

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ր Ի Կ Ա
ФИЗИКА

1977

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵՆԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաբուրյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաբիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Շ. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь).

© Издательство АН Армянской ССР, 1977 г.

ИНВАРИАНТНЫЕ СВОЙСТВА ХАРАКТЕРА ДИФРАКЦИИ

Л. Н. КОВАЛЬ

Дано определение параметра ξ , характеризующего тип дифракции, для нестационарного случая. При заданных пространственно-временных соотношениях определена область существенных ξ . Для квазиклассического движения вдоль оси z определение нестационарного случая сводится к стационарному. Показано, что характер дифракции является инвариантом относительно ортохронного преобразования Лоренца (вдоль оси z).

При изучении дифракционных явлений (стационарный случай) существенную роль играет параметр $\xi = a_{\parallel}/ka_{\perp}^2$ [1], где k — волновой вектор, a_{\parallel} и a_{\perp} — характерные продольный и поперечные размеры. Однако параметр ξ и условия, при которых он задан, определены неинвариантным способом. Восстановлению инвариантных свойств этих характеристик посвящена настоящая работа.

В стационарном случае ξ определена при выполнении условий а) $ka_{\perp} \gg 1$, б) $a_{\perp} \ll a_{\parallel}$. Из условий а и б следует $ka_{\parallel} \gg 1$, что совместно с б совпадает с условиями квазиклассического движения вдоль оси z , а дифракционные эффекты проявляются из-за волновых свойств в поперечной плоскости.

Для установления точных трансформационных свойств ξ будем исходить из нестационарной задачи. Пусть в точке x_1 расположен источник скалярных волн с массой m . Рассмотрим амплитуду поля в точке x_2 . Требуется определить характер дифракции при заданных пространственно-временных соотношениях: $x = x_2 - x_1$. Задача сводится к изучению дифракционных свойств функции Грина

$$G^c(x, m) = \int \frac{e^{-ipx}}{p^2 - m^2 + i\epsilon} \frac{id^4p}{(2\pi)^4}. \quad (1)$$

Найдем инвариантный аналог условий а и б. Классическое действие и импульс частицы с массой m , движущейся между точками x_1 и x_2 , есть

$$S = -mx, \quad P_{\mu} = -g_{\mu\nu} \frac{\partial S}{\partial x^{\nu}} = m \frac{x_{\mu}}{x}, \quad P_{\mu}^2 = m^2, \quad x^2 = x_0^2 - \mathbf{r}^2. \quad (2)$$

Отсюда свободное движение между точками x_1 и x_2 возможно, когда $x > 0$, $x_0 > 0$, или эквивалентно

$$a') \quad x > 0, \quad б') \quad x_0 + z > 0. \quad (3)$$

Для нестационарного случая мы выберем условия а' и б' в качестве инвариантного относительно собственного преобразования Лоренца аналога условий а и б.

При выполнении а и б для функции $G^c(x, m)$ можно получить неинвариантное разложение по функции размазки придельного параметра $\delta^2(b, a)$:

$$G^c(x, m) = \int_0^{+\infty} \frac{dk}{4\pi k} \exp[-ik(x_0 - z)] \delta^2\left(\mathbf{b}, \frac{k}{z}\right), \quad (4)$$

где

$$\delta^2(\mathbf{b}, a) = \int \exp[iq\mathbf{b} - iq^2/2a] \frac{d^2q}{(2\pi)^2} = -\frac{ia}{2\pi} \exp\left[i\frac{\mathbf{b}^2 a}{2}\right]. \quad (5)$$

С другой стороны, при выполнении a и b можно записать инвариантное разложение $G^c(x, m)$

$$G^c(x, m) = \int_0^{+\infty} \frac{dp_+}{4\pi p_+} \exp\left[-i\frac{x_0+z}{2p_+} m^2 - i\frac{p_+(x_0-z)}{2}\right] \delta^2\left(\mathbf{b}, \frac{p_+}{x_0+z}\right), \quad (6)$$

где

$$p_+ = p_0 + p_z.$$

Сравнивая (4) и (5), видим, что аналогом величины $\frac{k}{z}$ является $\frac{p_+}{x_0+z}$, так что определение ξ для нестационарного случая имеет вид

$$\xi = \frac{x_0+z}{p_0+p_z} a_{\perp}^{-2}. \quad (7)$$

Можно показать, что фаза в (6) отрицательна. Значение $p_+^{\text{экс}}$, при котором фаза принимает максимальное значение, есть

$$p_+^{\text{экс}} = m \frac{x_0+z}{x}. \quad (8)$$

Согласно (2) $p_+^{\text{экс}}$ соответствует случаю, когда переменная p_+ принимает классическое значение $p_+^{\text{экс}} = \mathbf{P}_+$. Отсюда для $\xi^{\text{экс}}$ получаем

$$\xi^{\text{экс}} = \frac{(mx)}{(ma_{\perp})^2}.$$

Можно показать, что при заданных пространственно-временных соотношениях существенная область изменения переменной p_+ есть

$$\left[I + \frac{1 - \sqrt{1 + 4mx}}{2mx} \right] \lesssim \frac{p_+}{\mathbf{P}_+} \lesssim \left[I + \frac{1 + \sqrt{1 + 4mx}}{2mx} \right]. \quad (9)$$

С помощью (9) для параметра ξ находим

$$\left[I + \frac{1 + \sqrt{1 + 4mx}}{2mx} \right]^{-1} \lesssim \xi/\xi^{\text{экс}} \lesssim \left[I + \frac{1 - \sqrt{1 + 4mx}}{2mx} \right]^{-1}. \quad (10)$$

В квантовом пределе $|S| \lesssim 1$ из (10) следует

$$mx \lesssim \xi/\xi^{\text{экс}} \lesssim (mx)^{-1}. \quad (11)$$

В этом случае длина интервала существенных ξ может сильно отличаться от $\xi^{\text{экс}}$.

В квазиклассическом пределе $|S| \gg 1$ получаем

$$\left(1 - \frac{1}{\sqrt{mx}}\right) \lesssim \xi/\xi^{\text{экс}} \lesssim \left(1 + \frac{1}{\sqrt{mx}}\right). \quad (12)$$

В этом случае существенные ξ концентрируются в узком интервале около квазиклассического значения $\xi^{\text{экс}}$.

Покажем, что для квазиклассического движения вдоль оси z (7) сводится к определению для стационарного случая. Инвариантный переход совершим с помощью условий

$$|S| \gg 1, \quad x = m \frac{z}{P_z}, \quad P_z = k. \quad (13)$$

Тогда

$$\xi^{\text{экс}} = \frac{mx}{(ma_{\perp})^2} = \frac{z}{ka_{\perp}^2}.$$

В частности, для ультрарелятивистского квазиклассического движения вдоль оси z ($p_0 \sim p_z = k$, $x_0 \sim z$) получаем

$$\xi = \frac{x_0 + z}{p_0 + p_z} a_{\perp}^{-2} = \frac{z}{ka_{\perp}^2}.$$

Для нерелятивистского случая с квазиклассическим движением вдоль оси z находим

$$\xi = \frac{x_0 + z}{p_0 + p_z} a_{\perp}^{-2} = \frac{x_0}{m} a_{\perp}^{-2} = \frac{z}{mv} a_{\perp}^{-2} = \frac{z}{ka_{\perp}^2}.$$

Совпадение ξ в обоих предельных случаях не случайно, так как условия а и б мы сформулировали на геометрическом языке. Эти условия могут осуществляться как в релятивистском, так и нерелятивистском пределе, однако ценой такого общего рассмотрения была потеря инвариантных свойств.

Таким образом, при выполнении условий $x > 0$, $x_0 + z > 0$ мы дали определение ξ для нестационарного случая,

$$\xi = \frac{x_0 + z}{p_0 + p_z} a_{\perp}^{-2},$$

нашли область существенных ξ , показали, что для квазиклассического движения вдоль оси z ($|S| \gg 1$, $x = m z/P_z$) определение (7) сводится к стационарному случаю. С другой стороны, легко убедиться в инвариантности относительно собственных преобразований Лоренца вдоль оси z ограничений (3) и (13) и определений (7), (8) и (10). Последнее завершает доказательство инвариантности характера дифракции.

В заключение автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Коваль, С. Г. Матинян. ЯФ, 19, 380 (1974).
2. Л. Н. Коваль. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 17 (1976).

ԳԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ԲՆՈՒՅԹԻ ԻՆՎԱՐԻԱՆՏ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Լ. Ն. ԿՈՎԱԼ

Աշխատանքում տրված է ξ պարամետրի սահմանումը, որը բնորոշում է դիֆրակցիայի տեսակը ոչ ստացիոնար դեպքում, z առանցքի ուղղությամբ կվադրիկլասիկ շարժման դեպքում ոչ ստացիոնար դեպքի սահմանում հանդում է ստացիոնար դեպքին, ծուլց է տրված, որ դիֆրակցիայի բնույթը ինվարիանտ է Լորենցի օրոտիսրոն ձևափոխությունների նկատմամբ (z առանցքի ուղղությամբ):

INVARIANT PROPERTIES OF DIFFRACTION NATURE

L. N. KOVAL

The definition of the ξ parameter, characterizing the type of diffraction for non-stationary case, is given. At given space-time correlations the region of essential ξ values is determined. In the case of quasiclassical motion along z axis, the definition for the non-stationary case reduces to that for the stationary one. The invariance of the nature of diffraction under the orthochronologic Lorentz transformation (along the z axis) is shown.

ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЗАРЯДА. В СТОПКЕ ПЛАСТИН С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ И МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Построена общая теория образования рентгеновского и более жесткого излучения с учетом поглощения и многократного рассеяния в стопке пластин: при пролете через нее ультрарелятивистского заряда. Рассмотрены частные случаи стопки с большими вакуумными отсеками и стопки с относительно толстыми пластинами (приближение ближайших соседей). Рассмотрен вопрос о краевом эффекте и его выделении из полного излучения.

