценки K_a , основанный на обработке экспериментов по измерению первого ионизационного коэффициента Таунсенда α/N в инертных газах с малой варьируемой добавкой молекулярного газа [3] (α — число пар ионов, образованных на 1 см пути в направлении поля E , N — плотность газа). Предполагается, что средняя энергия электронов $\bar{\epsilon}_e$ является единственным параметром, определяющим вид функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), а потому и констант. Вариации плотности добавки при одном и том же отношении E/N приводят к соответствующему изменению $\bar{\epsilon}_e$, и фактически задача сводится к пересчету $\bar{\epsilon}_e$ для данной смеси. В частности, применимость такого подхода для определения α/N в смесях молекулярных газов по аналогичным отношениям α/N , экспериментально измеренным в одноксипонентных газах, составляющих данную смесь, рассматривалась в [4]. Более подробно условия применимости указанного подхода к расчету некоторых кинети-

ческих коэффициентов без непосредственного решения уравнения Больцмана рассматриваются в [5].

Для восстановления констант K_i и K_b проводилось сравнение с экспериментом [3]. В этой работе измерялся второй ионизационный коэффициент Таунсенда в смесях $He+H_2$ и $Ne+H_2$ в интервале $E/N = 10-300$ Тд (10 значений) и $p = N_m/N_a = 0-1$ (5 значений). Здесь и далее N_m, N_a — соответственно плотности молекулярного и инертного газов. Давление в смеси варьировалось в зависимости от отношения E/N в пределах 10—50 Торр. Ограничим наше рассмотрение экспериментами с малыми добавками водорода к гелию ($p = 0, 10^{-4}, 10^{-3}$), чтобы выполнялось вышеприведенное условие об однозначном определении ФРЭЭ средней энергией электронов.

Уравнения баланса для плотностей электронов (N_e) и метастабильных атомов гелия (N_a^*) с учетом основных процессов, происходящих в среде, имеют следующий вид:

$$\partial_t N_e = K_i N_a N_e + K_n N_a^* N_m + K_a N_a^* N_a, \quad (1)$$

$$\partial_t N_a^* = K_b N_a N_e - K_n N_a^* N_m - K_a N_a^* N_a - \frac{N_a^*}{\tau}.$$

Здесь K_n и K_a — соответственно константы пеннинговской и ассоциативной ионизации, τ — эффективное время жизни N_a^* с учетом гибели их на стенках. Влиянием ступенчатых процессов и амбиполярной диффузии пренебрегаем из-за малой плотности электронов.

В предположении приближенного выполнения условия квазистационарности для N_a^* из системы (1) для первого ионизационного коэффициента Таунсенда α/N получаем выражение

$$\frac{\alpha}{N} = \frac{1-p}{w_{др}} \left\{ K_i + K_b (1 + (N\tau)^{-1} [K_n p + K_a (1-p)]^{-1})^{-1} \right\}, \quad (2)$$

где $w_{др}(E/N)$ — дрейфовая скорость электронов в данной смеси. В частном случае, когда $p=0$, формула (2) переходит в выражение, содержащееся в [6], а при $p=0$ и $K_b=0$ получается известное выражение для α/N [1]. Следует отметить, что используемый метод извлечения информации о K_i и K_b не проходит при $p=0$, так как необходима информация об α/N при одинаковых E/N , но разных p .

Исходя из резкой зависимости α/N от p [3], перепишем (2) в виде, удобном для дальнейшего сравнения с экспериментом:

$$L_n = K_i(T_e) + K_b(T_e) Z [K_n p + K_a (1-p)], \quad (3)$$

где

$$L_n = \frac{\delta_n(E/N) w_{др}(T_e)}{1,1 \cdot 10^{10} \frac{1}{1-p}}, \quad Z = N\tau, \quad p = \frac{N_m}{N_a}.$$

Здесь δ_n — измеренные значения второго ионизационного коэффициента, зависящие от E/N [3], а $T_e = 2/3 \bar{\epsilon}_e$.

Прежде чем перейти к конкретному расчету констант по формуле (3), необходимо пересчитать экспериментальные результаты [3], пользуясь

методикой [5]. Первоначальные значения $\delta_{nm}[(E/N)_n, p_m]$, где $1 \leq n \leq 10$, $1 \leq m \leq 4$, записываем в виде $\delta'_{nm}[(T_e)_{nm}, p_m]$. Затем с помощью интерполяционных формул составляем окончательную таблицу $\delta''_{nm}[(T_e)_n, p_m]$, с помощью которой будем восстанавливать K_i, K_b . Аналогичным образом производится пересчет дрейфовой скорости электронов.

а) Расчет K_b . Для значений $p=0, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ при T_e от 3,5 до 14 эВ из выражения (3) получаем связь

$$\frac{K_b(T_{e,n})}{K_b(T_{e,n+1})} = \frac{L_n^{(1)} - L_n^{(2)}}{L_{n+1}^{(1)} - L_{n+1}^{(2)}} = \mu_{n,n+1}, \quad (4)$$

где верхние индексы при L относятся к разным p , а нижние индексы — к разным T_e . Правые части (4) определяются по обработанным значениям L_n с учетом усреднений по всем p . Результаты зависимостей $K_b(T_e)/K_b(T_{e,0})$ как функций от T_e (E/N) приводятся в табл. 1. Видно, что полученные значения $K_b(T_e)/K_b(T_{e,0})$ растут почти в 2 раза медленнее, чем соответствующие теоретические значения [2].

Таблица 1

Зависимость отношения константы возбуждения нижних метастабильных уровней атома гелия к константе возбуждения при $T_e = 3,5$ эВ как функции от T_e .

T_e (эВ)	3,5	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	10
$\frac{K_b(T_e)}{K_b(T_{e,0})}$	1	3,1	7,8	17	31	62	162

б) Расчет K_i . Выбираем какое-то определенное значение p и для трех различных T_e получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{L_n - K_i(T_{e,n})}{L_{n+1} - K_i(T_{e,n+1})} = \mu_{n,n+1}, \quad (5)$$

где $n = 1, 2, 3$. Подставляем в (5) аппроксимацию K_i параболой и решаем полученную систему уравнений относительно трех коэффициентов. В табл. 2 приводятся восстановленные абсолютные значения K_i . Завышенные значения K_i , согласно [2], по-видимому, объясняются тем, что в определение K_i дополнительный вклад вносит также ассоциативная ионизация, важность учета которой указывалась в [6].

Таблица 2

Зависимость константы скорости ионизации K_i атома гелия от приведенной напряженности электрического поля E/N и T_e .

T_e (эВ), E/N (ТэА)	7,0	60	7,9	90	10	150
$K_{i, \text{восст}} (\text{см}^3/\text{с}) \cdot 10^{11}$	3,0		12,4		61	
$K_i (\text{см}^3/\text{с}) \cdot 10^{11}$ [2]	8,0		22,0		90	

в) Расчет K_a . Выбирая $p=0$ и $p=10^{-4}$, из выражения (3) получаем, что $K_a/K_p \approx \sigma_a/\sigma_p < (L_0/L_1) \cdot 10^{-4}$. Но $K_p \approx 4 \cdot 10^{-11}$ см³/с [7], $\sigma_p \sim 10^{-15}$ см². Следовательно, $\sigma_a \lesssim 10^{-20}$ см² = 0,01 Å². Это означает, что ассоциативная ионизация, возможно, идет из состояния 3^3S , но не из 3^1D , 3^1P , 3^3D , 3^3P , 3^1S , для которых $\sigma_a \gg 10^{-2}$ Å² [7].

Применимость данного подхода лимитируется условием $(m/M) \cdot \nu_{ee}(I_i)/\nu_{ea}(I_i) \ll 1$, характеризующим влияние межэлектронных соударений на высокоэнергетическую часть ФРЭЭ, которая вносит основной вклад в константу ионизации. Здесь ν_{ee} , ν_{ea} — частоты межэлектронных и электрон-атомных соударений, m , M — соответственно массы электрона и атома, I_i — потенциал ионизации атома инертного газа. В реальных условиях разряда вышеприведенное условие имеет приближенный вид $N_e/N_a \lesssim 10^{-9} - 10^{-10}$, где N_e/N_a — относительная степень ионизации плазмы.

Сравнение восстановленных констант с константами, полученными из других работ, указывает на малую погрешность предположения об однозначном определении констант средней энергией электронов. Данную методику, по-видимому, можно применять для других смесей инертных и молекулярных газов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Основы физики газоразрядных процессов. Изд. Наука, М., 1980.
2. Dutton J. J. Phys. Chem. Ref. Data, 4, 577 (1975).
3. Ghanin L. M., Rork C. D. Phys. Rev., A135, 71 (1964).
4. Елещкий А. В., Чифликян Р. В. Тезисы докладов II Всесоюзного семинара по элементарным процессам в плазме электроотрицательных газов, Ереван, 1984, с. 24.
5. Бычков В. А., Елещкий А. В., Смирнов Б. М. В сб.: «Химия плазмы», п/р Б. М. Смирнова. Энергоиздат, М., 1983, вып. 10, с. 146.
6. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. Атомиздат, М., 1975.
7. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы. Изд. Наука, М., 1982.

ԳԱԶԵՐԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐՈՒՄ ՏԱՌԻՆՍԵՆԴԻ ԻՈՆԻԶԱՑԻԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՉԱՓՈՒՄՆԵՐԻՑ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԳՐԳՈՒՄԱՆ ԵՎ ԻՈՆԻԶԱՑԻԱՑԻ ՉԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐԻ ՎԵՐԱԿԱՆԳՄԱՆ ՄԵԹՈԴ

Ռ. Վ. ՉԻՖԼԻԿՅԱՆ

Առաջարկվող մեթոդի հիմքում ընկած է այն ենթադրությունը, որ էլեկտրոնների միջին էներգիան հանդիսանում է փերմիտի հաստատունների միայնակ և միարժեք բնութագրիչ: Այդ դիպքում ավելորդ է դառնում բուցմանի հավասարումը լուծելու անհրաժեշտությունը: Մյուս նմանատիպ և տվյալ աշխատանքի արդյունքների համեմատումը ի հայտ է բերում վերջինիս հիմքում ընկած մեթոդի իրավացիությունը:

A METHOD FOR RECONSTRUCTION OF IONIZATION AND EXCITATION CONSTANTS OF ATOMS FROM MEASUREMENTS OF TOWNSEND IONIZATION COEFFICIENTS IN GAS MIXTURES

R. V. CHIFLIKYAN

The proposed method is based on the assumption, that the average energy of electrons is, presumably, the only single-valued parameter, determining the form of

УДК 535.312

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПРОТЕКАНИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СИСТЕМЕ $Cu-ZnO$

А. Г. САРКИСЯН, В. М. АРУТЮНЯН, К. Г. БЕГОЯН, А. Р. МАИЛЯН,
М. А. МНАЦАКАНЯН, М. Р. МИКАЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 марта 1987 г.)

Исследованы электрические свойства и спектры оптического отражения в диапазоне длин волн 0,3—0,8 мкм образцов случайно-неоднородной смеси металл-полупроводник $Cu-ZnO$. Обнаружено, что в длинноволновой области спектра (0,5—0,8 мкм) пороги протекания для электропроводности и отражения света совпадают и равны 20 об. % меди. В коротковолновой области (0,3—0,5 мкм) в образцах, содержащих от 20 до 30 об. % меди, спектр отражения определяется полупроводниковой фазой, хотя электропроводность имеет металлический характер. Дана качественная интерпретация наблюдаемого на эксперименте различия порогов протекания в оптическом смысле в коротковолновой и длинноволновой областях спектра.

В последнее время уделяется значительное внимание теоретическому и экспериментальному изучению явления переноса в неоднородных средах. Для понимания физических явлений в неоднородных системах проявляется растущий интерес к применению теории протекания. Однако многие важные утверждения этой теории остаются недоказанными, много и неясных вопросов, что связано с небольшим числом работ в этой области, особенно экспериментальных.

В работах [1, 2] в диапазоне длин волн 5—45 мкм исследованы спектры отражения в случайно-неоднородных системах металл-диэлектрик; результаты этих работ не согласуются с выводами теории протекания. В настоящей работе с целью выявления особенностей протекания в высокочастотном диапазоне исследуется спектр отражения случайно-неоднородной двухфазной системы $Cu-ZnO$ вблизи основной полосы поглощения ZnO в зависимости от соотношения фаз.

Для изготовления двухфазных образцов системы $Cu-ZnO$ исходными материалами служили порошки меди и ZnO . Средний размер частиц порошка меди составлял 20 мкм, а порошка ZnO — 5 мкм. Смеси различного состава получались сухим тщательным перемешиванием. Смеси порошков меди и ZnO , взятые в определенных процентных (объемных) соотношениях, брикетировались и спекались в вакууме при температуре 1000°С в течение 2 часов.

УДК 535.312

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПРОТЕКАНИЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СИСТЕМЕ $Cu-ZnO$

А. Г. САРКИСЯН, В. М. АРУТЮНЯН, К. Г. БЕГОЯН, А. Р. МАИЛЯН,
М. А. МНАЦАКАНЯН, М. Р. МИКАЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 марта 1987 г.)

Исследованы электрические свойства и спектры оптического отражения в диапазоне длин волн 0,3—0,8 мкм образцов случайно-неоднородной смеси металл-полупроводник $Cu-ZnO$. Обнаружено, что в длинноволновой области спектра (0,5—0,8 мкм) пороги протекания для электропроводности и отражения света совпадают и равны 20 об. % меди. В коротковолновой области (0,3—0,5 мкм) в образцах, содержащих от 20 до 30 об. % меди, спектр отражения определяется полупроводниковой фазой, хотя электропроводность имеет металлический характер. Дана качественная интерпретация наблюдаемого на эксперименте различия порогов протекания в оптическом смысле в коротковолновой и длинноволновой областях спектра.