В работе [1] была построена теория образования излучения (в рентгеновской и более жесткой области частот) в непоглощающей пластине ультрарелятивистским зарядом с учетом влияния многократного рассеяния. Было показано, что это влияние приводит к а) появлению тормозного излучения, образованного на всем пути движения заряда в веществе, б) сглаживанию интерференционных осцилляций в частотном спектре краевого эффекта и в) обогащению этого спектра в жесткой части при достаточно больших энергиях заряда, обусловленному тем, что заряд движется по-разному внутри и вне пластины. В дальнейшем в [2] было учтено влияние поглощающей способности вещества пластины на образование излучения.

В настоящей работе построена общая теория образования излучения при пролете ультрарелятивистского заряда через стопку пластин с учетом влияния как многократного рассеяния, так и поглощающей способности вещества пластин. Показано, что если расстояния между пластинами много больше, чем соответствующая зона формирования переходного излучения, то частотный спектр образуемого излучения совпадает с частотным спектром для одной пластины, умноженным на эффективное число пластин в стопке.

Рассмотрен другой предельный случай, когда многократное рассеяние заряда в пластине приводит к тому, что интерференция имеет место только между излучениями, испущенными от соседних друг к другу отсеков и пластин («приближение ближайших соседей»).

В заключение рассмотрен вопрос о краевом эффекте в пластине и стопке пластин. Обсуждаются возможности экспериментального выделения краевого эффекта из полного излучения.

1. Вывод основных формул

Пусть ультрарелятивистская заряженная частица со скоростью \mathbf{v}_0 движется вдоль оси Z из $-\infty$ и в момент времени $t_0 = 0$ влетает перпендикулярно в стопку из N пластин. Толщина каждой пластины равна a , ширина вакуумных отсеков — b .

В каждой пластине частица претерпевает многократное рассеяние и ее координата и скорость в момент времени t' равны \mathbf{r}'_n и \mathbf{v}'_n ($n=1, 2, \dots, N$).

При этом t' в n -ой пластине изменяется в пределах от $t_{2(n-1)}$ до t_{2n-1} . Если считать, что абсолютная величина скорости частицы v остается неизменной, а изменения направления скорости при многократном рассеянии малы, то

$$t_{2(n-1)} = (n-1)(T_a + T_b), \quad t_{2n-1} = nT_a + (n-1)T_b,$$

где

$$T_a = \frac{a}{v}, \quad T_b = \frac{b}{v}.$$

Обозначим координату и скорость частицы при влете и вылете из n -ой пластины соответственно через r_{ns} , v_{ns} и r_n , v_n . Поскольку в вакуумных отсеках частица движется равномерно и прямолинейно, то $v_{ns} = v_{n-1}$, $r_{ns} = r_{n-1} + v_{n-1}T_b$. Кроме того, $v_{1s} = v_0$ и примем $r_{1s} = 0$.

Распределение интенсивности образующегося излучения на далеких расстояниях за стопкой определяется формулой [3]

$$dW(\theta_0, \omega) = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} |A|^2 d\theta_0 d\omega, \quad (1)$$

где $d\theta_0 = \theta_0 d\theta_0 d\Phi$ — элемент телесного угла в направлении распространения излучения относительно первоначального направления движения частицы.

Величина A состоит из члена A_1 , обусловленного движением заряда в пластинах, и члена A_0 , связанного с движением заряда в вакуумных отсеках,

$$A = A_1 + A_0, \quad (2)$$

$$A_1 = \sum_{n=1}^N A_{1n}, \quad A_0 = \sum_{n=0}^N A_{0n}, \quad (3)$$

$$A_{1n} = \gamma_{1n} \exp(i\omega t_{2(n-1)}) \int_0^{T_a} [nv'_n] \exp\{i(\omega t' - kr'_n)\} dt', \quad (4)$$

$$A_{0n} = -\frac{2i[nv_0] \gamma_{0n}}{\omega(\gamma^{-2} + \theta_0^2)}, \quad (5)$$

$$A_{0n} = \gamma_{0n} \exp(i\omega t_{2n-1}) \int_0^{T_b} [nv_n] \exp\{i(\omega t - k_0(r_n + v_n t))\} dt \quad (6)$$

$$(n = 1, 2, \dots, N-1).$$

Кроме того, A_{0N} определяется формулой (6) с $n = N$ и $T_b = \infty$.

В формулах (4) — (6) величины γ_{0n} и γ_{1n} соответственно есть коэффициенты прохождения излучения из n -го вакуумного отсека и n -ой пластины на $+\infty$:

$$\eta_{0n} = \exp \{i(\lambda - \lambda_0)(N-n)a\}, \quad \eta_{1n} = \exp \{i(\lambda - \lambda_0)(Na + (n-1)b)\}, \quad (7)$$

где

$$\lambda = (\varepsilon - \sin^2 \theta_0)^{1/2} \omega / c = \lambda' + i\lambda'', \quad \lambda_0 = (\omega/c) \cos \theta_0,$$

$\varepsilon = 1 - \omega_0^2/\omega^2 + i\mu c/\omega$ — диэлектрическая постоянная вещества пластин, μ — коэффициент поглощения. Как и в работе [1], \mathbf{n} — единичный вектор направления излучения, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, векторы \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 имеют одинаковые компоненты в плоскости x, y , равные κ ($\kappa = (\omega/c) \sin \theta_0$), и продольные компоненты, равные соответственно λ и λ_0 .

Усредним выражение (1) по всем возможным траекториям заряда. При этом $\langle |A|^2 \rangle$ будет состоять из следующих трех членов:

$$\langle |A_1|^2 \rangle = \sum_{n=1}^N \langle |A_{1n}|^2 \rangle + 2 \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{j=n+1}^N \langle A_{1j}^* A_{1n} \rangle, \quad (8)$$

$$\langle |A_0|^2 \rangle = |A_{00}|^2 + \sum_{n=1}^N \langle |A_{0n}|^2 \rangle +$$

$$+ 2 \operatorname{Re} \sum_{n=1}^N A_{00}^* \langle A_{0n} \rangle + 2 \operatorname{Re} \sum_{j=1}^{N-1} \sum_{n=j+1}^N \langle A_{0n}^* A_{0j} \rangle, \quad (9)$$

$$2 \operatorname{Re} \langle A_0^* A_1 \rangle = 2 \operatorname{Re} \sum_{n=1}^N A_{00}^* \langle A_{1n} \rangle + 2 \operatorname{Re} \sum_{j=1}^N \sum_{n=1}^N \langle A_{0n}^* A_{1j} \rangle. \quad (10)$$

Согласно [4], введем условную вероятность $\omega(\mathbf{r}', \mathbf{v}'; \mathbf{r}, \mathbf{v}; t-t')$ того, что частица, находящаяся в данной пластине, в момент времени t имеет координату и скорость \mathbf{r} и \mathbf{v} , если в более ранний момент времени t' в той же пластине она имела координату и скорость \mathbf{r}' и \mathbf{v}' . Как было отмечено в [4], эта величина зависит от разности $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$.

В работе [1] соответствующие условные вероятности значений координаты и скорости частицы в одной пластине связывались с задаваемыми значениями координаты и скорости частицы при влете в пластину. В случае же стопки пластин заданными являются только координата и скорость частицы при ее влете в первую пластину стопки. Поэтому при вычислении средних величин, входящих в формулы (8)–(10), появляющиеся условные вероятности необходимо связать с Γ_{1s} и \mathbf{v}_{1s} .

Например, имеем

$$\begin{aligned} \langle |A_{1n}|^2 \rangle &= 2 v^2 \exp \{ -\mu (Na + (n-1)b) \} \times \\ &\times \operatorname{Re} \int dr_n d\theta_n \int dr_n d\theta_n \int_0^a dt'' \int_0^a dt' \theta_n^i \theta_n^0 \exp \{ i[\omega(t' - t'') - \\ &- \mathbf{k} \mathbf{r}_n + \mathbf{k}^* \mathbf{r}_n^i] \} \mathcal{W}(\mathbf{r}_{1s}, \mathbf{v}_{1s}; \mathbf{r}_n, \mathbf{v}_n; t_0, t'' + (n-1)(T_a + T_b)) \times \\ &\times \omega(\mathbf{r}_n, \mathbf{v}_n; \mathbf{r}_n, \mathbf{v}_n; t' - t''), \end{aligned} \quad (11)$$

где величина $W(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_n, \mathbf{v}''_n; t', t'')$ является естественным обобщением величины $w(\mathbf{r}', \mathbf{v}'; \mathbf{r}, \mathbf{v}; t-t')$ на случай стопки пластин и представляет собой условную вероятность того, что частица в момент времени t'' находится в n -ой пластине и имеет координату \mathbf{r}''_n и скорость \mathbf{v}''_n , если в более ранний момент t' она находилась в m -ой пластине и имела координату \mathbf{r}'_m и скорость \mathbf{v}'_m . В частности, когда t' совпадает с $t_{2(m-1)}$ или t_{2m-1} (т. е. частица находилась на передней или задней границе m -ой пластины), то вместо \mathbf{r}'_m и \mathbf{v}'_m следует брать \mathbf{r}_{ms} , \mathbf{v}_{ms} или \mathbf{r}_m , \mathbf{v}_m . Двумерный вектор θ'_n (или θ''_n) лежит в плоскости, перпендикулярной к направлению вылета фотона \mathbf{n} и определяется соотношением

$$\theta'_n = \frac{\mathbf{n}(\mathbf{p}\mathbf{v}'_n) - \mathbf{v}'_n}{v} \quad (12)$$

Найдем выражение для $W(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_n, \mathbf{v}''_n; t', t'')$. Очевидно, что искомая величина есть произведение соответствующих условных вероятностей w , просуммированное по всем возможным промежуточным значениям координат и направлениям скоростей заряда,

$$\begin{aligned} W(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_n, \mathbf{v}''_n; t', t'') &= \int w(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}_m, \mathbf{v}_m; t_{2m-1} - t') \times \\ &\times w(\mathbf{r}_{m+1, s}, \mathbf{v}_{m+1, s}; \mathbf{r}_{m+1}, \mathbf{v}_{m+1}; T_a) \cdots \times \\ &\times w(\mathbf{r}_{ns}, \mathbf{v}_{ns}; \mathbf{r}''_n, \mathbf{v}''_n; t'' - t_{2(n-1)}) d\mathbf{r}_m d\theta_m d\mathbf{r}_{m+1} d\theta_{m+1} \cdots d\mathbf{r}_{n-1} d\theta_{n-1}. \end{aligned} \quad (13)$$

Если ширина вакуумных отсеков b равна нулю, то $\mathbf{r}_{m+1, s} = \mathbf{r}_m$ и интеграл (13) можно вычислить согласно теореме о полной вероятности [5], и в результате, как и следовало ожидать, он оказывается равным $w(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_n, \mathbf{v}''_n; t'' - t')$.