В последнее время уделяется значительное внимание теоретическому и экспериментальному изучению явления переноса в неоднородных средах. Для понимания физических явлений в неоднородных системах проявляется растущий интерес к применению теории протекания. Однако многие важные утверждения этой теории остаются недоказанными, много и неясных вопросов, что связано с небольшим числом работ в этой области, особенно экспериментальных.

В работах [1, 2] в диапазоне длин волн 5—45 мкм исследованы спектры отражения в случайно-неоднородных системах металл-диэлектрик; результаты этих работ не согласуются с выводами теории протекания. В настоящей работе с целью выявления особенностей протекания в высокочастотном диапазоне исследуется спектр отражения случайно-неоднородной двухфазной системы $Cu-ZnO$ вблизи основной полосы поглощения ZnO в зависимости от соотношения фаз.

Для изготовления двухфазных образцов системы $Cu-ZnO$ исходными материалами служили порошки меди и ZnO . Средний размер частиц порошка меди составлял 20 мкм, а порошка ZnO — 5 мкм. Смеси различного состава получались сухим тщательным перемешиванием. Смеси порошков меди и ZnO , взятые в определенных процентных (объемных) соотношениях, брикетировались и спекались в вакууме при температуре 1000°С в течение 2 часов.

Пористость спеченных образцов, определяемая по отношению их плотности к расчетной, не превышала 5%, что позволяло считать систему двухфазной. Полученные образцы представляли собой цилиндры диаметром 10 мм и высотой 15 мм, из которых нарезались таблетки, имеющие толщину 1—2 мм. Описанным выше методом изготавливались двухфазные по всему разрезу $Cu-ZnO$ образцы. Средний размер зерен был близок к 20 мкм.

Исследовалась электропроводность σ изготовленных образцов в зависимости от объемной доли

$$X = \frac{V_{Cu}}{V_{Cu} + V_{ZnO}}$$

металлической фазы, V_{Cu} , V_{ZnO} — соответственно объемные доли меди и ZnO в образцах. При $X = 0,2$ наблюдалось резкое увеличение электропроводности (рис. 1), что, видимо, является порогом протекания в исследуемой системе. Это хорошо согласуется с выводами теории протекания [3]. На приведенной кривой можно выделить 2 участка: участок, характеризующий металлической проводимостью, и участок с полупроводниковой проводимостью. В области металлической проводимости образцы подобны «грязному» металлу, электропроводность которого изменяется с ростом концентрации примесей, оставаясь, однако, достаточно высокой. В области полупроводниковой проводимости электропроводность в целом определяется электропроводностью ZnO .

Исследовалась температурная зависимость электропроводности образцов системы $Cu-ZnO$ в интервале температур от 300 до 600 К. Образцы, содержащие от 18 об.% металлической фазы, проявляли полуметаллический характер, что характерно для частично восстановленного ZnO .

Образцы, содержащие более 20 об.% металлической фазы, проявляли металлический характер. Для образцов из переходной области вблизи критической точки (порога протекания), т. е. содержащих от 18 до 20 об.% металлической фазы, не удалось обнаружить какое-либо закономерное изменение электропроводности с температурой.

Для измерения оптического отражения образцов поверхность образцов обрабатывалась описанным в [2] способом. Измерение спектральных зависимостей коэффициента отражения проводилось с помощью монохроматора от спектрометра СФД-2. Отраженный от поверхности сигнал преобразовывался с помощью ФЭУ-18, с выхода которого сигнал усиливался электрометрическим усилителем У5-7 и записывался на самописце. Некоторые из полученных спектров отражения приведены на рис. 2.

Спектр отражения чистого ZnO (кр. 1) имеет максимум при $\lambda_{max} = 0,38$ мкм, что соответствует экситонной зоне ZnO [4]. Увеличение концентрации металлической фазы (Cu) до 20% не приводит к существенному изменению спектра — незначительно увеличивается сигнал в длинноволновой области (кр. 2). Начиная с концентрации 20 об.% меди ($X = 0,2$) длинноволновое плечо резко возрастает (кр. 3, 4) и при 30 об.% Cu в коротковолновой области пик не проявляется (кр. 5). Спектр становится аналогичным спектру отражения Cu . В длинноволновой области спектра (0,5—0,8 мкм) при $X \geq 0,2$ спектр отражения образцов носит металлический характер (совпадает со спектром отражения Cu), т. е. в

этой области длин волн порог протекания в оптическом смысле полностью совпадает с порогом протекания электропроводности. Образцы, содержащие до 30 об. % Cu , в диапазоне длин волн 0,3—0,5 мкм имеют спектры отражения, не отличающиеся друг от друга и от спектра ZnO . Образцы, содержащие 30 и более объемных процентов меди, в этом диапазоне длин волн имеют спектры отражения, не отличающиеся от спектра отражения меди.

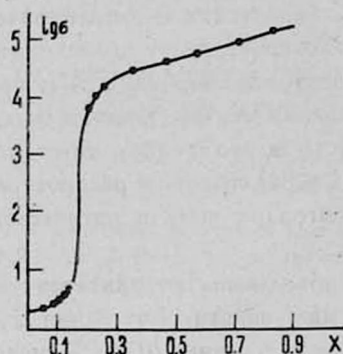


Рис. 1. Зависимость удельной электропроводности образцов Cu-ZnO от объемной доли металлической фазы.

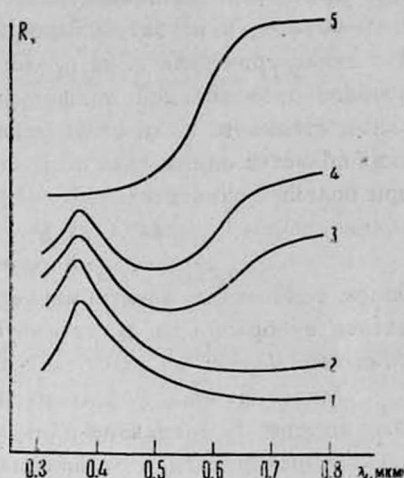


Рис. 2. Спектры отражения образцов системы Cu-ZnO для составов: 1 — чистый ZnO ; 2 — 10% Cu ; 3 — 20% Cu ; 4 — 25% Cu ; 5 — 30% Cu .

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в образцах, содержащих от 20 до 30 об. % меди; хотя электропроводность имеет металлический характер, спектры отражения в области длин волн 0,3—0,5 мкм в исследуемой системе определяются полупроводниковой фазой. Аналогичные расхождения порогов протекания по электропроводности и отражению наблюдались авторами [1] при исследовании системы W-LiNbO_3 в интервале длин волн 5—45 мкм. В [1] показано, что при концентрациях W от 20 до 80 об. % образцы обладают металлической проводимостью и спектром отражения, характерным для диэлектрической фазы.

В работе [2] показано, что в отличие от статической проводимости σ в узком диапазоне концентраций вблизи $X_{\text{кр.}} \approx 0,2$ фазовый коэффициент отражения R в широком интервале частот света не имеет особенностей при $X = X_{\text{кр.}}$. Лишь при $X > 0,6$ R и спектр принимают соответственно значение и вид, типичные для металлов.

Экспериментальные результаты противоречат выводам теории эффективной среды и основанной на теории протекания работе, которые предсказывают переход к металлическому характеру оптического отражения при $X \approx X_{\text{кр.}}$. Однако надо отметить, что обе указанные теории справедливы

ливы лишь тогда, когда длина волны λ падающего излучения значительно превосходит характерный размер a неоднородностей. Условие $\lambda \gg a$ не выполняется ни в вышеуказанных работах [1, 2], ни в настоящей работе, так как средний размер зерен (неоднородностей) в исследуемых системах — порядка 20 мкм.

Для объяснения своих экспериментальных результатов авторы работ [1, 2] допускают, что в неоднородной системе металл-диэлектрик существует протекание по диэлектрику, т. е. существуют пути, проходящие через весь образец и не затрагивающие металлических областей. Это означает, что диэлектрическая фаза представляет собой как бы сложную сетку волноводов произвольной конфигурации с хорошо отражающими металлическими стенками. Если статические свойства металлических и диэлектрических областей одинаковы, то протекание по диэлектрику будет происходить при большей относительной концентрации диэлектрика, чем $X_{кр}$, т. е. при концентрации металла $X < 1 - X_{кр}$. При значениях X , не слишком близких к $1 - X_{кр}$, характерный размер «узких мест» в волноводах имеет порядок a . Поэтому электромагнитная волна с $\lambda \leq a$ способна распространяться в образце на достаточную глубину, благодаря чему в оптическом диапазоне частот он ведет себя как диэлектрик.

Однако данная модель не подходит для объяснения результатов наших опытов. В диапазоне длин волн 0,5—0,8 мкм пороги протекания для электропроводности и отражения света совпадают и равны 20 об. % меди. А в диапазоне волн 0,3—0,5 мкм расхождение составляет всего 10%. Расхождение порогов протекания в коротковолновой области спектра (которая близка к основной полосе поглощения ZnO) мы связываем с тем, что в этой области, благодаря большому значению коэффициента поглощения, электромагнитная волна не проходит на глубину более 10 мкм от поверхности, что сравнимо с размерами зерен в исследуемых объектах, т. е. протекание в нашем случае связано с образованием не трехмерного, а двухмерного бесконечного кластера, что, естественно, сдвигает порог протекания в сторону больших значений концентрации меди. В длинноволновой области (0,5—0,8 мкм) электромагнитная волна проходит в глубь образца и, как в случае электропроводности, протекание связано с образованием трехмерного бесконечного кластера, и поэтому пороги протекания в обоих случаях совпадают.

Таким образом, различие порогов протекания (в оптическом смысле) в коротковолновой (0,3—0,5 мкм) и длинноволновой (0,5—0,8 мкм) областях спектра скорее всего связано с различными значениями коэффициента поглощения в указанных областях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вассерман И. А. и др. ФТТ, 24, 3377 (1982).
2. Арутюнян В. М. и др. ФТТ, 28, 2707 (1986).
3. Скад А. С., Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Письма в ЖЭТФ, 17, 522 (1973).
4. Кузьмина Н. П., Никитенко В. А. Окись цинка. Получение и оптические свойства. Изд. Наука, М., 1984.

ՀՈՍՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ $Cu-ZnO$
ՊԱՏԱՀԱԿԱՆ-ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՍՏԵՄՈՒՄ

Ա. Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Կ. Գ. ԲԵԳՅԱՆ,
Ա. Ռ. ՄԱՅԻՅԱՆ, Մ. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ, Գ. Ռ. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ

Ուսումնասիրված են $Cu-ZnO$ պատահական-անհամասեռ խառնուրդի էլեկտրական հատկությունները և $0,3-0,8$ մկմ տիրույթում լույսային ալիքների օպտիկական անդրադարձման սպեկտրները: Հայտնաբերված է էլեկտրահղորդականության հոսունության և $0,3-0,5$ մկմ տիրույթում լույսային ալիքների օպտիկական անդրադարձման հոսունության շեմերի տարամիտում:

INVESTIGATION OF PERCOLATION EFFECT IN RANDOMLY
INHOMOGENEOUS $Cu-ZnO$ SYSTEM

A. G. SARKISYAN, V. M. ARUTYUNYAN, K. G. BEGOYAN,
A. R. MAILYAN, M. A. MNATSAKANYAN, M. R. MIKAELIAN

Electrical properties and optical reflection spectrum in the wavelength range of $0.3-0.8 \mu m$ were studied for samples of randomly inhomogeneous $Cu-ZnO$ mixture. The percolation of electrical conductivity as well as the divergence of percolation threshold for the optical reflection of light waves in $0.3-0.5 \mu m$ region were found.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 149—155 (1988)

УДК 621.382.2

ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ p^+-n-p^+ МЕЗАПЛАНАРНЫХ
СТРУКТУР ИЗ КРЕМНИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ЦИНКОМ

З. О. МХИТАРЯН, В. М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

З. Н. АДАМЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 марта 1987 г.)

Измерены вольт-амперные характеристики и шумы p^+-n-p^+ мезапланарных структур из кремния, компенсированного цинком, в интервале температур $90-300$ К. Шумы исследовались в частотном диапазоне $20 \text{ Гц}-20 \text{ кГц}$. Сопоставление экспериментальных данных с проведенными оценками дало возможность выяснить, какие центры могут быть причиной генерационно-рекомбинационного шума.