Простое соотношение получается также для интеграла

$$\begin{aligned} &\int W(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_n, \mathbf{v}''_n; t', t'') \exp[\mu(z''_n - z'_m)] d\mathbf{r}''_n = \\ &= \int w(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_n, \mathbf{v}''_n; t'' - t' - (n-m)T_b) \exp[\mu(z''_n - z'_m + \\ &+ (n-m)b)] d\mathbf{r}''_n = u_1(\theta'_m, \theta''_n; t'' - t' - (n-m)T_b) \exp[\mu(n-m)b] \end{aligned} \quad (14)$$

при произвольном значении b . Для последней величины имеется явное выражение [2]

$$u_1(\theta, \theta'; t) = \frac{\exp\{- (\theta - \theta')^2 / 4qt + \mu vt\}}{4\pi qt} \quad (15)$$

при

$$(2\mu qa^2/v)^{1/2} \ll 1,$$

где

$$q = q_0 \gamma^{-2}, \quad q_0 = \left(\frac{E_s}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{c}{8L}, \quad (16)$$

m_0 — масса покоя пролетающей частицы, L — радиационная единица длины вещества пластины, $E_s = 21 \text{ МэВ}$.

Дать общее явное выражение для величины (13) затруднительно. Однако, используя фурье-компоненты [6]

$$\begin{aligned} u(\theta, \theta'; t) &= \int w(\mathbf{r}, \mathbf{v}; \mathbf{r}', \mathbf{v}'; t) \exp \{ i[\omega t - \mathbf{k}(\mathbf{r}' - \mathbf{r})] \} d\mathbf{r}' = \\ &= \sigma \exp \{ -\sigma [(\theta^2 + \theta'^2) \text{cth } x - 2\theta\theta'/\text{sh } x + gx] / \pi \text{sh } x, \quad (17) \\ \sigma &= \frac{(1-i)}{4} \sqrt{\frac{\omega}{q}}, \quad x = (1-i) \sqrt{\omega q} t, \quad g = \gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{i\mu c}{\omega}, \end{aligned}$$

можно всякий раз явно вычислить соответствующую фурье-компоненту функции W . Например,

$$\begin{aligned} U_1(\theta'_m, \theta''_{m+1}; t', t'') &= \int W(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_{m+1}, \mathbf{v}''_{m+1}; t', t'') \times \\ &\times \exp \{ i[\omega(t'' - t') - \mathbf{k}(\mathbf{r}''_{m+1} - \mathbf{r}'_m)] \} d\mathbf{r}''_{m+1} = \\ &= \sigma \varphi \exp \{ -\sigma [g(x' + x'') + (\text{cth } x' - 1/\alpha_1 \text{sh}^2 x') \theta_m'^2 + \\ &+ (\text{cth } x'' - 1/\alpha_1 \text{sh}^2 x'') \theta_{m+1}''^2 - 2\theta'_m \theta''_{m+1} / \alpha_1 \text{sh } x' \text{sh } x''] \} \times \\ &\times (\pi \alpha_1 \text{sh } x' \text{sh } x'')^{-1} = \varphi \tilde{U}_1(\theta'_m, \theta''_{m+1}; t', t''), \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} x' &= (1-i) \sqrt{\omega q} (T_a - t' + (m-1)(T_a + T_b)), \\ x'' &= (1-i) \sqrt{\omega q} (t'' - m(T_a + T_b)), \\ \alpha_1 &= \text{cth } x' + \text{cth } x'' + x_b, \quad x_b = (1-i) \sqrt{\omega q} T_b, \\ \varphi &= \exp \{ i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) T_b \}. \end{aligned} \quad (19)$$

Аналогично можно получить явные выражения для величин

$$\begin{aligned} U_n(\theta'_m, \theta''_{m+n}; t', t'') &= \int W(\mathbf{r}'_m, \mathbf{v}'_m; \mathbf{r}''_{m+n}, \mathbf{v}''_{m+n}; t', t'') \times \\ &\times \exp \{ i[\omega(t'' - t') - \mathbf{k}(\mathbf{r}''_{m+n} - \mathbf{r}'_m)] \} d\mathbf{r}''_{m+n}. \end{aligned} \quad (20)$$

Однако эти выражения достаточно громоздки и мы здесь не будем выписывать их.

2. Большие расстояния между пластинами

Характерно, что величина U_1 содержит множитель φ . При вычислении интерференционных членов типа $\langle \mathbf{A}_{1n+1}^* \mathbf{A}_{1n} \rangle$, $\langle \mathbf{A}_{0n}^* \mathbf{A}_{1n+2} \rangle$, $\langle \mathbf{A}_{0n}^* \mathbf{A}_{0n+2} \rangle$ и т. д. в результате умножения на соответствующие

коэффициенты прохождения (см. формулы (4) — (7)) множитель φ преобразуется в величину

$$\varphi_0 = \exp(iX_\Gamma), \quad X_\Gamma = \frac{\omega b}{2c\gamma^2}. \quad (21)$$

Например,

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{A}_{1n+1}^* \mathbf{A}_{1n} \rangle &= v^2 Q^{N-n+1} \varphi_0^* \int d\theta_n^* d\theta_{n+1}^* \times \\ &\times \int_0^{T_a} dt' \int_0^{T_a} dt'' \theta_n^* \theta_{n+1}^* u_1(\theta_0, \theta_n^*; t' + (n+1)T_a) \times \\ &\times \tilde{U}_1^*(\theta_n^*, \theta_{n+1}^*; t' + t_2(n-1), t'' + t_2n), \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$Q = \exp(-\mu a). \quad (23)$$

Можно убедиться, что в общем случае величина $U_n(\theta_m^*, \theta_{m+n}^*; t', t'')$ будет содержать множитель φ^n , а интерференционные члены типа $\langle \mathbf{A}_{1m+n}^* \mathbf{A}_{1m} \rangle$ и т. д. будут содержать φ_0^n .

Таким образом, при выполнении условия

$$X_\Gamma \gg 1 \quad (24)$$

указанные интерференционные члены являются быстро осциллирующими функциями от ω и после усреднения по небольшому интервалу частот обратятся в нуль. Легко видеть, что условие (24) имеет ясный физический смысл, а именно, оно означает, что расстояние между пластинами в стопке много больше зоны формирования переходного излучения в вакууме, $z_{\text{вак}} = 2c\gamma^2/\omega$.

В результате имеем, что при больших расстояниях между пластинами из средних величин, входящих в (8) — (10), остаются лишь $\langle |\mathbf{A}_{1n}|^2 \rangle$, $\langle |\mathbf{A}_{0n}|^2 \rangle$, $\langle \mathbf{A}_{0n-1}^* \mathbf{A}_{0n} \rangle$, $\langle \mathbf{A}_{0n-1}^* \mathbf{A}_{1n} \rangle$, $\langle \mathbf{A}_{0n}^* \mathbf{A}_{1n} \rangle$ ($n=1, 2, \dots, N$). При этом, например,

$$\begin{aligned} \langle |\mathbf{A}_{1n}|^2 \rangle &= 2v^2 Q^{N-n} \text{Re} \int d\theta_n^* d\theta_n \int_0^{T_a} dt'' \int_{t'}^{T_a} dt' \theta_n^* \theta_n^* \times \\ &\times u_1(\theta_0, \theta_n^*; t'' + (n-1)T_a) u(\theta_n^*, \theta_n^*; t' - t''); \\ \langle |\mathbf{A}_{0n}|^2 \rangle &= v^2 Q^{N-n} \int d\theta_n \int_0^{T_b} dt \int_0^{T_b} dt' \theta_n^2 u_1(\theta_0, \theta_n; nT_a) \times \\ &\times \exp[i(\omega - \mathbf{k}_0 \mathbf{v}_n)(t - t')]. \end{aligned}$$

Подставляя выражения для указанных средних величин в (8) — (10) и затем используя (1), получим частотно-угловое распределение интенсивности излучения при больших расстояниях между пластинами, когда выпол-

няется условие (24). Это распределение при $N \neq 1$, вообще говоря, не пропорционально частотно-угловому распределению для одной пластины (формулы (10)—(12) работы [2]). Однако после интегрирования по углу излучения θ_0 нетрудно убедиться, что частотный спектр

$$\langle dW(\omega) \rangle_{N, a} = \int \langle dW(\theta_0, \omega) \rangle_{N, a} d\theta_0$$

для рассматриваемой стопки совпадает с частотным спектром для одной пластины, умноженным на эффективное число пластин

$$N_{\text{эфф}} = \frac{1 - Q^N}{1 - Q}, \quad (25)$$

а именно

$$\langle dW(\omega) \rangle_{N, a} = N_{\text{эфф}} \langle dW(\omega) \rangle_{1, a}, \quad (26)$$

где $\langle dW(\omega) \rangle_{1, a}$ определяется формулой (15) работы [2].

3. Приближение ближайших соседей

Результат предыдущего раздела является весьма естественным. Аналогичный результат в случае обычного переходного излучения (т. е. без учета влияния многократного рассеяния) был получен ранее [7]. Когда же условие (24) не выполняется, необходимо учитывать интерференционные члены между разными пластинами и отсеками ($\langle A_{1j}^* A_{1n} \rangle$ при $n \neq j$, $\langle A_{0n}^* A_{0j} \rangle$ при $j \neq n + 1$ и $j \neq n$ и т. д.).

Однако оказывается, что когда величина

$$x_a = (1 - i) \sqrt{\omega q} T a \quad (27)$$

по модулю больше или, по крайней мере, порядка единицы, в первом приближении можно не учитывать все интерференционные члены, а ограничиться только учетом интерференции между «ближайшими соседями», т. е. членов вида $\langle A_{1n+1}^* A_{1n} \rangle$.

Действительно, ввиду наличия величины $\text{sh}x$ в знаменателе функции u и величины $\text{sh}x' \text{sh}x''$ в знаменателе функции U_1 интерференционные члены, соответствующие областям, отделенным друг от друга одной или большим числом пластин, содержат фактор $1/\text{sh}x_a$, который мал по модулю при

$$|x_a| \gg 1. \quad (28)$$

Аналогичная ситуация имеет место также и в том случае, когда толщина пластины порядка или больше длины поглощения, т. е. $\mu a \gtrsim 1$.

Таким образом, в приближении ближайших соседей имеем

$$\int \langle |A_{11}|^2 \rangle d\theta_0 = \sum_{n=1}^N \int \langle |A_{1n}|^2 \rangle d\theta_0 + 2 \text{Re} \sum_{n=1}^{N-1} \int \langle A_{1n+1}^* A_{1n} \rangle d\theta_0, \\ \int \langle |A_{00}|^2 \rangle d\theta_0 = \int |A_{000}|^2 d\theta_0 + \sum_{n=1}^N \int \langle |A_{0n}|^2 \rangle d\theta_0, \quad (29)$$

$$2 \operatorname{Re} \int \langle \dot{\mathbf{A}}_0 \mathbf{A}_1 \rangle d\theta_0 = 2 \operatorname{Re} \sum_{j=1}^N \sum_{n=1}^N \int_{(j=n, n+1)} \langle \dot{\mathbf{A}}_{0n} \mathbf{A}_{1j} \rangle d\theta_0 + \\ + 2 \operatorname{Re} \int \langle \dot{\mathbf{A}}_{00} \mathbf{A}_{11} \rangle d\theta_0.$$

Интегралы, входящие в правые части формул (29), нетрудно вычислить явно. При этом для вычисления величины $\int \langle \dot{\mathbf{A}}_{1n+1} \mathbf{A}_{1n} \rangle d\theta_0$ мы воспользуемся (18), а остальные величины вычисляются аналогично тому, как это было сделано в [1, 2]. В результате получим

$$\langle dW(\omega) \rangle_{N, a} = N_{\text{эфф}} \langle dW(\omega) \rangle_{1, a} + \\ + \frac{2e^2}{\pi c} (N_{\text{эфф}} - 1) [B_0 - (H_1 + H_2) + J] d\omega, \quad (30)$$

где величина $\langle dW(\omega) \rangle_{1, a}$ определяется формулой (15) работы [2] с учетом условия (28),

$$B_0 = \operatorname{ci}(X_1) + \cos(X_1) + X_1 \operatorname{si}(X_1), \quad (31)$$

$$J = -Q \operatorname{Re} \exp(iX_1) \int_0^{x_a} dx_1 \int_0^{x_a} dx_2 \frac{\exp[-s_2(x_1 + x_2) - hx_1]}{[\operatorname{sh}(x_1 + x_2) + x_b \operatorname{ch} x_1 \operatorname{ch} x_2]^2},$$

$$H_1 = -\operatorname{Re} \exp(iX_1) \int_0^{x_a} \frac{\exp[-(s_2 + h)x]}{\operatorname{ch}^2 x} \left[\frac{1}{\operatorname{th} x + x_b} + \right. \\ \left. + s_1 \exp[s_1(\operatorname{th} x + x_b)] \operatorname{Ei}[-s_1(\operatorname{th} x + x_b)] \right] dx, \quad h = 2i\pi c/\omega,$$

H_2 получается из H_1 формальной подстановкой $h = 0$. Выражения (31) для величин B_0 и J даны в случае, когда $x_b \neq 0$.

Заметим, что если выполняется условие (24), то второе слагаемое в (30), обусловленное интерференцией между излучениями, образованными в соседних пластинах, обращается в нуль после усреднения по небольшому интервалу частот, и мы, естественно, приходим к формуле (26).

Если же $b = 0$, то нетрудно убедиться, что формула частотного спектра для такой «стопки», как и следовало ожидать, совпадает с формулой для одной пластины, толщина которой равна Na .

До сих пор мы рассматривали приближение ближайших соседей. В случае, когда $|x_a|$ (или μa) порядка или, тем более, меньше единицы, это приближение может стать неудовлетворительным. Для его улучшения необходимо учесть члены интерференции между более дальними соседями. В первую очередь это члены типа $\langle \dot{\mathbf{A}}_{1m+2} \mathbf{A}_{1m} \rangle$, $\langle \dot{\mathbf{A}}_{0m+1} \mathbf{A}_{0m} \rangle$ и $2 \operatorname{Re} \langle \dot{\mathbf{A}}_{0m} \mathbf{A}_{1j} \rangle$ ($j = m + 2, m - 1$), затем — члены типа $\langle \dot{\mathbf{A}}_{1m+3} \mathbf{A}_{1m} \rangle$,

$\langle \dot{A}_{0m+2} A_{0m} \rangle$, $2 \operatorname{Re} \langle \dot{A}_{0m} A_{1j} \rangle$ ($j = m+3, m-2$) и т. д. Таким образом мы получим некоторый ряд, параметром разложения которого служит величина порядка $\exp(-x_a)$ (или $\exp(-\mu a)$). Поскольку (см. (27)) величина x_a имеет положительную действительную часть, то этот ряд сходится весьма быстро начиная с членов, содержащих $m|x_a| \sim 1$ (или $m\mu a \sim 1$). Физически это означает, что при наличии многократного рассеяния фазы волн расстраиваются (а при наличии поглощения амплитуды волн уменьшаются) и поэтому интерференция между волнами, возникающими в достаточно отдаленных участках траектории заряда, становится несущественной.

4. Краевой эффект

В [1] (см. также [8]) было показано, что частотный спектр $\langle dW(\omega)/d\omega \rangle_{1,a}$ полного излучения, образованного в непоглощающей пластине достаточно большой толщины

$$a \gg z_{\text{торм}} = \frac{c\gamma}{(\omega q_0)^{1/2}}, \quad (32)$$

имеет следующий асимптотический вид:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1,a}^{\text{пол}} \approx \frac{a}{z_{\text{торм}}} \frac{dW_M(\omega)}{d\omega}. \quad (33)$$

Величина $z_{\text{торм}}^{-1} dW_M(\omega)/d\omega$ дается известной формулой Мигдала [4] и представляет собой интенсивность тормозного излучения с единицы длины пути частицы в безграничной непоглощающей среде.

Разность между интенсивностью полного излучения и ее линейной частью (33) естественно назвать краевым эффектом [1, 8]

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1,a}^{\text{кр}} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1,a}^{\text{пол}} - \frac{a}{z_{\text{торм}}} \frac{dW_M(\omega)}{d\omega}. \quad (34)$$

В случае стопки из N непоглощающих пластин краевой эффект можно определить аналогичной формулой, только с дополнительным множителем N во втором слагаемом:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{N,a}^{\text{кр}} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{N,a}^{\text{пол}} - \frac{Na}{z_{\text{торм}}} \frac{dW_M(\omega)}{d\omega}. \quad (35)$$

Как показано выше в разделе 2, при выполнении условия (24) интенсивность полного излучения в пластинках стопки аддитивно складывается. Тогда спектр краевого эффекта в стопке просто пропорционален спектру краевого эффекта в одной пластине этой стопки:

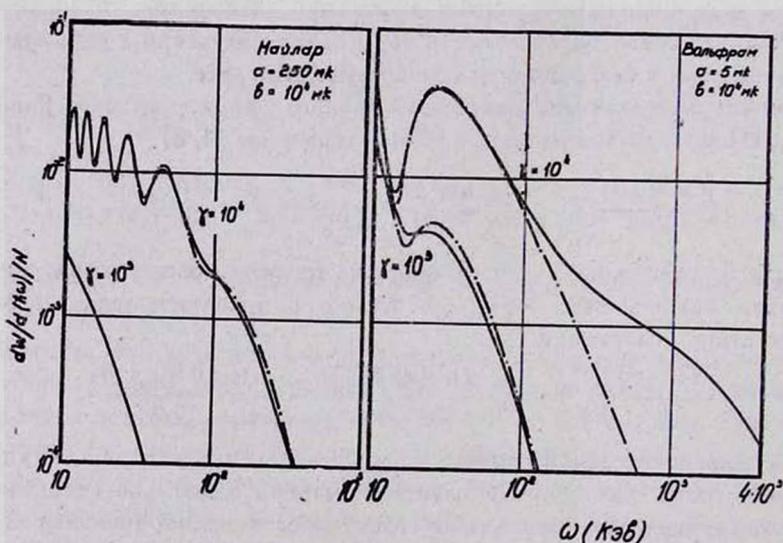
$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{N,a}^{\text{кр}} = N \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1,a}^{\text{кр}} \quad (\text{при } b \gg z_{\text{вак}}). \quad (36)$$

Другими словами, для стопки с большими расстояниями между пластинками справедливы все результаты, полученные для полного излучения и краевого эффекта в одной пластине [1].