В работе [1] было показано, что замена одного из инжекторов в длинном диоде слоем умножения в обратно-смещенном переходе с последующей эмиссией основных носителей приводит к увеличению фоточувствительности за счет дополнительного к инжекционному усилению лавинного

ՀՈՍՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ $Cu-ZnO$
ՊԱՏԱՀԱԿԱՆ-ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՍՏԵՄՈՒՄ

Ա. Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Կ. Գ. ԲԵԳՅԱՆ,
Ա. Ռ. ՄԱՅԻՅԱՆ, Մ. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ, Գ. Ռ. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ

Ուսումնասիրված են $Cu-ZnO$ պատահական-անհամասեռ խառնուրդի էլեկտրական հատկությունները և $0,3-0,8$ մկմ տիրույթում լույսային ալիքների օպտիկական անդրադարձման սպեկտրները: Հայտնաբերված է էլեկտրահղորդականության հոսունության և $0,3-0,5$ մկմ տիրույթում լույսային ալիքների օպտիկական անդրադարձման հոսունության շեմերի տարամիտում:

INVESTIGATION OF PERCOLATION EFFECT IN RANDOMLY
INHOMOGENEOUS $Cu-ZnO$ SYSTEM

A. G. SARKISYAN, V. M. ARUTYUNYAN, K. G. BEGOYAN,
A. R. MAILYAN, M. A. MNATSAKANYAN, M. R. MIKAELIAN

Electrical properties and optical reflection spectrum in the wavelength range of $0.3-0.8 \mu m$ were studied for samples of randomly inhomogeneous $Cu-ZnO$ mixture. The percolation of electrical conductivity as well as the divergence of percolation threshold for the optical reflection of light waves in $0.3-0.5 \mu m$ region were found.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 149—155 (1988)

УДК 621.382.2

ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ p^+-n-p^+ МЕЗАПЛАНАРНЫХ
СТРУКТУР ИЗ КРЕМНИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ЦИНКОМ

З. О. МХИТАРЯН, В. М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

З. Н. АДАМЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 марта 1987 г.)

Измерены вольт-амперные характеристики и шумы p^+-n-p^+ мезапланарных структур из кремния, компенсированного цинком, в интервале температур $90-300$ К. Шумы исследовались в частотном диапазоне $20 \text{ Гц}-20 \text{ кГц}$. Сопоставление экспериментальных данных с проведенными оценками дало возможность выяснить, какие центры могут быть причиной генерационно-рекомбинационного шума.

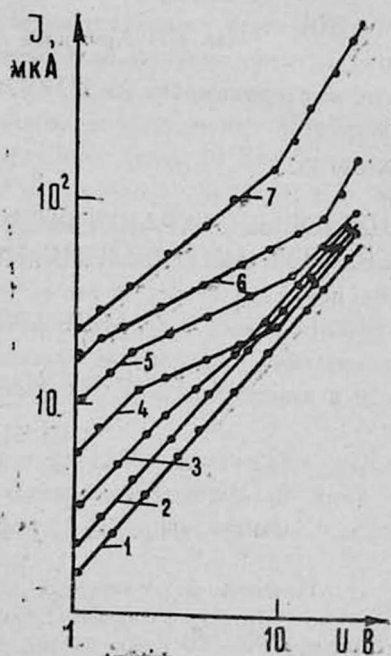
В работе [1] было показано, что замена одного из инжекторов в длинном диоде слоем умножения в обратно-смещенном переходе с последующей эмиссией основных носителей приводит к увеличению фоточувствительности за счет дополнительного к инжекционному усилению лавинного

умножения. В [2] были исследованы шумовые характеристики таких структур. Для устранения поверхностной утечки, ограничивающей развитие лавинного умножения в обратно-смещенных переходах, были созданы мезапланарные структуры, имеющие в 5—8 раз большую токовую чувствительность, чем планарные. Структуры изготавливались на основе компенсированного цинком кремния, области p^+ получались ионным легированием бора. Эти структуры послужили объектом исследования настоящей работы.

Измерялись электрические и шумовые характеристики в интервале температур 90—300 К. Для измерения шума в области низких температур использовался специально сконструированный азотный криостат [3]; частотный диапазон измерения шума — 20 Гц — 20 кГц.

Результаты измерений и обсуждение. Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) выявило две группы приборов. У первой группы с понижением температуры ВАХ сдвигается в сторону меньших токов и характеризуется наличием сублинейного участка, следующего за омическим (рис. 1). С понижением температуры сублинейный участок «укорачивается» и при $T < 190$ К исчезает. У второй группы с понижением температуры в определенном температурном интервале (180—230 К) ВАХ сдвигается вверх по току и содержит квазилинейный участок до достаточно больших напряжений.

Рис. 1. ВАХ p^+n-p_+ мезапланарных структур из кремния, компенсированного цинком, в случае разных температур (К): 1—90; 2—108; 3—190; 4—213; 5—237; 6—248; 7—300.



Одним из факторов, приводящих к сублинейности ВАХ, является увеличение сечения σ_n^- захвата электронов на однократно отрицательно заряженные уровни цинка с возрастанием приложенного электрического поля [4, 5]. Полевая зависимость σ_n^- приведена в [6, 7]. Исчезновение сублинейности при низких температурах, вероятно, обусловлено сильным уменьшением σ_n^- (что, по-видимому, связано с «вымораживанием» цен-

тров захвата при низких температурах), компенсирующим его возрастание с увеличением поля, в результате чего и исчезает сублинейность. Аномальное поведение ВАХ в определенном температурном диапазоне может быть обусловлено возрастанием подвижности при понижении температуры [8]. Шумы приборов с аномальным поведением ВАХ не исследовались. Изменялись шумы образцов первой группы.

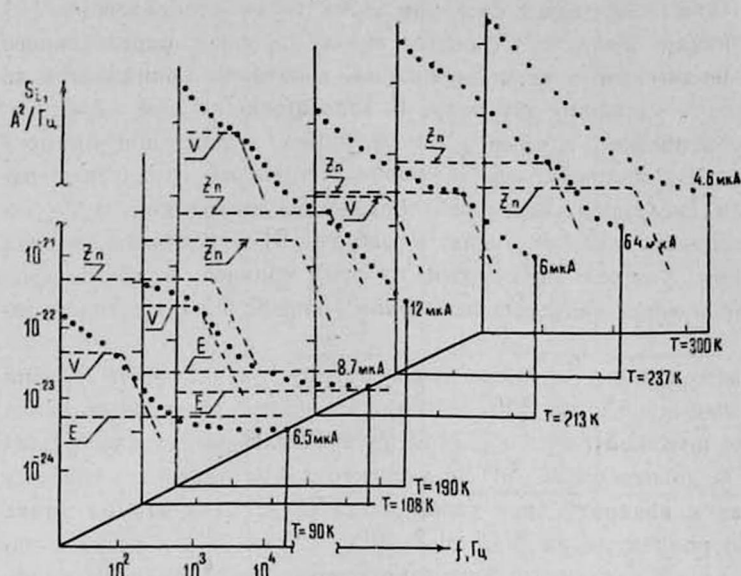


Рис. 2а.

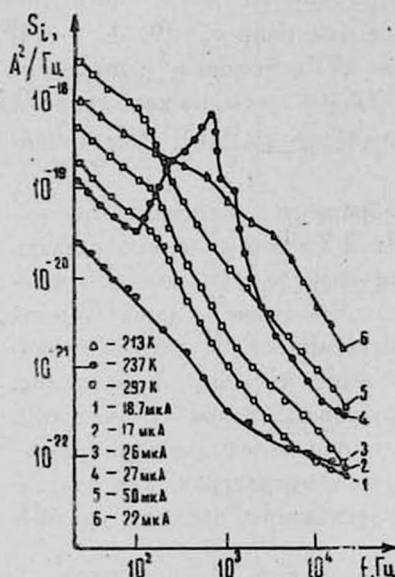


Рис. 2б.

Рис. 2. Частотная зависимость спектральной плотности токовых шумов p^+-n-p^+ мезапланарных структур из кремния, компенсированного цинком, при различных температурах: а) омический участок ВАХ; б) нелинейный участок ВАХ.

На рис. 2а приведена зависимость спектральной плотности токовых шумов S_i от частоты f при различных температурах и токах через диод, соответствующих омическому участку ВАХ. Как следует из рис. 2, в спектре заметны «ступеньки», спадающие затем приблизительно как f^{-2} . Токовая зависимость спектральной плотности шума при токах, соответствующих омическому участку ВАХ, имеет квадратичный характер.

Для объяснения полученных спектров шума были использованы [9] модель, учитывающая обмен электронами между уровнем определенного типа и зоной проводимости, и ее модификация, в которой принимается во внимание, что цинк — двойной акцептор. В запрещенной зоне кремния, компенсированного цинком, помимо уровней цинка и донорной примеси могут находиться, как минимум, еще 3 уровня: A -центры, образуемые парой вакансия-атом кислорода, V -центры, образуемые вакансиями, и E -центры, образуемые парой донор-вакансия. В работе [9] определены сечения захвата электронов и дырок на каждый из этих уровней, приблизительная концентрация и энергетическое положение уровней в запрещенной зоне кремния.

Используя эти данные, а также температурную зависимость уровня Ферми в изучаемых структурах [10], нами был оценен возможный вклад каждого уровня в шумовой спектр. С этой целью были рассчитаны релаксационное время τ , дисперсия $\langle \Delta n^2 \rangle$ и спектральная плотность токовых шумов, отнесенная к квадрату тока через диод, S_i / I^2 . Для атомов цинка принималось, что концентрация $N_{Zn} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [4, 5], а сечение захвата электрона на однократно отрицательно заряженный уровень цинка $\sigma_n^- \approx 1,2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Выбор такого значения σ_n^- сделан следующим образом: с учетом приведенных в литературе значений σ_n^- [9, 11 — 14] выбиралась генерационно-рекомбинационная (ГР) полочка в шумовом спектре, наиболее вероятная для уровня цинка, а затем по характерной частоте спада этой полочки уточнялось значение σ_n^- [10]. Рассчитанные значения приведены в таблице.

На рис. 2а штриховыми линиями изображены расчетные кривые. Сравнивая их с экспериментально полученными кривыми, можно сделать вывод, что низкочастотные полки в шумовом спектре при низких температурах появляются из-за V -центров, а высокочастотные — из-за E -центров. Вклад этих уровней в шум с повышением температуры должен уменьшаться (см. таблицу). И действительно, в области промежуточных температур (190—237 К) спектры шума не обнаруживают полку с частотой спада, соответствующей характерным для V - и E -центров временам релаксаций. Полки, наблюдаемые в спектре при этих температурах, как показало сопоставление эксперимента с расчетом, обусловлены верхним уровнем цинка.

При низких температурах ($T < 190 \text{ К}$) расчетные значения ГР шума, обусловленного уровнем цинка, как видно из рис. 2а, намного превышают измеряемый шум. Причина этого, по-видимому, в том, что сечение захвата электронов на уровень цинка с понижением температуры уменьшается, в результате чего возрастает время релаксации и соответствующая полка шума сдвигается в низкочастотную область за пределы исполь-

Таблица

T, K	80	90	108	120	150	213	237	248	292	Центр
$\tau \times 10^{-9}, c$	1,6 5 1,2 8,3	1,6 5 1,2 8,3	1,7 5 1,2 8,3	1,7 5 1,2 8,3	2,6 11 1,2 8,3	1,8 9 1,2 8,4	6 12 1,2 8,4	3 6,2 1,2 8,4	0,83 0,9 1,5 8,4	A V E Zn
$\langle \Delta n^2 \rangle,$ cm^{-3}	$1,5 \cdot 10^{11}$ $1,5 \cdot 10^{11}$ $1,5 \cdot 10^{11}$ $1,5 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$ $1,6 \cdot 10^{11}$ $1,6 \cdot 10^{11}$ $1,6 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{11}$ $1,8 \cdot 10^{11}$ $1,8 \cdot 10^{11}$ $1,8 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{11}$ $3,6 \cdot 10^{11}$ $2,3 \cdot 10^{11}$ $2,3 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{12}$ $3,6 \cdot 10^{11}$ $3,6 \cdot 10^{11}$ $3,6 \cdot 10^{11}$	$7,1 \cdot 10^8$ $3,2 \cdot 10^{12}$ $4,6 \cdot 10^{11}$ $4,6 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^8$ $1,5 \cdot 10^{10}$ $9,2 \cdot 10^{11}$ $9,2 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^8$ $1,2 \cdot 10^{10}$ $1,8 \cdot 10^{12}$ $1,8 \cdot 10^{12}$	$5,3 \cdot 10^7$ $2,1 \cdot 10^9$ $4,6 \cdot 10^{12}$ $4,6 \cdot 10^{12}$	A V E Zn
$S_t/J^2, \Gamma_{II}^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-16}$ $6 \cdot 10^{-11}$ $1,6 \cdot 10^{-14}$ $1,1 \cdot 10^{-11}$	$2,2 \cdot 10^{-16}$ $6,2 \cdot 10^{-11}$ $1,5 \cdot 10^{-14}$ $1 \cdot 10^{-11}$	$1,8 \cdot 10^{-16}$ $5,5 \cdot 10^{-11}$ $1,3 \cdot 10^{-14}$ $9 \cdot 10^{-12}$	$1,4 \cdot 10^{-16}$ $2,5 \cdot 10^{-11}$ $1 \cdot 10^{-14}$ $7,2 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-15}$ $6 \cdot 10^{-11}$ $6 \cdot 10^{-15}$ $4,6 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-15}$ $3,6 \cdot 10^{-12}$ $5 \cdot 10^{-15}$ $3,5 \cdot 10^{-12}$	$1,7 \cdot 10^{-20}$ $1,2 \cdot 10^{-12}$ $6 \cdot 10^{-16}$ $1,8 \cdot 10^{-12}$	$2 \cdot 10^{-21}$ $4,4 \cdot 10^{-14}$ $1,3 \cdot 10^{-16}$ $9 \cdot 10^{-13}$	$8 \cdot 10^{-21}$ $1,7 \cdot 10^{-16}$ $7 \cdot 10^{-16}$ $4,6 \cdot 10^{-13}$	A V E Zn

зуемого частотного диапазона. Сильное возрастание времени релаксации с понижением температуры наблюдалось в [4, 14]. При комнатной температуре расчетные кривые для уровня цинка также не вписываются в эксперимент, так как ГР шум, обусловленный уровнем цинка, полностью маскируется I/f шумом. Вклад уровня A в шум в частотном диапазоне 20 Гц—20 кГц, как показывают оценки (см. таблицу), мал.