В литературе влияние многократного рассеяния на образование излучения в непоглощающей периодической среде до сих пор рассматривалось в модели, где периодической неоднородностью обладает лишь электронная плотность, а рассеивающие ядра считаются однородно распределенными по всей среде [9]. При этом краевой эффект определяется формулой, аналогичной (35).

Как было показано в [1], при $\gamma \ll \gamma_{кр}$ величина краевого эффекта (34) близка к спектру обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния). Поэтому в стопке с большими расстояниями между пластинами ($b \gg z_{внк}$) результаты обеих теорий, будучи слабо зависящими от распределения рассеивающих ядер, должны практически совпасть в указанной области значений γ (некоторое различие может возникнуть в степени сглаживания интерференционных максимумов и минимумов). Результаты теорий должны совпадать также при $\omega \ll \omega_1$ [1] и $\gamma > \gamma_{кр}$. Однако при $\gamma \gg \gamma_{кр}$ и $\omega > \omega_1$ они будут разными, поскольку в модели однородно распределенных ядер заряд рассеивается везде одинаково и поэтому отсутствует то своеобразное обогащение спектра [1], которое имеет место, когда рассеивающие ядра сосредоточены только внутри пластин.

Это хорошо видно также из результатов численного расчета спектров краевого эффекта (см. рисунок). В случае легкого вещества (майлар) приведенные кривые в обеих теориях совпадают (ср., однако, с [10]). В случае же вольфрама при $\gamma \gg 10^4$ и больших частотах $\omega > 100$ кэв разница



Частотные спектры краевого эффекта в стопке майларовых ($\omega_0 = 24,4$ эв, $L = 28,7$ см) и вольфрамовых ($\omega_0 = 80,3$ эв, $L = 0,35$ см) пластин. Сплошные кривые вычислены согласно (3) и работе [1]. Штрих-пунктирные кривые вычислены согласно модели однородно распределенных ядер (работа [9], стр. 368). При $\gamma = 10^3$ в случае майлара обе кривые совпадают. Для всех случаев спектр обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния) совпадает с соответствующими штрих-пунктирными кривыми с точностью до нескольких процентов.

между двумя подходами весьма значительна. Сходная ситуация возникает, вероятно, также и в случае, когда расстояния между пластинами в стопке не очень велики.

Обобщим теперь определение краевого эффекта ((34) или (35)) на случай конечной поглощающей способности вещества. Линейная часть (33) для поглощающей пластины имеет место [2] лишь при условии

$$z_{\text{торм}} \ll a \ll \mu^{-1}, \quad (37)$$

что, очевидно, возможно только, если $\mu z_{\text{торм}} \ll 1$.

Когда же $\mu z_{\text{торм}} \gg 1$, механизм образования тормозного излучения как бы подавлен, и полное излучение целиком является краевым эффектом.

Имея в виду выражение (32) для $z_{\text{торм}}$, нетрудно получить, что это происходит при

$$\gamma \gg (\omega q_0)^{1/2}/c\mu \quad \text{или} \quad \omega \ll (\mu c \gamma)^2/q_0. \quad (38)$$

Кроме того, краевой эффект не должен зависеть от a при достаточно больших значениях a , таких, что

$$a \gg \min \{ z_{\text{торм}}, z_{\text{вещ}}, \mu^{-1} \}, \quad (39)$$

где $z_{\text{вещ}} = 2c/\omega (\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)$ — зона формирования переходного излучения в веществе.

Таким образом, с учетом всего сказанного можно дать следующее общее определение краевого эффекта:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1,a}^{\text{кэ}} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1,a}^{\text{пол}} - \frac{1-Q}{\mu z_{\text{торм}}} \frac{dW_M(\omega)}{d\omega} \quad (40)$$

(здесь величина $z_{\text{торм}}^{-1} dW_M(\omega)/d\omega$ получается из формулы Мигдала заменой ω_0^2 на $\omega_0^2 + i\mu\omega$).

Легко видеть, что при $\mu a \ll 1$ эта формула переходит в (34). Имея в виду формулу (15) работы [2] для $\langle dW(\omega)/d\omega \rangle_{1,a}^{\text{пол}}$, можно также убедиться, что при выполнении (39) величина $\langle dW(\omega)/d\omega \rangle_{1,a}^{\text{кэ}}$, определяемая (40), не зависит от a . Наконец, при $\mu z_{\text{торм}} \gg 1$ (или (38)) второе слагаемое в (40), соответствующее тормозному излучению с учетом многократного рассеяния и поглощения, мало.

Для стопки из N поглощающих пластин краевой эффект можно определить аналогично (40) с заменой Q на Q^N во втором слагаемом, или

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{N,a}^{\text{кэ}} = \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{N,a}^{\text{пол}} - \frac{(1-Q^N) N_{\text{эфф}}}{\mu z_{\text{торм}}} \frac{dW_M(\omega)}{d\omega}, \quad (41)$$

где $N_{\text{эфф}}$ дается формулой (25). Нетрудно убедиться, что при $\mu a \ll 1$ формула (41) переходит в (35) с заменой N на $N_{\text{эфф}}$.

При больших вакуумных отсеках (см. (24)), как уже говорилось, происходит сложение интенсивностей полных излучений, а следовательно, и краевых эффектов пластин стопки с учетом их поглощения в последующих пластинах:

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{N, a}^{кэ} = N_{эфф} \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1, a}^{кэ} \quad (\text{при } b \gg z_{вак}). \quad (42)$$

Если же неравенство (24) не выполняется, то в правой части формулы (42) возникают интерференционные члены. В частности, в приближении ближайших соседей (см. (30)) интерференционный член имеет вид

$$\frac{2e^2}{\pi c} (N_{эфф} - 1) (B_0 - H_1 - H_2 + J).$$

Рассмотрим вопрос об экспериментальном выделении краевого эффекта из полного излучения.

Как видно из определения краевого эффекта (40) или (41), для его выделения из полного излучения необходимо прежде всего найти $z_{торм}^{-1} dW_M(\omega)/d\omega$. Эта величина является функцией ω и γ , но не зависит от a . От a не будет зависеть также и $\langle dW(\omega)/d\omega \rangle_{1, a}^{кэ}$, если значение a достаточно велико (39).

Пусть a_1 и a_2 удовлетворяют условию (39). Тогда из равенства значений $\langle dW(\omega)/d\omega \rangle_{1, a}^{кэ}$ при $a = a_1$ и a_2 сразу следует, что

$$z_{торм}^{-1} \frac{dW_M(\omega)}{d\omega} = \frac{\mu \left(\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1, a_1}^{пол} - \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1, a_2}^{пол} \right)}{(\exp(-\mu a_2) - \exp(-\mu a_1))}. \quad (43)$$

Таким образом, для экспериментального выделения краевого эффекта из полного излучения, образованного в данной пластине или стопке пластин, необходимо, вообще говоря, сделать три измерения. Два измерения необходимо сделать на одной пластине при толщинах a_1 и a_2 , удовлетворяющих (39), для нахождения $z_{торм}^{-1} dW_M(\omega)/d\omega$ (по формуле (43)), а третье измерение — на данной пластине или стопке пластин.

Часто, однако, за краевой эффект принимают разность между полными излучениями, образованными в данной стопке и в одной пластине с толщиной Na , т. е.

$$\left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{N, a}^{пол} - \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1, Na}^{пол}. \quad (44)$$

Очевидно, что эта разность стремится к нулю в следующих случаях: при $N \rightarrow 1$, при $b \rightarrow 0$, а также при $\mu a \gg 1$. Следовательно, эта разность не может описывать краевой эффект в этих случаях. Однако она не всегда соответствует краевому эффекту, определяемому (41), даже в том случае, когда $N_{эфф} \gg 1$ (т. е. $N \gg 1$ и $\mu a \ll 1$) и $b \gg z_{вак}$. Действительно, подставляя (41) в (44), а также имея в виду (42), мы видим, что разность (44) равна

$$N_{эфф} \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1, a}^{кэ} - \left\langle \frac{dW(\omega)}{d\omega} \right\rangle_{1, Na}^{кэ}. \quad (45)$$

Эта величина приближенно соответствует краевому эффекту в стопке, т. е.

первому слагаемому, если второе слагаемое много меньше первого. Однако это не имеет места, например, в случае, когда $a \ll z_{\text{вещ}}$.

Ереванский физический институт

Поступила 17.XII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 70, 1627 (1976).
2. Л. А. Варданян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 329 (1976).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля, М., 1966, § 66.
4. А. Б. Мигдал. ДАН СССР, 96, 49 (1954).
5. Б. В. Гнеденко. Курс теории вероятностей, М., 1954, стр. 57.
6. И. И. Гольдман. ЖЭТФ, 38, 1866 (1960).
7. Г. М. Гарибян. ДАН АрмССР, 33, 193 (1961).
8. Ф. Ф. Терновский. ЖЭТФ, 39, 171 (1960).
9. М. А. Тер-Микаелян. а) Письма ЖЭТФ, 8, 100 (1968); б) Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
10. Ф. Р. Арутюнян, А. А. Назарян, А. А. Францян. ЖЭТФ, 62, 2044 (1972).

ԳՆՐԱՐԱԳ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԺԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ԹԻԹԵՂՆԵՐԻ ՇԵՐՏՈՒՄ ԿԼԱՆՄԱՆ ԵՎ ԲԱԶՄԱԿԻ ՑՐՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, ՑԱՆ ՇԻ

Կառուցված է թիթեղների շերտով անցնող զերարագ մասնիկների ճառագայթման ընդհանուր տեսություն հաշվի առնելով կլանումը և բազմակի ցրումը թիթեղներում: Դիտարկված են հաստ թիթեղների և լայն միջթիթեղային տարածությունների մասնավոր դեպքերը: Դիտարկված է նաև եզրային էֆեկտի հարցը:

RADIATION FROM AN ULTRARELATIVISTIC CHARGE IN A STACK OF PLATES WITH ABSORPTION AND ALLOWANCE FOR MULTIPLE SCATTERING

G. M. GARIBYAN, C. YANG

A general theory is constructed for the production of X-rays and harder radiation from an ultrarelativistic charge passing through a stack of plates with absorption taking into account for multiple scattering. Two partial cases are considered: a stack with great vacuum spacings and a stack with relatively thick plates (nearest neighbourhood approximation). The problem of boundary effect and its separation from the total radiation is investigated.



ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ГРАНИЦАМИ РАЗДЕЛА СРЕД С ПРИГРАНИЧНЫМИ ПЕРЕХОДНЫМИ СЛОЯМИ

О. С. ЕРИЦЯН

Предложен метод расчета влияния приграничных переходных слоев на амплитудные и фазовые соотношения при взаимодействии света с границами пластинки, основанный на применении теории возмущений. Высказаны замечания о корректном учете резких границ.

При феноменологическом рассмотрении взаимодействия света с границами раздела двух сред обычно имеются в виду резкие границы, на которых оптические параметры среды меняются скачком. На самом деле всегда имеется приграничный переходный слой, в котором указанные параметры меняются более или менее плавно при переходе из одной среды в другую. Наличие такого слоя приводит к нарушению давно известных формул Френеля. Выяснению роли приграничных слоев посвящен ряд работ [1] (см. также обзор [2]). В последнее время интерес к изучению роли приграничных слоев возрос в связи с теорией отражения света вообще [2], а также в связи с тем, что знание роли приграничного слоя становится необходимым в различных исследованиях [3], в частности, при исследовании гиротропии [4]. В [5] предложен метод расчета влияния приграничного слоя гиротропного полупространства, основанный на интегрировании уравнений Маквелла по переходному слою, параметры которого включаются таким образом в граничные условия.

Рассматриваемый ниже подход основан на теории возмущений с применением представлений молекулярной теории отражения и преломления [6]. Он может применяться во всех тех случаях, когда известно (или можно получить) решение граничной задачи в случае резких границ (об ограничениях см. ниже). Его легко применить как в случае одной границы, так и в случае пластинки. Мы рассмотрим пластинку с нерезкими границами.

1. Пусть на пластинку, занимающую область $0 \leq z \leq d$, из области $z \leq 0$ падает волна

$$E_{\text{внш.}}(\mathbf{r}, t) = E_{\text{внш.}}^{(0)} \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]. \quad (1)$$

Согласно молекулярной теории отражения и преломления [6], поле $E(\mathbf{r}, t)$ в произвольной точке пространства удовлетворяет следующему уравнению:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_{\text{внш.}}(\mathbf{r}, t) + \int \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') E\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV'. \quad (2)$$

Интегрирование в (2) производится по \mathbf{r}' ($dV' = d^3r' = dx' dy' dz'$), а дифференцирование rot rot — по \mathbf{r} ; $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $\hat{\alpha}(\mathbf{r}') E dV'$ — суммарный ди-

польный момент, индуцированный в объеме dV' . Если пользоваться квантовомеханическим представлением о непрерывном распределении электронной плотности, то нет необходимости считать $\hat{\alpha}$ усредненным по координатам (но не по времени) параметром, определяющим диэлектрическую проницаемость среды.

Если границы пластинки резкие, то для определения $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ нет необходимости решать уравнение (2), так как поле в случае резких границ определяется с помощью формул Френеля (и их обобщений при наличии естественной гиротропии, магнитной активности и т. д.).

Рассмотрим пластинку с приграничными слоями, занимающими области $-l_1 \leq z \leq 0$ и $d \leq z \leq d + l_2$. Из-за наличия этих слоев вместо поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ будем иметь поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ есть поле, обусловленное наличием переходных слоев. Подставим в (2) вместо $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ сумму $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$. Разобьем объем интегрирования на объем V , занимающий область $0 \leq z \leq d$, и объем V_1 , занимаемый переходными слоями. Учитывая (2), будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = & \mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}^{(1)}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV' + \\ & + \int_{V_1} \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}^{(1)}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV', \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \int_{V_1} \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV'. \quad (4)$$

При малых значениях отношения $\frac{l}{\lambda}$, где l — толщина переходного слоя ($l = l_1, l = l_2$), λ — длина волны в вакууме, $|\mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}| \cdot |\mathbf{E}_{\text{внеш.}}|^{-1}$ будет величиной порядка этого отношения или величиной высшего порядка малости. Тогда последний член в (3) будет во много раз меньше двух остальных. Пренебрегая в первом приближении этим членом, уравнение (3) можно привести к виду

$$\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t) + \int_V \text{rot rot} \frac{\hat{\alpha}(\mathbf{r}') \mathbf{E}^{(1)}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV'. \quad (5)$$

Так как уравнения (5) и (2) идентичны и объем интегрирования в обоих случаях ограничен резкими границами (нерезкую границу имеем в (4)), то поле $\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ можно выразить через $\mathbf{E}_{\text{внеш.}}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ с помощью формул Френеля так же, как поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ можно выразить через

$E_{\text{внш.}}^{(1)}(r, t)$. Поэтому задача определения $E^{(1)}(r, t)$ сводится к определению поля $E_{\text{внш.}}^{(1)}(r, t)$. Условием применимости рассматриваемого подхода является неравенство

$$|E_{\text{внш.}}^{(1)}| \ll |E_{\text{внш.}}|. \quad (6)$$

2. Рассмотрим в качестве конкретного примера нормальное прохождение света через пластинку с нерезкими границами. Для поля $E^{(1)}(r, t)$ в области $z \leq -l_1$ получаем

$$E^{(1)}(r, t) = E_{\text{отр.}}^{(1)} \exp \left[i \left(-\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right], \quad (7)$$

а амплитуда $E_{\text{отр.}}^{(1)}$ равна

$$E_{\text{отр.}}^{(1)} = \{ \bar{R} (J_{1+} + J'_{1+}) + J_{1-} + J'_{1-} + \bar{T} J_{2-} \} E_{\text{внш.}}^{(0)}, \quad (8)$$

где

$$J_{1+} = 2\pi i \frac{\omega}{c} \int_{-l_1}^0 \alpha(z') dz', \quad J_{1-} = 2\pi i \frac{\omega}{c} \int_{-l_1}^0 \alpha(z') \exp \left(2i \frac{\omega}{c} z' \right) dz',$$

$$J'_{1+} = 2\pi i \bar{R} \frac{\omega}{c} \int_{-l_1}^0 \alpha(z') \exp \left(-2i \frac{\omega}{c} z' \right) dz', \quad (9)$$

$$J'_{1-} = \bar{R} J_{1+}, \quad J_{2+} = 2\pi i \bar{T} \frac{\omega}{c} \int_d^{d+l_1} \alpha(z') dz',$$

$$J_{2-} = 2\pi i \bar{T} \frac{\omega}{c} \int_d^{d+l_1} \alpha(z') \exp \left(2i \frac{\omega}{c} z' \right) dz'.$$

В этих соотношениях параметр α , для простоты, считается скаляром, \bar{R} и \bar{T} — комплексные коэффициенты отражения и прохождения при падении волны из области $z \leq 0$ на пластинку с резкими границами $z=0$ и $z=d$.

В области $z > d + l_2$ поле $E^{(1)}(r, t)$ имеет вид

$$E^{(1)}(r, t) = E_{\text{прош.}}^{(1)} \exp \left[i \left(\frac{\omega}{c} z - \omega t \right) \right],$$

а амплитуда $E_{\text{прош.}}^{(1)}$ равна

$$E_{\text{прош.}}^{(1)} = [\bar{T} (J_{1+} + J'_{1+}) + J_{2+} + \bar{R}_1 J_{2-}] E_{\text{внш.}}^{(0)}, \quad (10)$$

где

$$\bar{R}_1 = \bar{R} \exp \left(-2i \frac{\omega}{c} d \right).$$

Так как подынтегральные выражения в (9) не превышают произведения толщины слоя на среднее значение α величины $\alpha(z')$ в слое,

то $E_{отр.}^{(1)}$ и $E_{прош.}^{(1)}$ не превышают по порядку величины $2\pi\lambda^{-1}\alpha E_{внш.}^{(0)}$. $l_{1,2}$, что находится в соответствии с [4].

Пусть, для простоты, $\alpha(z')$ меняется линейно в переходном слое. Тогда, подставив $\lambda \sim 5000 \text{ \AA}$ (в вакууме), $\varepsilon \sim 2,5$ (ε — диэлектрическая проницаемость в глубине пластинки), $l_{1,2} \sim 70 \text{ \AA}$, получаем

$$|E_{отр.}^{(1)}| \cdot |E_{внш.}^{(0)}| \sim 4 \cdot 10^{-3},$$

что в сотни раз превышает эффект гиротропии при отражении. Относительный вклад в интенсивность составляет $16 \cdot 10^{-6} \sim 10^{-5}$, что превышает измеряемые в настоящее время относительные изменения интенсивности в десятки и сотни раз [7, 8].

В заключение заметим следующее. Имеется ряд соотношений в оптике (формула поворота плоскости поляризации в безграничной магнитоактивной среде, формула разности фаз между двумя волнами в анизотропной среде, формула зависимости интенсивности светового пучка от длины пути луча, формула, выражающая принцип суперпозиции эффектов гиротропии и анизотропии), которые справедливы для безграничных сред, но применяются и для пластинок. Такой подход, который был оправданным при недостаточной точности эксперимента, при современной точности не является корректным, так как наличие границ становится существенным [9]. Игнорирование ролью границ привело к принципу суперпозиции [10], справедливому для безграничной среды, но неоправданно применяемому для пластинок (см., например, соответствующие формулы для анизотропной магнитоактивной пластинки в [11]). Поэтому учет роли границ, по возможности точный, представляется необходимым для получения правильной информации из экспериментов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 30.V.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. В. Сивухин. ЖЭТФ, 13, 361 (1943); 18, 975 (1948); 27, 367 (1951); 30, 374 (1956).
2. В. А. Кизель. УФН, 92, 479 (1967).
3. Ф. А. Константинов, М. М. Панахов, Ш. Р. Сайфуллаев. ФТТ, 17, 3551 (1975).
М. И. Страшников. ФТТ, 17, 729 (1975).
4. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. ЖЭТФ, 63, 838 (1972).
5. V. M. Agranovich, V. J. Yudson. Opt. Comm., 5, 422 (1972).
6. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, Изд. Наука, М., 1970. W. Esmarch. Ann. d. Physik, 42, 1257 (1913). С. W. Oseen. Ann. d. Physik, 48, 1 (1915). W. Boethe. Ann. d. Physik, 64, 693 (1921).
7. Г. С. Криччик. УФН, 94, 167 (1968).
8. Д. Б. Диатропов, А. Б. Ваганов. ФТТ, 13, 937 (1971).
9. О. П. Чикалова-Лузина, Ю. А. Шаронов. Оптика и спектроскопия, 28, 2 (1970).
10. Дж. Най. Физические свойства кристаллов, Изд. Мир, М., 1967.
11. О. С. Ерицян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1971.

ԼՈՒՅՍԻ ՓՈՒԵԱԶԻԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍԱՀՄԱՆԱՄԵՐՁ ԱՆՑՈՒՄԱՑԻՆ
ՇԵՐՏԵՐՈՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻ ՀԵՏ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Առաջադրված է ու-կտրուկ սահմաններով շերտի միջով լույսի անցման ժամանակ սահմանամերձ անցումային շերտերի հաշվառման եղանակ: Դիտողություններ են արված կտրուկ սահմանների ճշգրիտ հաշվառման վերաբերյալ:

INTERACTION OF LIGHT WITH INTERFACES HAVING
NON-SHARP BOUNDARIES

H. S. ERITSYAN

The method to calculate the effect of adjacent transitional layers on the amplitude and phase relations at the interaction of light with plate boundaries is proposed.

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА S-ДИОДЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКА, КОМПЕНСИРОВАННОГО АКЦЕПТОРАМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ В ВЕРХНЕЙ ПОЛОВИНЕ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ

В. М. АРУТЮНЯН, Ф. В. ГАСПАРЯН

В дрейфовом приближении рассмотрено влияние света из области собственного поглощения на S-диоды, изготовленные из компенсированного полупроводника.

1. Постановка задачи

В настоящей работе теоретически рассматривается влияние света из области собственного поглощения на характеристики S-диода из полупроводника, компенсированного примесью, создающей глубокие акцепторные уровни в верхней половине запрещенной зоны. При этом используются обозначения, принятые в работе [1], и методика расчета, предложенная в [2]. Уравнение непрерывности дырочного тока записывается в следующем виде:

$$\frac{d(pE)}{dx} = (-p + f\tau_p^0) \frac{1}{u_p \tau_p^0}, \quad (1)$$

где f — интенсивность света.

Рассмотрение проводится в дрейфовом приближении с использованием метода итераций для случая постоянной по координате концентрации глубоких акцепторов и случая наличия градиента концентрации глубоких уровней по базе [2] $N_a(x) = N_a^0 \exp(-ax)$. При этом концентрация мелких доноров N_d по базе считается постоянной. Получены выражения для вольт-амперной характеристики (ВАХ) до срыва и величины фоточувствительности

$$S = \frac{\nu}{ed} \left(\frac{\partial j}{\partial f} \right)_{V = \text{const}}, \quad (2)$$

где ν — квантовый выход прибора.

Фоточувствительность S фотодиода сравнивается с фоточувствительностью фотосопротивления $S_{\text{фс}}$ [2—4]; отношение их позволяет определить величину коэффициента инжекционного умножения $A(j, f) = S/S_{\text{фс}}$.

2. Влияние освещения на p^+nn^+ -структуры при неизменной по базе концентрации глубоких центров

Подставляя в уравнение непрерывности (1) выражение для p в области до срыва (см. выражение (7) работы [1]), для напряженности электрического поля на участке до срыва получим уравнение

$$\frac{EdE}{1 - \frac{eu_n Mf \tau_p^0}{j\beta n_1} E} = \frac{\beta j}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g} dx. \quad (3)$$

Решение этого уравнения в нулевом приближении ($f=0$), полученное с использованием граничного условия $E=0, x=0$,

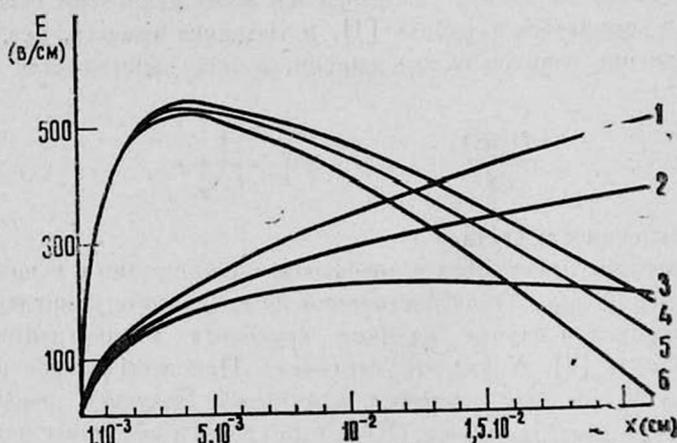
$$E_0 = \sqrt{\frac{2\beta j x}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g}}, \quad (4)$$

совпадает с выражением электрического поля (см. формулу (17) работы [1]).

В первом приближении получаем

$$E = E_0 \sqrt{1 - \frac{Mf\tau_p^0}{3N_g n_1} \sqrt{\frac{2ebN_g x}{j\beta\tau_p^0}}}. \quad (5)$$

Нетрудно заметить, что с освещением величина электрического поля в базе уменьшается (см. рисунок, кривые 1—3), но распределение электри-



Распределение напряженности электрического поля по базе p^+nln^+ -структуры при следующих параметрах полупроводника: $n_1 = 3,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_g = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($\rho_{\text{нск}} = 30 \text{ ом см}$), $\theta = 24$, $\tau_p^0 = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$, $N_a = 1,8 N_g$, $d = 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $N_a^0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\alpha = 648 \text{ см}^{-1}$, $j = 0,3 \text{ а см}^{-2}$;

1 — grad $N_a(x) = 0$, $f = 0$; 2 — grad $N_a(x) = 0$, $f = 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$;

3 — grad $N_a(x) = 0$, $f = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$; 4 — grad $N_a(x) \neq 0$, $f = 0$;

5 — grad $N_a(x) \neq 0$, $f = 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$; 6 — grad $N_a(x) \neq 0$, $f = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

ческого поля по базе не меняется. Если выражение (5) справедливо для всей базы, то для ВАХ получаем следующее выражение:

$$j = \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_p^0 N_g}{\beta d^3} \left[V + \frac{Mfd^2}{6 N_g n_1 u_p} \right]^2, \quad (6)$$

где V — падение напряжения на базе.

Точное решение уравнения (3) дает тот же результат, что и (6), в котором вместо коэффициента шесть в знаменателе второго члена квадратной скобки стоит двойка. Это позволяет утверждать, что итерационный метод дает хорошие результаты уже в первом приближении. Как показывают оценки, итерация является сходящейся. Из (6) следует, что ток резко растет с освещением, а напряжение—уменьшается. В данном случае фоточувствительность прибора определяется выражением

$$S = \frac{\nu M}{2 n_1} \sqrt{\frac{j_p^0 b}{2 e \beta N_g d}}. \quad (7)$$

Как видно из (7), фоточувствительность увеличивается с ростом тока.

Для коэффициента инжекционного умножения получаем выражение

$$A(j, f) = \frac{M}{2 n_1} \left(f + \frac{n_T}{\tau_n^0} \right) \sqrt{\frac{e b \tau_p^0 d}{2 \beta N_g j}}. \quad (8)$$

Отметим, что для выбранных в [1] параметров полупроводника $A(j, f) \gg 1$.

3. Статическая ВАХ p^+nn^+ -структуры при наличии градиента концентрации глубоких центров

Подставляя выражение для концентрации дырок в области до срыва в уравнение непрерывности (1) при $f=0$ с учетом экспоненциальной зависимости концентрации глубоких акцепторных центров по длине базы (см. формулу (4) работы [2]), для напряженности электрического поля получим уравнение

$$\frac{EdE}{\frac{1}{u_p \tau_p^0} + \left[\frac{1}{n_1 \beta(x)} - \frac{1}{bM(x)} \right] E \frac{dN_a(x)}{dx}} = \frac{j \beta(x)}{e u_n N_g} dx. \quad (9)$$

Анализ показывает, что для выбранных в [1] параметров полупроводника $bM(x) \gg n_1 \beta(x)$. Учитывая это условие, из (9) получаем

$$\frac{EdE}{1 - \frac{\alpha u_p \tau_p^0 E \exp(-\alpha x)}{\exp(-\alpha x) - \delta}} = \frac{j N_a^0}{e u_n u_p \tau_p^0 N_g n_1} [\exp(-\alpha x) - \delta] dx, \quad (10)$$

где $\delta \equiv (N_g - n_1)/N_a^0$. В нулевом приближении (по сравнению с единицей член в знаменателе мал) и граничном условии $E=0$, $x=0$ из (10) имеем

$$E_0 = \sqrt{\frac{2 j N_a^0}{e u_n u_p \tau_p^0 N_g n_1 \alpha} [1 - \exp(-\alpha x) - \delta \alpha x]}, \quad (11)$$