На рис. 26 приведена зависимость S_i от f при токах через диод, соответствующих нелинейному участку ВАХ (сублинейному — при температурах 190—237 К и начальному, квадратичному, — при 300 К). Как следует из этого рисунка, спектр при 300 К в низкочастотной области характеризуется зависимостью $S_i \sim f^{-1}$, а при частоте $f \sim 150$ Гц имеет место излом и $S_i \sim f^{-2}$. При 300 К исследовались токовые зависимости S_i на частотах 20 и 100 Гц, 1 и 10 кГц. Получено, что на частотах 20 и 100 Гц квадратичная зависимость S_i от тока, характерная для линейного участка ВАХ, на нелинейном участке сменяется более сильной зависимостью $S_i \sim J^{2.6}$. При частотах 1 и 10 кГц на омическом участке $S_i \sim J^2$, а на нелинейном — $S_i \sim J^{1.5}$. С увеличением тока инжекции наблюдается уменьшение частоты излома спектра. Возможные причины зависимости этой частоты от тока инжекции указаны в работе [15].

Авторы выражают признательность Р. А. Багдасаряну за помощь при изготовлении образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адамян Э. Н., Азарян М. Г., Арутюнян В. М. ФТП, 17, 193 (1983).
2. Адамян Э. Н. и др. ФТП, 18, 1173 (1984).
3. Арутюнян В. М., Мхитарян Э. О., Барсегян Р. С. Изв. вузов, Радиофизика, 29, 984 (1986).
4. Арутюнян В. М. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1977.
5. Адамян Э. Н., Арутюнян В. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 484 (1974).
6. Корнилов Б. В. В кн. «Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов». Изд. Наука, Ленинград, 1969, с. 319.
7. Глинчук К. Д. Полупроводниковая техника и микроэлектроника. Изд. Наукова думка, Киев, 1972, вып. 7, с. 51.
8. Лебедев А. А., Султанов Н. А. ФТП, 3, 134 (1967).
9. Mantena N. R., Loebner E. E. Proc. 3rd Int. Conf. on Photoconductivity. New York, 1971, p. 53.
10. Мхитарян Э. О., Адамян Э. Н., Арутюнян В. М. Материалы IV Всесоюзной конференции по флуктуационным явлениям в физических системах. Пущино, 1985, с. 21.
11. Глинчук К. Д., Литовченко Н. М. ФТТ, 5, 3003 (1963).
12. Корнилов Б. В. ФТТ, 7, 1795 (1965).
13. Sklensky A. F., Bube R. H. Phys. Rev., B6, 1328 (1972).
14. Rabie S., Rumin N. J. Appl. Phys., 45, 3988 (1974).
15. Зыков Н. В., Сурис Р. А., Фукс Б. И. Физические процессы в приборах электронной и лазерной техники. Изд. МФТИ, М., 1982, вып. 4, с. 51.

ՅԻՆԿՈՎ ՓՈԽՀԱՏՈՒՑՎԱԾ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ p^+-n-p^+ ՄԵԶԱՊԼԱՆԱՐ
ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԱՂՄՈՒԿԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ

Զ. Զ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Զ. Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ

Զափված են ցինկով փոխհատուցված սիլիցիումային p^+-n-p^+ մեզապլանար կառուցվածքների վորտ-ամպերային բնութագրերը և աղմուկները 90—300K ջերմաստիճանային միջակայքում: Աղմուկները հետազոտված են 20Հց—20կՀց հաճախային տիրույթում: Փորձարարական (փորձնական) ու հաշվարկային տվյալների համեմատումը հնարավորություն է տալիս պարզել, թե նշված կառուցվածքներում որ կենտրոնները կարող են գեներացիոն-ռեկոմբինացիոն աղմուկների պատճառ հանդիսանալ:

ELECTRICAL FLUCTUATIONS IN Zn-COMPENSATED SILICON DEVICES

Z. H. MKHITARYAN, V. M. HARUTYUNYAN, Z. N. ADAMYAN

The electrical noise and current-voltage characteristics of Zn-compensated silicon meza-planar p^+-n-p^+ structures are measured in the 90—300K temperature interval. The noise was investigated at frequencies ranged from 20 Hz to 20kHz. The comparison of calculated and experimental data permits to reveal what centers may cause the generation-recombination noise in these structures.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 155—160 (1988)

УДК 548.4;535.34

ВЛИЯНИЕ ЖЕЛЕЗА НА ОБРАЗОВАНИЕ ЦЕНТРОВ
ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ $YAlO_3$

Т. И. БУТАЕВА, К. Л. ОВАНЕСЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 28 марта 1987 г.)

Изучено ультрафиолетовое поглощение кристаллов $YAlO_3$, $YAlO_3-Pr^{3+}$, $YAlO_3-Fe$ и $YAlO_3-Fe, Si$. Показано, что полосы поглощения с максимумами на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм обусловлены ионами Fe^{2+} . Исследована кинетика поведения этих полос при воздействии излучения ксеноновой лампы в зависимости от дозы облучения, состава кристаллов и концентрации в них точечных и примесных дефектов, регулируемых при отжигах в окислительной и восстановительной средах.

Образование центров окраски в лазерных оксидах под воздействием коротковолнового излучения ламп накачки нежелательно и ограничивает возможности возбуждения в них стимулированного излучения. Изучение природы центров окраски особенно актуально в кристаллах, генерирующих в видимой области спектра, так как использование в этих случаях фильтров существенно снижает их эффективность (примерами таких кри-

ՅԻՆԿՈՎ ՓՈԽՀԱՏՈՒՑՎԱԾ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ p^+-n-p^+ ՄԵԶԱՊԼԱՆԱՐ
ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԱՂՄՈՒԿԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ

Զ. Զ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Զ. Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ

Զափված են ցինկով փոխհատուցված սիլիցիումային p^+-n-p^+ մեզապլանար կառուցվածքների վոլտ-ամպերային բնութագրերը և աղմուկները 90—300K ջերմաստիճանային միջակայքում: Աղմուկները հետազոտված են 20Հց—20կՀց հաճախային տիրույթում: Փորձարարական (փորձնական) ու հաշվարկային տվյալների համեմատումը հնարավորություն է տալիս պարզել, թե նշված կառուցվածքներում որ կենտրոնները կարող են գեներացիոն-ռեկոմբինացիոն աղմուկների պատճառ հանդիսանալ:

ELECTRICAL FLUCTUATIONS IN Zn-COMPENSATED SILICON DEVICES

Z. H. MKHITARYAN, V. M. HARUTYUNYAN, Z. N. ADAMYAN

The electrical noise and current-voltage characteristics of Zn-compensated silicon meza-planar p^+-n-p^+ structures are measured in the 90—300K temperature interval. The noise was investigated at frequencies ranged from 20 Hz to 20kHz. The comparison of calculated and experimental data permits to reveal what centers may cause the generation-recombination noise in these structures.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 155—160 (1988)

УДК 548.4;535.34

ВЛИЯНИЕ ЖЕЛЕЗА НА ОБРАЗОВАНИЕ ЦЕНТРОВ
ОКРАСКИ В КРИСТАЛЛАХ $YAlO_3$

Т. И. БУТАЕВА, К. Л. ОВАНЕСЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 28 марта 1987 г.)

Изучено ультрафиолетовое поглощение кристаллов $YAlO_3$, $YAlO_3-Pr^{3+}$, $YAlO_3-Fe$ и $YAlO_3-Fe, Si$. Показано, что полосы поглощения с максимумами на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм обусловлены ионами Fe^{2+} . Исследована кинетика поведения этих полос при воздействии излучения ксеноновой лампы в зависимости от дозы облучения, состава кристаллов и концентрации в них точечных и примесных дефектов, регулируемых при отжигах в окислительной и восстановительной средах.

Образование центров окраски в лазерных оксидах под воздействием коротковолнового излучения ламп накачки нежелательно и ограничивает возможности возбуждения в них стимулированного излучения. Изучение природы центров окраски особенно актуально в кристаллах, генерирующих в видимой области спектра, так как использование в этих случаях фильтров существенно снижает их эффективность (примерами таких кри-

сталлов являются ромбические алюминаты $YAlO_3$ и $LuAlO_3$ с ионами Pr^{3+} [1, 2]). Под воздействием ионизирующего излучения (УФ и γ -источников) и при окислительном отжиге в кристаллах $YAlO_3-Pr^{3+}$ появляются полосы дополнительного поглощения на длинах волн 0,22; 0,25; 0,27; 0,30; 0,34; 0,40; 0,47 и 0,52—0,58 мкм [3, 4]. Полосы поглощения с максимумами на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм, в отличие от остальных, наблюдаются и в кристаллах, не подвергнутых отжигу или облучению [4]. В настоящей работе изучена природа этих полос и их поведение при различных воздействиях.

Исследования проводились на кристаллах следующих составов: $YAlO_3$ (номинально чистый), $YAlO_3-Pr^{3+}$ (0,2 и 1 ат. %), $YAlO_3-Fe$ (0,05; 0,1 и 0,15 ат. %) и $YAlO_3-Fe, Si$ (0,15; 0,15 ат. %). Кристаллы были выращены из расплава методом Чохральского в среде аргона. В экспериментах, включающих отжиг на воздухе (500—1200°С), в среде водорода (1200°С) и воздействие ксеноновой лампы (20 Дж в импульсе длительностью 200 мкс), использовались образцы толщиной 0,03—0,3 см с одинаковой ориентацией. Спектры поглощения регистрировались на спектрофотометре СФ-8 при 300 К.

Результаты измерений приведены на рис. 1—5, которые демонстрируют характер изменений интенсивности полос поглощения на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм в зависимости от исходного состава кристалла и типов воздействий, включая комбинированные (отжиг + облучение), позволяющие наблюдать соответствующие эффекты в кристаллах с различным начальным соотношением точечных и примесных дефектов.

На рис. 1а, б показано изменение интенсивности УФ поглощения в кристаллах $YAlO_3$ и $YAlO_3-Pr^{3+}$ при воздействии на них излучения ксеноновой лампы и термообработки на воздухе. Отметим, что в исходных кристаллах $YAlO_3-Pr^{3+}$ коэффициент поглощения на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм примерно на 50% больше, чем в неактивированных. Интенсивность этих полос возрастает при указанных выше воздействиях во всех кристаллах, что связано с перезарядкой собственных или примесных дефектов решетки. Наличие указанных полос в исходных кристаллах позволяет отнести их к неконтролируемой примеси, например к ионам железа, наиболее часто встречающимся в исходных компонентах (ионам железа в кристаллах $Y_3Al_5O_{12}$, выращиваемым из тех же исходных компонентов, приписываются полосы поглощения с длинами волн 0,25 и 0,31 мкм [5]).

Для выяснения связи УФ поглощения с ионами железа рассмотрим спектры кристаллов $YAlO_3-Fe$ (рис. 1в). Они показывают существенное увеличение поглощения полос на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм, которое еще более возрастает при облучении и отжиге кристаллов на воздухе. Отметим также, что в ЭПР спектрах кристаллов $YAlO_3$ наблюдался сигнал от ионов Fe^{3+} , который исчезал после окислительного отжига при 1200°С. В кристаллах $YAlO_3$ ионы железа замещают ионы Al^{3+} , поэтому наиболее вероятным для них является состояние Fe^{3+} . Ионы железа имеют переменную валентность, поэтому в кристаллах возможно наличие некоторого количества и двухзарядных ионов Fe^{2+} , стабилизированных собственными дефектами решетки либо примесными ионами с более высоким валентным состоянием. В частности, такими ионами могут быть и ионы Fe^{4+} . В такой ситуации введение в кристаллы дополнительных ионов с устойчивым со-

стоянием «+4» может привести к существенному увеличению концентрации ионов Fe^{2+} .

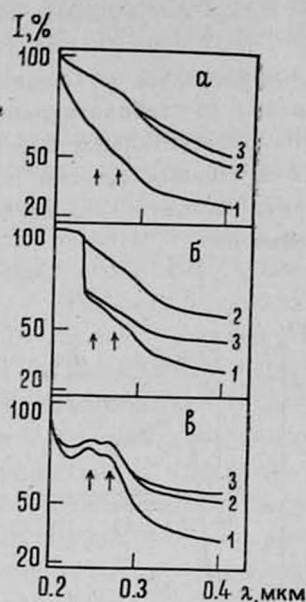


Рис. 1. УФ спектры поглощения кристаллов $YAlO_3$ (а) ($d=0,3$ см); $YAlO_3-Pr^{3+}$ (б) ($d=0,3$ см) и $YAlO_3-Fe$ (в) ($d=0,03$ см): 1 — исходные образцы, 2 — отожженные на воздухе образцы, 3 — после воздействия излучением ксеноновой лампы. Стрелками указаны полосы поглощения с максимумами на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм.

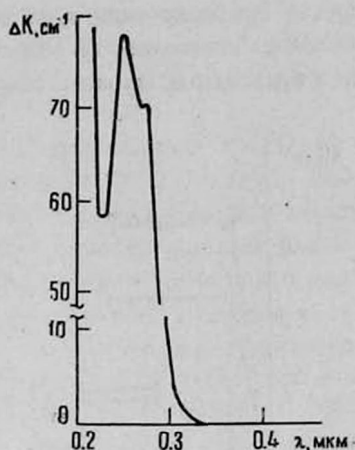


Рис. 2. УФ спектры дополнительного поглощения кристаллов $YAlO_3-Fe$, Si ($\Delta K = K_{YAlO_3-Fe, Si} - K_{YAlO_3-Fe}$).

В настоящей работе использованы ионы Si^{4+} , которые вводились в расплавы в равных с ионами железа атомных долях. В спектрах разностного поглощения кристаллов $YAlO_3-Fe$, Si и $YAlO_3-Fe$ (рис. 2) наблюдается резкое возрастание коэффициента поглощения полос на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм, что указывает на их связь с ионами Fe^{2+} . Как уже отмечалось выше, интенсивность этих полос в кристаллах, содержащих празеодим, выше, чем в номинально чистых кристаллах (рис. 1а, б). Известно [6], что ионы празеодима, кроме преимущественного состояния Pr^{3+} , могут находиться в кристаллах и в состоянии Pr^{4+} . О возможности валентных переходов $Pr^{3+} \rightarrow Pr^{4+}$ указано в [3] на основе данных по изменению

величины интегрального коэффициента поглощения $\int k(\lambda) d\lambda$ на переходе $^2H_1 \rightarrow ^1D_2$ ионов Pr^{3+} в кристаллах, прошедших окислительную термообработку. Ионы Pr^{4+} могут присутствовать и в исходных кристаллах. В этом случае они играют роль компенсаторных ионов и способствуют увеличению концентрации ионов Fe^{2+} .

На рис. 3—5 представлена кинетика изменения разностного коэффициента поглощения ΔK (относительно исходного кристалла) исследуемых полос при воздействии излучения ксеноновой лампы. Уже малые дозы облучения (20 имп.) приводят в кристаллах $YAlO_3-Fe$ к резкому возраста-

нию поглощения на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм из-за переходов $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$ по схеме: $O^{2-} + h\nu \rightarrow O^- + e^-$, $Fe^{3+} + e^- \rightarrow Fe^{2+}$ (рис. 3). В кристаллах $YAlO_3$ характер изменения этих полос такой же, а насыщение достигается при 60 импульсах. Кристаллы $YAlO_3-Pr^{3+}$ обнаруживают устойчивость к УФ излучению (слабое изменение коэффициента поглощения наблюдается лишь после 120 импульсов), что связано со стабилизацией в них части железа в состоянии Fe^{2+} . Отметим, что дополнительное поглощение при облучении этих кристаллов изменяется в меньшей степени и в более длинноволновой области, поэтому можно предположить, что введение празеодима снижает общую концентрацию дефектов.

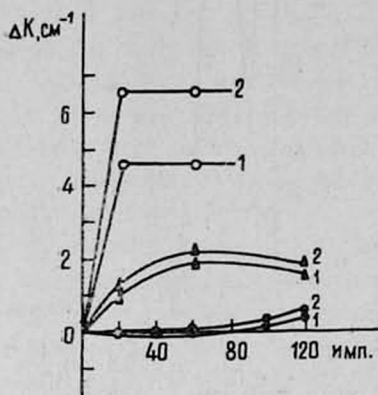


Рис. 3.

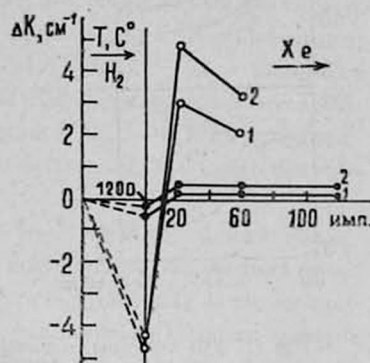


Рис. 4.

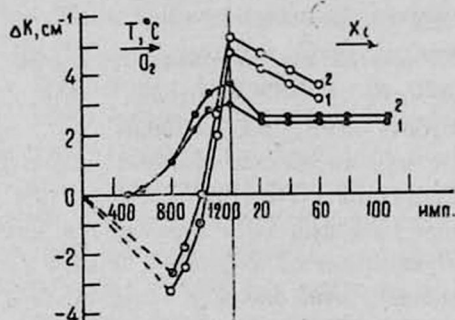


Рис. 5.

Рис. 3. Изменение дополнительного поглощения на длинах волн 0,25 (1) и 0,27 мкм (2) кристаллов $YAlO_3$ (Δ), $YAlO_3-Pr^{3+}$ ($\bullet$) и $YAlO_3-Fe$ ($\circ$) при воздействии излучения ксеноновой лампы.

Рис. 4. Изменение дополнительного поглощения на длинах волн 0,25 (1) и 0,27 мкм (2) кристаллов $YAlO_3-Pr^{3+}$ ($\bullet$) и $YAlO_3-Fe$ ($\circ$) при воздействии излучения ксеноновой лампы с предварительным отжигом в среде водорода.

Рис. 5. Изменение дополнительного поглощения на длинах волн 0,25 (1) и 0,27 мкм (2) кристаллов $YAlO_3-Pr^{3+}$ ($\bullet$) и $YAlO_3-Fe$ ($\circ$) при воздействии излучения ксеноновой лампы с предварительным отжигом на воздухе.

Отжиг кристаллов $YAlO_3-Fe$ и $YAlO_3-Pr^{3+}$ при $1200^\circ C$ в среде водорода (рис. 4) уменьшает концентрацию ионов Fe^{2+} и связанное с ними поглощение в УФ области. При этом наблюдается увеличение $\int k(\lambda) d\lambda$ на переходе $^2H_1 \rightarrow ^1D_2$ ионов Pr^{3+} на $\sim 4\%$, что обусловлено переходами $Pr^{4+} \rightarrow Pr^{3+}$. Последующее ионизирующее облучение, как и в предыдущем случае, приводит к переходам $Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$, и максимальное значение ΔK достигается при 20 импульсах. Увеличение дозы облучения не изменяет значения ΔK в $YAlO_3-Pr^{3+}$ и уменьшает его в $YAlO_3-Fe$.

На рис. 5 показано изменение ΔK в кристаллах $YAlO_3-Fe$ и $YAlO_3-Pr^{3+}$ с температурой окислительного отжига (воздух, $500-1200^\circ C$, выдержка — 1 час) и последующего облучения ксеноновой лампой. В кристаллах $YAlO_3-Fe$ при $T < 800^\circ C$ наблюдается уменьшение УФ поглощения, связанное с тепловым упорядочением кристаллической решетки. В кристаллах с ионами Pr^{3+} существенного изменения поглощения не наблюдается вплоть до $500^\circ C$, что подтверждает уменьшение в них концентрации дефектов по сравнению с $YAlO_3$. Увеличение температуры отжига ($800-1200^\circ C$ для $YAlO_3-Fe$ и $500-1200^\circ C$ для $YAlO_3-Pr^{3+}$) приводит к возрастанию значений ΔK , что, по всей видимости, связано с диффузией при этих температурах кислорода, которая может приводить к образованию центров, способствующих переходам $Fe^{3+} \rightarrow Fe^{2+}$. Дальнейшее облучение кристаллов ксеноновой лампой уменьшает УФ поглощение кристаллов, которое в $YAlO_3-Pr^{3+}$ достигает насыщения при 20 импульсах.

В заключение отметим, что характер изменения дополнительного коэффициента поглощения полос на длинах волн 0,25 и 0,27 мкм при различных типах воздействий одинаков (рис. 3—5), что также свидетельствует о принадлежности этих полос одному типу центра.

Авторы благодарят Г. А. Асатрянца за идентификацию ионов Fe^{3+} в кристаллах $YAlO_3$ методом ЭПР и Л. А. Оганесяна за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kaminski A. A. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 77, K 173 (1983).
2. Каминский А. А., Петросян А. Г., Оганесян К. Л. ДАН СССР, 295, 586 (1987).
3. Butaeva T. I. et al. Cryst. Res. Technol., 21, 1577 (1986).
4. Бутаева Т. И., Оганесян К. Л., Петросян А. Г. Тезисы докл. VI Всесоюзной конференции по радиационной физике и химии ионных кристаллов. Рига, 1986, с. 371.
5. Mory K. Phys. Stat. Sol. (a), 42, 375 (1977).
6. Батызов С. Х. и др. ФТТ, 14, 2114 (1972).

ԵՐԿԱԹԻ ԱՋԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ $YAlO_3$ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԳՈՒՆԱՎՈՐՄԱՆ
ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

Տ. Ի. ԲՈՒԹԱԵՎԱ, Կ. Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է $YAlO_3$, $YAlO_3-Pr^{3+}$, $YAlO_3-Fe$ և $YAlO_3-Si$ բյուրեղների ուլտրամանուշակագույն կլանումը: Ցույց է տրված, որ 0,25 և 0,27 մկմ ալիքի երկարությամբ մաքսիմումներով կլանման շերտերը պայմանավորված են Fe^{2+} իոններով: Հետազոտված է այդ շերտերի վարքի կինետիկան քսենոնային լամպի ճառագայթման ազդեցության դեպքում, կախված ճառագայթման շափից, բյուրեղների բաղադրությունից և նրանց մեջ կետային ու խառնուրդային թերությունների խտությունից, որոնք կարգավորվում են օքսիդացնող և վերականգնող միջավայրում թրծման ժամանակ:

INFLUENCE OF IRON ON THE FORMATION OF COLOUR
CENTRES IN $YAlO_3$ CRYSTALS

T. I. BUTAEVA, K. L. OVANESYAN, A. G. PETROSYAN

The ultraviolet absorption in $YAlO_3$, $YAlO_3-Pr^{3+}$, $YAlO_3-Fe$ and $YAlO_3-Si$ crystals has been investigated. It is shown that absorption bands with maxima at 0,25 and 0,27 μm are due to the presence of Fe^{2+} ions. The dependence of these bands on irradiation dose, crystal composition and concentration of point and impurity defects controlled at annealing in oxidizing and reducing media was studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 160—164 (1988)

УДК 539.124.6

ПОЗИТРОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ
ГЕРМАНАТА СВИНЦА

А. Г. МАЛОЯН, А. Л. ТЕР-МИНАСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 июня 1987 г.)

Методом позитронной аннигиляции обнаружены два центра аннигиляции в монокристалле германата свинца. Выполнен полуэмпирический расчет энергетических уровней комплексов GeO_4 и Ge_2O_7 .

Благодаря ряду практически важных свойств, таких как сегнето-, пьезо- и пьезоэффекты, а также способности менять знак оптической активности и фотовольтаического тока во внешнем электрическом поле, германат свинца $\alpha-Pb_5Ge_3O_{11}$ является интересным объектом исследования. Несмотря на большое число публикаций [1] по германату свинца, сообщений об изучении этого объекта методами аннигиляции позитронов мы не встречали. Наш интерес связан с выяснением вопроса, насколько аннигиляционные характеристики чувствительны к структуре такого сложного монокристалла, каким является германат свинца.

ԵՐԿԱԹԻ ԱՋԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ $YAlO_3$ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԳՈՒՆԱՎՈՐՄԱՆ
ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

Տ. Ի. ԲՈՒԹԱԵՎԱ, Կ. Լ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է $YAlO_3$, $YAlO_3-Pr^{3+}$, $YAlO_3-Fe$ և $YAlO_3-Si$ բյուրեղների ուլտրամանուշակագույն կլանումը: Ցույց է տրված, որ 0,25 և 0,27 մկմ ալիքի երկարությամբ մաքսիմումներով կլանման շերտերը պայմանավորված են Fe^{2+} իոններով: Հետազոտված է այդ շերտերի վարքի կինետիկան քսենոնային լամպի ճառագայթման ազդեցության դեպքում, կախված ճառագայթման շափից, բյուրեղների բաղադրությունից և նրանց մեջ կետային ու խառնուրդային թերությունների խտությունից, որոնք կարգավորվում են օքսիդացնող և վերականգնող միջավայրում թրծման ժամանակ:

INFLUENCE OF IRON ON THE FORMATION OF COLOUR CENTRES IN $YAlO_3$ CRYSTALS

T. I. BUTAEVA, K. L. OVANESYAN, A. G. PETROSYAN

The ultraviolet absorption in $YAlO_3$, $YAlO_3-Pr^{3+}$, $YAlO_3-Fe$ and $YAlO_3-Si$ crystals has been investigated. It is shown that absorption bands with maxima at 0,25 and 0,27 μm are due to the presence of Fe^{2+} ions. The dependence of these bands on irradiation dose, crystal composition and concentration of point and impurity defects controlled at annealing in oxidizing and reducing media was studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 160—164 (1988)

УДК 539.124.6

ПОЗИТРОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ
ГЕРМАНАТА СВИНЦА

А. Г. МАЛОЯН, А. Л. ТЕР-МИНАСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 июня 1987 г.)

Методом позитронной аннигиляции обнаружены два центра аннигиляции в монокристалле германата свинца. Выполнен полуэмпирический расчет энергетических уровней комплексов GeO_4 и Ge_2O_7 .

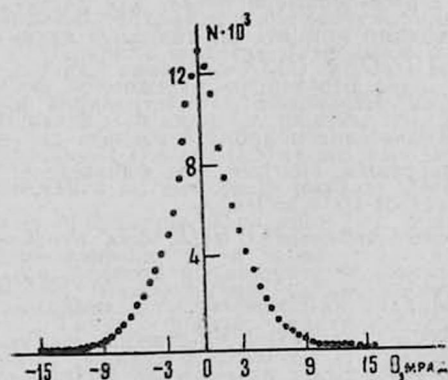
Благодаря ряду практически важных свойств, таких как сегнето-, пьезо- и пьезоэффекты, а также способности менять знак оптической активности и фотовольтаического тока во внешнем электрическом поле, германат свинца $\alpha-Pb_5Ge_3O_{11}$ является интересным объектом исследования. Несмотря на большое число публикаций [1] по германату свинца, сообщений об изучении этого объекта методами аннигиляции позитронов мы не встречали. Наш интерес связан с выяснением вопроса, насколько аннигиляционные характеристики чувствительны к структуре такого сложного монокристалла, каким является германат свинца.

Измерения проводились на образцах, полученных из Уральского политехнического института, на двух спектрометрах: спектрометре по измерению угловых распределений аннигиляционных фотонов (УРАФ) [2] и спектрометре по измерению времен жизни позитронов в кристаллах.

1. Аннигиляция позитронов в монокристаллах германата свинца

Практически беспримесные образцы (0,001% Gd) были выращены методом Чохральского в атмосфере гелия и вырезаны в плоскости, перпендикулярной к оси роста кристалла, в виде плоско-параллельной пластины толщиной 1 мм и площадью 1,5 см². Измерения кривых УРАФ проводились в условиях повышенной разрешающей способности спектрометра (0,55 мрад). Вид экспериментальной кривой при комнатной температуре приведен на рисунке. Полуширина этой кривой оказалась равной $5,70 \pm 0,06$ мрад.

При предварительном анализе формы кривой складывалось впечатление, что она состоит по крайней мере из двух компонент со сравнимыми интенсивностями, но сильно различающимися полуширинами. Действительно, сравнительно узкая вершина кривой не соответствует ее широкому основанию. Как известно, обычная процедура разложения спектров УРАФ по программе «РААКФИТ» [3] успешно проводится несколькими гауссианами даже в том случае, когда экспериментальный спектр соответствует одному центру аннигиляции. В таких случаях выделение нескольких компонент носит подгоночный характер. В нашем случае разложение на две компоненты не является формальной процедурой, а связано с наличием двух центров аннигиляции. Действительно, в результате такой обработки без фиксации полуширин и интенсивностей компонент выделялись две составляющие с полуширинами $\Gamma_1 = 5,4$ мрад и $\Gamma_2 = 14,2$ мрад и интенсивностями соответственно $I_1 = 40,4\%$ и $I_2 = 59,6\%$.



Экспериментальный спектр УРАФ в германате свинца; по оси ординат отложено число совпадений N_i в единицу времени, по оси абсцисс — вертикальные углы θ .

Однако, как нам кажется, к этому разложению нужно подходить с некоторой осторожностью вследствие плохого параметра подгонки. Это является свидетельством того, что искомые компоненты спектра УРАФ могут быть описаны одиночными гауссианами весьма приближенно. С целью получения дополнительной информации экспериментальная кривая была продифференцирована по z -компоненте импульса. Анализ формы этой кривой подтвердил наличие двух компонент разложения с приблизительно

одинаковыми интенсивностями. Однако значения полуширин оказались несколько смещенными в сторону меньших значений: $\Gamma_1 \approx 4$ мрад и $\Gamma_2 \approx 12$ мрад.

На тех же образцах нами были выполнены измерения спектра времени жизни позитронов в условиях приборного временного разрешения (380 пс). Разложение его с помощью ЭВМ по общепринятой программе „Positron-fit“ позволило выделить два значения времени жизни $\tau_1 = 224 \pm 8$ пс и $\tau_2 = 396 \pm 5$ пс с интенсивностями соответственно $I_1 = 46 \pm 2\%$ и $I_2 = 54 \pm 2\%$. Таким образом, временные измерения подтвердили наличие в беспримесных образцах германата свинца двух различных центров аннигиляции.

2. Расчет энергетических уровней GeO_4 и Ge_2O_7

Как известно [1], структура $\sigma-Pb_3Ge_3O_{11}$ имеет островной характер и построена из одиночных $(GeO_4)^{4-}$ и вдвоенных $(Ge_2O_7)^{6-}$ германий-кислородных тетраэдров, соединенных друг с другом связями $Pb-O$. Группы GeO_4 и Ge_2O_7 составляют чередующиеся слои перпендикулярные к оси „с“. В каждом слое содержатся либо только комплексы GeO_4 , либо битетраэдры Ge_2O_7 .

Измеренные спектры показали наличие двух различных групп уровней, на которых происходит аннигиляция позитронов. Эти энергетические уровни группируются вокруг значений $E_1 = 1-1,5$ эВ и $E_2 = 9-12$ эВ. Электронам с различающимися почти в 3 раза значениями импульсов должны соответствовать столь же различные длины связей. Такими группами электронов, учитывая кристаллическую структуру германата свинца, могут быть: 1) группа валентных электронов комплексов $GeO_4-Ge_2O_7$ (короткая связь) и 2) группа электронов, осуществляющих связь между ионами свинца и отмеченными группами (длинная связь). Учитывая существенно ковалентный характер связей в этом монокристалле, для расчета электронной структуры уровней необходимо принять во внимание взаимодействие валентных электронов группы GeO_4 и Ge_2O_7 с ионами свинца, расположенными в ближайшем окружении тетраэдров и битетраэдров и осуществляющими связь между ними. Выполнение подобного расчета связано с большими математическими трудностями. Поэтому мы вынуждены были ограничиться выделенными комплексами GeO_4 и Ge_2O_7 .

Расчет тетраэдрического молекулярного комплекса GeO_4 был проведен методом молекулярных орбиталей—линейной комбинации атомных орбиталей (МО ЛКАО) в приближении Малликена-Вольфсберга-Гельмгольца [4]. В качестве расчетного базиса брались $3d$ -, $4s$ - и $4p$ -атомные орбитали германия и $2p$ -орбитали кислорода. Интегралы перекрытия вычислялись по известным формулам Малликена для случаев s - и p -орбиталей. Перекрытия в случае d -орбиталей определялись из соответствующих формул Джаффе [5].

Значения резонансных интегралов H_{ik} определялись полуэмпирически по соответствующим потенциалам ионизации. Диагональные элементы

H_{ii} составили $-13,614$ эВ; $-8,13$ эВ и -30 эВ соответственно для $2p$ -, $4s/4p$ - и $3d$ -орбиталей.

Недиагональные элементы вычислялись по известной формуле

$$H_{ik} = K \frac{H_{ii} + A_{kk}}{2} S_{ik},$$

где коэффициент $K = 1,67$ в случае σ -связи и $K = 2,0$ в случае π -связи.

Задача нахождения уровней энергии электронов молекулярного комплекса GeO_4 сводится, таким образом, к поиску всех корней секулярного уравнения 21-й степени

$$|H_{ik} - E S_{ik}| = 0.$$

Расчет был выполнен на ЭВМ и показал, что электронные уровни комплекса GeO_4 разделяются на четыре группы:

- а) три уровня в области $-5,24$ эВ;
- б) одиночный уровень $-6,33$ эВ;
- в) 12 уровней в области от $13,3$ до $-14,2$ эВ;
- г) 5 уровней $-30,02$ эВ.

Основное состояние получается при распределении тридцати четырех электронов по 17 наиболее нижним уровням.

Коэффициенты C_k при атомных волновых функциях определялись по формуле

$$\sum C_k (H_{ik} - E S_{ik}) = 0.$$

Так, например, для $E_4 = -30,02$ эВ волновая функция есть $\psi_4 = 0,999 [3d] + 0,0005 [2p (\pi)] - 0,039 [2p (\sigma)] - 0,005 [4p (\sigma)]$. Таким образом, состояния с энергиями в области -30 эВ обусловлены почти исключительно $3d$ -орбиталями центрального атома. С другой стороны, для $E_1 = -5,24$ эВ и $E_3 = -13,52$ эВ степень участия $3d$ -атомной орбитали составляет соответственно $0,05$ и $0,075$.

Крайняя малость интегралов перекрытия ($S(3d-3d) < 5 \cdot 10^{-5}$) сделала возможным произвести расчет битетраэдра без учета $3d$ -орбиталей. В расчете были использованы определенные ранее для случая GeO_4 значения S_{ik} и H_{ik} . Значения же дополнительных интегралов перекрытия определялись по тем же формулам Джаффе с использованием интерполяционной процедуры Лагранжа [6]. Ввиду установленного в случае GeO_4 малого влияния учета перекрытия лигандов на конечные результаты (менее $0,1$ эВ) межлигандное взаимодействие полагалось равным нулю.

Таким образом, задача сводится к решению секулярного уравнения 29-го порядка и решается с помощью малой ЭВМ.

Согласно расчету уровни энергии электронов Ge_2O_7 распределяются следующим образом:

- а) 18 уровней с $E_4 = -13,91$ эВ;
- б) 6 уровней с $E_3 = -8,83$ эВ;
- в) 3 уровня с $E_2 = -5,27$ эВ;
- г) 2 уровня с $E_1 = -5,01$ эВ.

42 электрона полностью занимают группу уровней с $E_4 = -13,91$ эВ; заняты также 3 уровня с $E_3 = -8,83$ эВ.

Таким образом, расчеты подтвердили, что электронные уровни комплексов $GeO_4-Ge_2O_7$ с энергиями —13—14 эВ могут обусловить широкую компоненту спектра УРАФ и короткоживущую часть временного спектра в монокристалле германата свинца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Iwasaki H. et al. J. Appl. Phys., 43, 4907 (1972).
2. Захарянц А. Г., Малоян А. Г., Тер-Минасян А. Л. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 140 (1986).
3. Kirkegaard P., Modensen D. Risö—M—1615, Denmark, 1973.
4. Wolfsberg M., Helmholz L. J. J. Chem. Phys., 20, 837 (1952).
5. Jaffe H. H., Doak G. O. J. Chem. Phys., 21, 195 (1953).
6. Круляк Ю. А., Дядюша Г. Г. Методы расчета электронной структуры и спектров молекул. Изд. Наукова думка, Киев, 1969.

ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՆԻՀԻԼՅԱՑԻԱՆ ԿԱՊԱՐԻ ԳԵՐՄԱՆԱՏԻ ՄԻԱՐՅՈՒՐՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ՄԱԼՈՅԱՆ, Ա. Լ. ՏԵՐ-ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Պոզիտրոնների անհիլացիայի մեթոդով կապարի զերմանատի միարյուրեղներում հայտնաբերված երկու անհիլացիայի երկու կենտրոնները հատարված է GeO_4 և Ge_2O_7 կոմպլեքսների էներգետիկ մակարդակների կիսաէմպիրիկ հաշվարկ:

POSITRON ANNIHILATION IN LEAD GERMANATE SINGLE CRYSTALS

A. G. MALOYAN, A. L. TER-MINASYAN

Two annihilation centers were observed in lead germanate single crystals by means of positron annihilation. Semiempirical calculations of energy levels of GeO_4 and Ge_2O_7 complexes were carried out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 164—168 (1988)

УДК 537.638.214

ՓԱԶՈՎԵ ՍԵՐԵԽՈԴՅ Բ ԶԱՄԵՇԵՆՆԻՅ ՓԵՐՐԻՏԱՒ-ԳՐԱՆԱՒԱՒ ԻՏՏՐԻԱ

Տ. Ա. ՄՈՐԱԿԱՆՅԱՆ, Ա. Մ. ՄԱԻՏՐՅԱՆ

Երևանիկ ցօսարժեճննիկ Յնիճերսիտետ

(Սօսսսիլա Վ ռեդաԿԿիո 10 յոլի 1987 ց.)

Բ տեմպերատրոնի ճաճիճսսսի թաճարետրօնոց մացնիտնոց ռեզօնանս փերրիտօ-ցրանատօ սիստեմի $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ թրի տեմպերատրաՒ ճաճետկո յոլե տեմպերատրս Կյուրի օնարյոյնս օսօբեննօստի, ԿարաԿտր-

Таким образом, расчеты подтвердили, что электронные уровни комплексов $GeO_4-Ge_2O_7$ с энергиями —13—14 эВ могут обусловить широкую компоненту спектра УРАФ и короткоживущую часть временного спектра в монокристалле германата свинца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Iwasaki H. et al. J. Appl. Phys., 43, 4907 (1972).
2. Захарянц А. Г., Малоян А. Г., Тер-Минасян А. Л. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 140 (1986).
3. Kirkegaard P., Modensen D. Risö—M—1615, Denmark, 1973.
4. Wolfsberg M., Helmholz L. J. J. Chem. Phys., 20, 837 (1952).
5. Jaffe H. H., Doak G. O. J. Chem. Phys., 21, 195 (1953).
6. Круляк Ю. А., Дядюша Г. Г. Методы расчета электронной структуры и спектров молекул. Изд. Наукова думка, Киев, 1969.

ՊՈԶԻՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՆԻՀԻԼՅԱՑԻԱՆ ԿԱՊԱՐԻ ԳԵՐՄԱՆԱՏԻ ՄԻԱՔՅՈՒՐԵԳՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ՄԱԼՈՅԱՆ, Ա. Լ. ՏԵՐ-ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Պոզիտրոնների անհիլացիայի մեթոդով կապարի զերմանատի միարյուրեղներում հայտնաբերված երկու անհիլացիայի երկու կենտրոնների կատարված է GeO_4 և Ge_2O_7 կոմպլեքսների էներգետիկ մակարդակների կիսաէմպիրիկ հաշվարկ:

POSITRON ANNIHILATION IN LEAD GERMANATE SINGLE CRYSTALS

A. G. MALOYAN, A. L. TER-MINASYAN

Two annihilation centers were observed in lead germanate single crystals by means of positron annihilation. Semiempirical calculations of energy levels of GeO_4 and Ge_2O_7 complexes were carried out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 164—168 (1988)

УДК 537.638.214

ՓԱԶՈՎԵ ՍԵՐԵԽՈԴՅ Բ ԶԱՄԵՇԵՆՆԻՅ ՓԵՐՐԻՏԱՒ-ԳՐԱՆԱՏԱՒ ԻՏՏՐԻԱ

Տ. Ա. ՄՈՐԱՇԱԿԱՆՅԱՆ, Ա. Մ. ՄԱԻՏՐՅԱՆ

Երևանի գոսոճարստեննիյ տնիվերսիտետ

(Սոստոճիլա վ ռեճակցիո 10 յուլյա 1987 ց.)

Բ տեմպերատուրնիյ ճախոսիմոստի պարամետրոճ էլեկտրոնոցո մացնիտնոցո ռեզոնանս փերրիտոճ-ցրանատոճ սիստեմյ $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ թրի տեմպերատուրաճ ճաշեոկո յոճե տեմպերատուրյ Կյուրի օնարաճոյն օսօբեննոսոճ, քարակտեր-

ные для температуры Кюри. Из анализа этих особенностей и изучения формы линии ферромагнитного резонанса делается вывод, что при этой температуре происходит разрушение магнитного порядка октаэдрической подрешетки феррита-граната, в то время как тетраэдрическая подрешетка до точки Кюри остается ферромагнитно упорядоченной.

Для изучения природы различных взаимодействий в ферритах как между подрешетками, так и внутри каждой из них широко используется метод замещения магнитных ионов другими, главным образом немагнитными ионами [1]. Уменьшая намагниченность или даже полностью «выключая» ту или иную подрешетку, удастся определить знак и оценить величину обменных взаимодействий внутри подрешеток и между ними.

Синтезированные еще в начале шестидесятых годов ферриты-гранаты системы $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ [2] оказались удобным объектом для изучения природы косвенных обменных взаимодействий в ферритах-гранатах. В работе [2] было показано, что ионы олова Sn^{4+} при $0 < x \leq 1,5$ занимают только октаэдрические положения в решетке этих гранатов. Такое замещение магнитных ионов Fe^{3+} немагнитными ионами Sn^{4+} (для сохранения нейтральности молекулы одновременно ионы Y^{3+} замещаются двухвалентными ионами Ca^{2+}) позволяет в очень широких пределах менять магнитную структуру октаэдрической подрешетки, практически не меняя структуру тетраэдрической подрешетки. Следуя общепринятой терминологии, узлы в октаэдрической подрешетке феррита-граната будем называть a -местами, а в тетраэдрической — d -местами, а сами подрешетки соответственно a - и d -подрешетками. Третья, додекаэдрическая подрешетка исследуемой системы замещенных ферритов-гранатов, целиком занимаемая немагнитными ионами Y^{3+} и Ca^{2+} , не принимает участия в создании магнитных свойств. Поэтому далее мы ее касаться не будем. Наличие

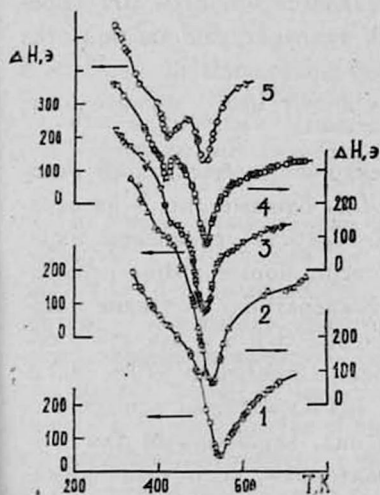


Рис. 1.

Рис. 1. Температурная зависимость ширины линии магнитного резонанса ферритов-гранатов системы $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ при разных значениях x : 1—0,1; 2—0,3; 3—0,5; 4—0,7 и 5—0,9.

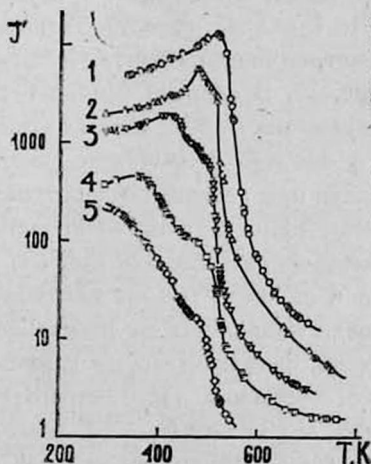


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость амплитуды первой производной линии электронного магнитного резонанса (J' , в относительных единицах) от температуры (обозначения те же, что и на рис. 1).

ионов олова позволяло при помощи эффекта Мёссбауэра получить дополнительную информацию о внутренних эффективных полях, действующих внутри *a*-подрешетки и между *a*- и *d*-подрешетками [3].

В настоящей работе проведено исследование температурной зависимости спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) и электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ферритов-гранатов системы $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ ($x = 0,1; 0,3; 0,5; 0,7$ и $0,9$) в широком интервале температур, включающих температуру Кюри (T_K).

На рис. 1 приведены температурные зависимости ширины линии электронного магнитного резонанса исследованных образцов в трехсантиметровом диапазоне волн. Для наглядности кривые, соответствующие различным образцам, сдвинуты вдоль оси абсцисс вверх на 200 Э. Аналогичные зависимости для образца с $x = 0$, т. е. относящиеся к чистому ферриту-гранату иттрия, мы здесь не приводим, ибо они достаточно подробно рассмотрены в работах [4, 5]. Для всех исследованных образцов при приближении к критической области фазового перехода наблюдалось сужение линии магнитного резонанса (см. рис. 1) и резкое падение интенсивности этой линии (рис. 2). Соответствующие кривые для образца с $x = 0$ имели аналогичный характер [5]. Значения температуры Кюри, определенные по минимуму ширины линии (ΔH) и температуре, при которой наблюдается резкое падение интенсивности (J'), находятся в хорошем согласии с данными работы [6], где эта температура определялась из прямых магнитных измерений. Такое поведение ΔH и J' характерно для температуры Кюри [5].

На кривых рис. 1 и 2 ниже T_K вблизи некоторой температуры Θ наблюдаются особенности, подобные тем, которые имеют место при температуре Кюри. При этой температуре происходит быстрое уменьшение ширины линии ФМР (рис. 1, кривая 3) и даже появляется минимум ΔH (кривые 4 и 5 на рис. 1). Примерно при этих же температурах наблюдается быстрое падение интенсивности линии магнитного резонанса (кривые 2—5 рис. 2). В области температур между Θ и T_K имеют место значительные искажения формы линии магнитного резонанса.

На рис. 3 приведено семейство кривых электронного магнитного резонанса при разных температурах образца с $x = 0,7$. Кривые рис. 3 не отражают изменения интенсивности J' , так как для удобства сравнения изменения формы все эти кривые, снятые на самописце, нормированы примерно к одной и той же величине. При разных температурах усиление установки изменялось на несколько порядков. Значения Θ и T_K для этого образца, определенные из графиков рис. 1 и 2, равны примерно 370 и 500 К соответственно. При температурах 407, 424 и 461 К, которые попадают в интервал между Θ и T_K , спектры ФМР имеют вид, характерный для суммы двух резонансных кривых с близкими *g*-факторами, но отличающимися интенсивностями и ширинами линий. Кривые, соответствующие температурам 293 и 376 К, типичны для поликристаллических ферромагнетиков с кубической магнитной кристаллографической анизотропией. Следует отметить, что в окрестности Θ имеет также место быстрое уменьшение спонтанной намагниченности, которая затем медленно приближается к нулю, образуя довольно длинные хвосты остаточной намагниченности. Кривые

температурной зависимости спонтанной намагниченности σ_s , взятые из работы [6], изображены на рис. 4 сплошными линиями. На этом же рисунке значками отмечены значения произведения $\Delta H^2 J'$ из наших измерений. Величина произведения $\Delta H^2 J'$ пропорциональна площади под линией магнитного резонанса, которая, в свою очередь, пропорциональна спонтанной намагниченности образца. Имеет место хорошее совпадение результатов этих двух независимых измерений.

Такое поведение намагниченности трудно объяснить в рамках трех-подрешеточной модели феррита-граната Нееля. Температурная зависимость параметров электронного магнитного резонанса и особенно форма линии магнитного резонанса в рамках теории, которая рассматривает магнитные моменты ионов железа как единую систему, релаксирующую во внешнем поле как целое, также не находит своего объяснения. Для непротиворечивой интерпретации полученных нами результатов мы предлагаем следующую модель эволюции магнитной структуры замещенных ферритов-гранатов иттриевой системы.

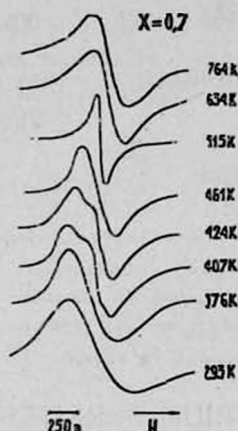


Рис. 3.

Рис. 3. Спектры электронного магнитного резонанса феррита-граната $Y_{2.3}Ca_{0.7}Fe_{4.3}Sn_{0.7}O_{12}$ при разных температурах.

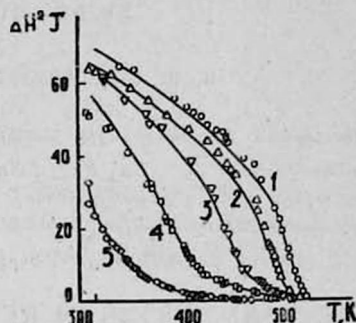


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость площади под линией магнитного резонанса ($\Delta H^2 J'$, в относительных единицах) от температуры. Сплошные линии соответствуют $\sigma_s(T)$ из работы [6]. Обозначения те же, что и на рис. 1.

По мере замещения в подрешетке a ионов Fe^{3+} немагнитными ионами Sn^{4+} происходит как ослабление обменного взаимодействия в подрешетке a (a - a -взаимодействие), так и существенное уменьшение взаимодействия a - d между подрешетками, которыми в основном обусловлена упорядоченная структура в подрешетке a . Однако с увеличением температуры падает также и намагниченность подрешетки d . При температурах, близких к Θ , подрешетка d уже не в состоянии поддерживать упорядоченную магнитную структуру в подрешетке a . Происходит разрушение магнитной структуры подрешетки a , и можно сказать, что она переходит в парамагнитное состояние. Хотя между подрешетками a и d все еще существует довольно сильное обменное взаимодействие, оно уже не достаточно, чтобы упорядочить магнитную структуру подрешетки a . Разрушение структуры a должно приводить к увеличению суммарной намагниченности систе-

мы, ибо уменьшается компенсирующее действие этой подрешетки на магнитный момент всей системы. Но при этом происходит и быстрое уменьшение магнитного момента подрешетки d . В результате действия этих двух механизмов падение σ_s всей системы выше температуры Θ замедляется.

Форму спектров ФМР также можно объяснить наличием двух различных магнитных фаз, характер температурной зависимости которых существенно отличается.

В заключение авторы выражают благодарность И. С. Любутину за предоставленные образцы ферритов-гранатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П. и др. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. Изд. Наука, М., 1965.
2. Geller S. et al. Phys. Chem. Solids, 12, 111 (1960).
3. Белов К. П., Любутин И. С. ЖЭТФ, 49, 747 (1965).
4. Мнацаканян С. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 20, 107 (1985).
5. Мнацаканян С. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 39 (1987).
6. Белов К. П., Любутин И. С. Кристаллография, 10, 351 (1965).

ՓՈՒԱՅԻՆ ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԸ ԻՏՐԻՈՒՄԻ ՏԵՂԱԿԱԼՎԱՅ ՖԵՐԻՏ-ՆՈՆԱՔԱՐԵՐԻՄ

Ս. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ, Ա. Մ. ՄԱՍՍՈՒՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է էլեկտրոնային մագնիսական ռեզոնանսի պարամետրերի կախվածությունը շերտաստիճանից $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ ֆերիտ-նոնաքարերի համակարգում: Կյուրիի կետից ափսիս ցածր շերտաստիճանների տիրույթում հայտնաբերված են առանձնահատկություններ, որոնք բնորոշ են Կյուրիի կետի համար: Ենթադրվում է, որ այդ շերտաստիճանում տեղի է ունենում փոխային անցում ֆերիտ-նոնաքարի ենթացանցերից մեկում:

PHASE TRANSITIONS IN REPLACED YTTRIUM FERRITES

S. A. MNATSAKANYAN, A. M. MAYSURYAN

The temperature dependence of the width and intensity of ferromagnetic and paramagnetic resonance lines of yttrium ferrite system $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ has been studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 168—171 (1988)

УДК 541.64;537.22

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА (Ф-2МЭ)

Г. Т. ГАЛСТЯН, **Х. Б. ПАЧАДЖЯН**

(Поступила в редакцию 20 марта 1987 г.)

Изложены результаты исследования пироэлектрических свойств поливинилиденфторида. Показано существование пика на температурных за-

мы, ибо уменьшается компенсирующее действие этой подрешетки на магнитный момент всей системы. Но при этом происходит и быстрое уменьшение магнитного момента подрешетки d . В результате действия этих двух механизмов падение σ_s всей системы выше температуры Θ замедляется.

Форму спектров ФМР также можно объяснить наличием двух различных магнитных фаз, характер температурной зависимости которых существенно отличается.

В заключение авторы выражают благодарность И. С. Любутину за предоставленные образцы ферритов-гранатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П. и др. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. Изд. Наука, М., 1965.
2. Geller S. et al. Phys. Chem. Solids, 12, 111 (1960).
3. Белов К. П., Любутин И. С. ЖЭТФ, 49, 747 (1965).
4. Мнацаканян С. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 20, 107 (1985).
5. Мнацаканян С. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 39 (1987).
6. Белов К. П., Любутин И. С. Кристаллография, 10, 351 (1965).

ՓՈՒԱՅԻՆ ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԸ ԻՏՐԻՈՒՄԻ ՏԵՂԱԿԱԼՎԱՅ ՖԵՐԻՏ-ՆՈՆԱՔԱՐԵՐԻՄ

Ս. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ, Ա. Մ. ՄԱՍՍՈՒՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է էլեկտրոնային մագնիսական ռեզոնանսի պարամետրերի կախվածությունը շերտաստիճանից $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ ֆերիտ-նոնաքարերի համակարգում: Կյուրիի կետից ափսիս ցածր շերտաստիճանների տիրույթում հայտնաբերված են առանձնահատկություններ, որոնք բնորոշ են Կյուրիի կետի համար: Ենթադրվում է, որ այդ շերտաստիճանում տեղի է ունենում փոխային անցում ֆերիտ-նոնաքարի ենթացանցերից մեկում:

PHASE TRANSITIONS IN REPLACED YTTRIUM FERRITES

S. A. MNATSAKANYAN, A. M. MAYSURYAN

The temperature dependence of the width and intensity of ferromagnetic and paramagnetic resonance lines of yttrium ferrite system $Y_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ has been studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 3, 168—171 (1988)

УДК 541.64;537.22

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА (Ф-2МЭ)

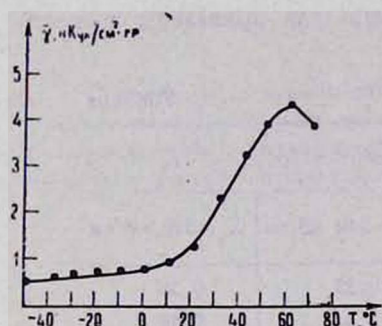
Г. Т. ГАЛСТЯН, **Х. Б. ПАЧАДЖЯН**

(Поступила в редакцию 20 марта 1987 г.)

Изложены результаты исследования пироэлектрических свойств поливинилиденфторида. Показано существование пика на температурных за-

висимостях пирокoeffициента $\gamma(T)$ и дан качественный анализ обнаруженного эффекта. Показано также, что пиковое значение γ и соответствующая ей температура монотонно зависят от величины поля электрической поляризации.

В настоящей работе проведено исследование пирoeлектрических свойств поливинилиденфторида, являющегося одним из наиболее перспективных полимерных материалов как в научном, так и в прикладном отношении. Заметим также, что именно на этом полимерном материале впервые были обнаружены такие чисто нелинейно-кристаллические эффекты, как генерация второй гармоники и петля диeлектрического гистерезиса [1, 2]. Исследование проводилось нами статическим методом, отличающимся, как известно, большей точностью и помехоустойчивостью по сравнению с другими известными методами (динамическим, квазистатическим и т. д.). Для измерений использовались образцы в виде прямоугольных пластин со средней площадью $S = 8,5 \text{ см}^2$ и толщиной $d = 25 \text{ мкм}$. Все образцы вырезались из одного большого куска Ф-2МЭ, который предварительно был подвергнут одностороннему механическому растяжению ($\sim 400\%$). Далее, все образцы поляризовывались при следующих значениях основных поляризационных характеристик: поле поляризации $E_n = 120; 240; 320; 400 \text{ кВ/см}$, температура поляризации $T_n = 65; 75; 85; 100^\circ \text{С}$.



Температурная зависимость пирокoeffициента $\gamma(T)$ поливинилиденфторида в случае $E_n = 400 \text{ кВ/см}$; $T_n = 75^\circ \text{С}$.

В качестве электродов, наносившихся на образцы после поляризации, использовался специальный токопроводящий клей, изготавливаемый НПО «Полимерклей» (г. Кировакан, АрмССР). Использование традиционных алюминиевых и серебряных электродов оказалось неэффективным, поскольку в процессе измерения электрическое сопротивление образца изменялось (особенно при повышенных температурах), что существенно сказывалось на степени достоверности конечных результатов. Каждый образец испытывался в среднем 3—4 раза с дальнейшим усреднением полученных результатов для пирокoeffициента γ . Погрешность при определении значений пирокoeffициента оценивалась по величине относительной ошибки и не превышала $\pm 10\%$. Нами изучались температурные зависимости пирокoeffициента в интервале температур от -60 до $+80^\circ \text{С}$.

В области исследования пирoeлектрических свойств Ф-2МЭ был получен ряд интересных результатов [3—6]. Однако в отмеченных работах данный эффект рассматривался только при относительно высоких значениях поля поляризации ($E > 1500 \text{ кВ/см}$).

На рисунке в качестве примера представлена температурная зависимость усредненных значений $\bar{\gamma}$ для наиболее жесткого режима поляризации. Как видно на рисунке, значение $\bar{\gamma}$, начиная от комнатной температуры, монотонно уменьшается с понижением температуры, что полностью согласуется с результатами [3—6]. При повышении температуры монотонность между $\bar{\gamma}$ и T , как следует из рисунка, сохраняется лишь до 63° С, выше которой начинается уменьшение значения пироккоэффициента. Этот результат не согласуется с данными [3—6], где указанное поведение сохраняется и при дальнейшем повышении температуры.

Полученный нами результат вполне закономерен, и качественно его можно объяснить следующим образом. Значение $\bar{\gamma}$, как известно, определяется изменением электрического момента единицы объема исследуемого образца, величина которого несколько увеличивается с возрастанием температуры вследствие изменения размеров образца. Однако повышение теплового поля одновременно приводит к замедлению деформационного увеличения поляризации за счет тепловой разориентации. В результате этого поляризация образца растет и, достигнув насыщения, больше не изменяется (γ_{max} соответствует точке перегиба на кривой $P(T)$). В соответствии с этим при повышении T растет и $\bar{\gamma}$, достигает максимума, а затем вновь уменьшается до нуля (см. таблицу для $E_n = 160$ кВ/см).

Пиковое значение $\bar{\gamma}$ и соответствующая ей температура оказались однозначно и монотонно связанными с величиной поляризующего поля E_n . Это наглядно видно из данных таблицы, где приведены значения $\bar{\gamma}$ для трех значений поля поляризации.

Таблица

№№ п/п	Температура $T, ^\circ\text{C}$	Пироккоэффициент $\bar{\gamma}$, нКул/см ² ·°К		
		$E_n = 160$ кВ/см	$E_n = 240$ кВ/см	$E_n = 320$ кВ/см
1	—51.5	—	0.33	0.38
2	—36.5	—	0.34	0.46
3	—21.5	0.035	0.4	0.5
4	—6.5	0.05	0.48	0.67
5	8.5	0.05	0.58	0.76
6	22	0.065*	0.84*	0.98*
7	33	0.16**	1.51	1.75
8	43	0.04	2.23**	2.2
9	53	—	2.21	2.52**
10	63	—	2.13	2.18

* Значение пироккоэффициента при комнатной температуре.

** Максимальное значение пироккоэффициента.

Действительно, при изменении E_n от 160 до 320 кВ/см $\bar{\gamma}$ увеличивается от 0,16 до 2,52 нКул/см²·°К, а соответствующая температура — от 33 до 53° С. Отметим также, что влияние температуры поляризации T_n в обнаруженном эффекте оказалось пренебрежимо малым. Так, например, различие значений $\bar{\gamma}$ на зависимостях $\bar{\gamma}(T)$, полученных при 65 и 100° С, оказалось в среднем порядка 3%.

В заключение отметим, что отсутствие пиков пирокoeffициента в работах [3—6] связано, по нашему мнению, лишь с гораздо большим значением величины их поля поляризации ($E_p > 1500$ кВ/см), при котором пик γ может наблюдаться только при более высоких температурах ($> 100^\circ \text{C}$), что не рассматривалось в указанных работах.

На основании вышеизложенного можно заключить, что поляризованные пленки Ф-2МЭ обладают значительной пироактивностью, верхний (высокотемпературный) предел которой существенно зависит от величины поляризующего поля.

ՊՈԼԻՎԻՆԻԼԻՖԵՆՅՏՈՐԻԴԻ (Փ-2ՄՁ) ԹԱԳԱՆԹՆԵՐԻ
ՊԻՐՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ. Տ. ԳԱԼՍՏԻԱՆ, Խ. Բ. ՓԱՉԱԺՅԱՆ

Բերված են պոլիվինիլիդենֆտորիդի թաղանթների պիրոէլեկտրական հատկությունների էքսպերիմենտալ հետազոտության արդյունքները: Ցույց է տրված, որ պոլիվինիլիդենֆտորիդի բևեռացված թաղանթներն օժտված են զգալի պիրոէլեկտրությամբ, որի բարձր ջերմաստիճանային սահմանը մոնոտոնորեն է կախված բևեռացնող էլեկտրական դաշտի մեծությունից:

PYROELECTRIC PROPERTIES OF POLYVINYLIDENE
FLUORIDE FILMS (Ф-2МЭ)

G. T. GALSTIAN, KH. B. PATCHADJIAN

The results of experimental investigation of pyroelectric properties of polyvinylidene fluoride films are reported. It is shown, that the polarized films of polyvinylidene fluoride have considerable pyroelectricity, the high-temperature limit of which essentially depends on the value of polarizing electrical field.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ

ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Г. Адонц, М. В. Слободской. Нелинейный эффект Коттона-Мутона в резонансной среде	119
А. О. Меликян, С. М. Саакян. Динамическое обоснование квазигармонического приближения	124
А. А. Саарян. Вакуумные средние тензора энергии-импульса электромагнитного поля внутри и вне идеально проводящей цилиндрической поверхности	130
А. С. Агабекян. Механизмы нарушения когерентности при резонансном переносе энергии	136
Р. В. Чифликян. Метод восстановления констант ионизации и возбуждения атомов из измерений ионизационного коэффициента Таунсенда в смесях газов	141
А. Г. Саркисян, В. М. Арутюнян, К. Г. Безоян, А. Р. Маилян, М. А. Мнацаканян, М. Р. Микаелян. Исследование эффекта протекания в случайно-неоднородной системе $Cu-ZnO$	145
Э. О. Мхитарян, В. М. Арутюнян, Э. Н. Адамян. Шумовые характеристики p^+-n-p^+ мезапланарных структур из кремния, компенсированного цинком	149
Т. И. Бутаева, К. Л. Ованесян, А. Г. Петросян. Влияние железа на образование центров окраски в кристаллах $YAlO_3$	155
А. Г. Малоян, А. А. Тер-Минасян. Позитронная аннигиляция в монокристаллах германата свинца	160
С. А. Мнацаканян, А. М. Майсuryн. Фазовые переходы в замещенных ферритах-гранатах иттрия	164
Г. Т. Галстян, <u>Х. Б. Пачаджян.</u> Пирoeлектрические свойства пленок поливинилиденфторида (Ф-2МЭ)	168

Բ Ո Վ Ա Ն Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Գ. Գ. Ադունց, Մ. Վ. Սլոբոդսկոյ. Կոտտոն-Մոտոնի ոչ գծային էֆեկտը ուղղանային միջավայրում	119
Ա. Հ. Մեխիջյան, Ս. Մ. Սահակյան. Քվադրատիկ մոտավորության դինամիկական հիմնավորումը	124
Ա. Ա. Սահարյան. Էլեկտրամագնիսական դաշտի էներգիայի-իմպուլսի թեքության վակուումային միջինները իդեալական հաղորդիչ գլանային մակերևույթի ներսում և դրսում	130
Ա. Ս. Աղաբեկյան. Կոհերենտության խախտման մեխանիզմները էներգիայի ուղղանային փոխանցման պրոցեսում	136
Ռ. Վ. Զիֆլիկյան. Գազերի խառնուրդներում Տաունսենդի իոնիզացման գործակցի շափումներից ատոմների գրգռման և իոնիզացիայի հաստատունների վերականգման մեթոդ	141
Ա. Գ. Սարգսյան, Վ. Մ. Հաբոյրյունյան, Կ. Գ. Բեգոյան, Ա. Ռ. Մայիլյան, Մ. Ա. Մեացակեյան, Մ. Ռ. Միֆայեյան. Հոսունության էֆեկտի ուսումնասիրությունը Cu-ZnO պատահական-անհամասեռ սիստեմում	145
Զ. Հ. Մխիթարյան, Վ. Մ. Հաբոյրյունյան, Զ. Ն. Աղամյան. Ցինկով փոխհատուցված սիլիցիումային p+-n-p+ մեզապլանար կառուցվածքների աղմուկային բնութագրերը	149
Տ. Ի. Բուրաևա, Կ. Լ. Հովհաննիսյան, Ա. Գ. Պետրոսյան. Երկաթի ազդեցությունը YAlO ₃ բյուրեղներում զոնավորման կենտրոնների առաջացման վրա	155
Ա. Հ. Մալոյան, Ա. Լ. Տեր-Մինասյան. Պոզիտրոնների անհիշիլյացիան կապարի գերմանատի միարյուրեղներում	160
Ս. Ա. Մեացակեյան, Ա. Մ. Մայսուրյան. Փուլային անցումները խորիմի տեղակալված ֆերիտ-նոնաքարերում	164
Գ. Տ. Գալստյան, Խ. Բ. Փաշաշյան. Պոլիմերիլիդենֆտորիդի (Φ—2MΦ) թաղանթների պիրոէլեկտրական հատկությունները	168