а в первом приближении —

$$E_T = E_0 \sqrt{1 - \left(\frac{E_g \tau}{E_0} \right)^2}, \quad (12)$$

где

$$E_{g, \tau}^2 = \frac{jN_a^0}{eu_n N_g n_1} \sqrt{\frac{2jN_a^0}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g n_1 a}} \left[\left(1 + \frac{\delta}{4} + \frac{\delta}{2} ax \right) \frac{\exp(-2ax)}{2} - \right. \\ \left. - (2 - \delta - \delta ax) \exp(-ax) + \frac{3}{2} - \frac{9}{8} \delta \right]. \quad (13)$$

Напряжение на базе прибора равно

$$V = \int_0^{x_1} E_{\tau}(x) dx + \int_{x_1}^d E_0 dx, \quad (14)$$

откуда находим следующее выражение для ВАХ:

$$j \approx \frac{9}{8} \frac{eu_n u_p \tau_p^0 N_g V^2}{\beta (d - x_1)^3} \left\{ 1 + \left[\frac{x_1 (1 - 0,9 \delta ax_1)^{4/3}}{(1 - \delta)(d - x_1)} \right]^{3/2} \sqrt{\frac{N_a^0}{\beta n_1}} \right\}^{-2}. \quad (15)$$

Анализируя выражение (15), можно заметить, что существование градиента концентрации глубоких центров в базе p^+nn^+ -структуры качественно не меняет вида ВАХ ($j \sim V^2$), но распределение электрического поля по базе качественно меняется, а максимальное значение напряженности электрического поля сдвигается к p^+ -контакту. Напомним, что при постоянной концентрации глубоких центров максимальное значение электрического поля находилось у n^+ -контакта [1]. Распределение электрического поля по базе p^+nn^+ -структуры в этом случае представлено на рисунке (кривая 4).

4. Влияние освещения на характеристики S-диода с экспоненциальным распределением по базе глубоких акцепторов

Уравнение для напряженности электрического поля запишется теперь в виде

$$\frac{EdE}{1 - \left[u_p \tau_p^0 a N_a(x) + \frac{eu_n f \tau_p^0 M(x)}{j} \right] \frac{E}{n_1 \beta(x)}} = \frac{j \delta(x)}{eu_n u_p \tau_p^0 N_g} dx. \quad (16)$$

Из него легко получить рассмотренные выше случаи. В нулевом приближении выражение для E_0 совпадает с темновым выражением (11), а в первом приближении имеем

$$E_{cb} = E_0 \sqrt{1 - \left(\frac{E_{g, cb}}{E_0} \right)^2}, \quad (17)$$

где

$$E_{g, cb}^2 \equiv E_{g, \tau}^2 + \frac{2N_a^0 f}{au_n N_g n_1 \delta_1} \sqrt{\frac{2jN_a^0}{aeu_n u_p \tau_p^0 N_g n_1}} \left\{ \frac{\delta_1 \exp(-2ax)}{4} \left(1 + \frac{\delta}{4} + \frac{\delta}{2} ax \right) + \frac{\exp(-ax)}{2} \left[1 + \delta \delta_1 + \delta \left(\delta_1 + \frac{1}{2} \right) (1 + ax) \right] + \right. \\ \left. + ax \left(1 - \frac{\delta}{4} ax \right) - \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta}{2} \right) - \frac{3\delta_1}{4} (1 + 3\delta) \right\}, \quad (18)$$

$$\delta_1 \equiv \frac{N_a^0}{(bb-1)N_g + (1+b)n_1}. \quad (19)$$

Заметим, что $E_{g,cb} > E_{g,r}$, т. е. при экспоненциальном распределении по базе глубоких акцепторов освещение также уменьшает напряженность электрического поля в базе (см. рисунок, кривые 5, 6).

ВАХ определяется следующим выражением:

$$V = \int_0^{x_1} E_{cb} dx + \int_{x_1}^d E dx, \quad (20)$$

откуда имеем

$$j = \frac{9 e u_n u_p \tau_p^0 N_g}{8 \beta d^3} \frac{\left\{ V + \frac{f M d^2}{6 u_p n_1 N_g} \left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + \frac{6 N_a^0 \xi x_1}{ab M d^2} \sqrt{\frac{ax_1}{1-\delta}} \right]^2 \right\}}{\left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^{3/2} + \left(\frac{x_1}{d} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{N_a^0 (1-\delta)}{\beta n_1}} \right]^2}. \quad (21)$$

При этом требуется выполнение условия

$$\frac{2}{3}(1-\delta) - \sqrt{\frac{e \tau_p^0 N_a^0 \xi^2 f^2}{2 ab j n_1 N_g}} < \frac{1}{3} \left(1 + \frac{9}{10} \delta ad \right) \sqrt{\frac{aj \tau_p^0 N_a^0}{2 eb n_1 N_g}}, \quad (22)$$

где

$$\xi \equiv \frac{1}{3\delta_1} [1 - (1+\delta)\delta_1] + \frac{\delta ad}{5\delta_1} \left(1 + \frac{3}{2} \delta_1 \right) + \frac{1}{ad} \left(1 + \frac{19}{8} \delta \right).$$

Для проанализированного в этом пункте случая выражение для фоточувствительности имеет следующий вид:

$$S = \frac{j M d^2}{3 u_p n_1 N_g} \sqrt{\frac{ax_1}{1-\delta}} \times \left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + \frac{6 N_a^0 \xi x_1}{ab M d^2} \times \frac{1}{V + \frac{f M d^2}{6 u_p n_1 N_g} \left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 + \frac{6 N_a^0 \xi x_1}{ab M d^2} \sqrt{\frac{ax_1}{1-\delta}} \right]}. \quad (23)$$

Как и в случае неизменной концентрации акцепторов, здесь фоточувствительность также увеличивается пропорционально корню квадратному из плотности тока. Нетрудно убедиться, что коэффициент инжекционного умножения $A(j, f)$ много больше единицы.

Оценки показывают, что условие квазинейтральности справедливо, если величина объемного заряда ρ в базе мала, причем

$$\frac{\rho}{e} \ll n, p, N_-, N_g, \frac{M - an_0}{\theta - 1/b}, \frac{n_1 N_g - \beta n_1 n_0 - n_0^2}{n_1 + n_0}.$$

Встроенное из-за градиента N_a поле также мало по сравнению с E . В базе не имеет места инверсия знака проводимости.

В заключение работы отметим, что новым качественным результатом учета в p^+np^+ -структуре $gradNa$ является смещение максимума электрического поля в n -базе в сторону p^+n -перехода. Проведенные выше расчеты легко обобщить для других многочисленных вариантов, когда характеристика p^+np^+ -структуры, изготовленной из компенсированного полупроводника, описывается квадратичной зависимостью. Рассмотрение можно провести и для случая, когда $a < 0$.

Заметим, что интенсивность освещения здесь не настолько велика, чтобы биполярная диффузионная длина стала бы больше длины базы. Кроме того, предполагается, что S -диод освещается монохроматическим светом или светодиодом, для которых коэффициент поглощения света достаточно мал, что позволяет в заметной части базы считать $f = \text{const}$.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 28.IX.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Сб. Полупроводники и диэлектрики, Киев, 1975, вып. 8.
2. В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 449 (1976).
3. Б. М. Гарин, В. И. Стафеев. ФТП, 6, 78 (1972).
4. В. М. Арутюнян и др. Препринт ИРФЭ № 2, Ереван, 1975.

ԼՈՒՍԱՎՈՐՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՐԳԵԼՄԱՆ ՇԵՐՏԻ ՎԵՐԻՆ
ԿԵՍՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԱԿՑԵՊՏՈՐՆԵՐՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱԶԱՄ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՁԱՅԻՆ
S-ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ֆ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Դրեյֆային մոտավորությանը դիտարկված է սեփական կլանման տիրույթի լույսի ազդեցությունը կոմպենսացված կիսահաղորդիչներից պատրաստված S-դիոդների վրա:

INFLUENCE OF LIGHT ON S-DIODES MADE OF A SEMICONDUCTOR COMPENSATED WITH ACCEPTORS IN THE UPPER HALF OF FORBIDDEN GAP

V. M. ARUTUNYAN, F. V. GASPARYAN

The effect of the irradiation by a light from the intrinsic absorption region on the characteristics of a S -diode made of compensated n -type semiconductor has been studied in the drift approximation.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В УЛУЧШЕННОЙ МОДЕЛИ ПОТЕНЦИАЛА ПОВЕРХНОСТИ

А. А. ВАРДАНЯН, Э. А. КАСАМАНЯН

Анализируются недостатки модели скачкообразного изменения потенциала поверхности при исследовании локализованных состояний. При сшивании произвольного одномерного периодического потенциала с плавным потенциалом поверхности доказывалось, что число и положение локализованных состояний зависят как от эффективной длины падения потенциала поверхности, так и от его конкретной формы. Для характерных значений параметров задачи в запрещенной зоне возникает, как правило, один или два уровня.

В предыдущей работе одного из авторов [1] было показано, что в идеализированной модели поверхности, когда ее потенциал аппроксимируется в виде скачка, положение поверхностного уровня существенно зависит от параметра положения скачка в пределах постоянной решетки. Этот вывод является общим и не зависит от конкретного вида периодического поля. С другой стороны, такая модель в одномерном случае позволяет получить в каждой запрещенной зоне не более одного уровня. Техника, развитая в [1], доказывает также возможность возникновения второго уровня в каждой запрещенной зоне, если только принимается во внимание нарушение от идеальности потенциала вблизи поверхности. Отметим, что двухуровневая схема поверхностных состояний отчетливо проявляется в некоторых кристаллах, если измерения проводятся в сверхвысоком вакууме (см. обзор [2]). Однако в тех же кристаллах методом отражения медленных электронов удается показать, что потенциал решетки вблизи поверхности отклоняется от периодического. В реальных условиях потенциал поверхности падает достаточно медленно (порядка нескольких постоянной решетки), так что модель скачка потенциала из-за указанной выше чувствительной зависимости нуждается в улучшении.

Необходимость изучения одномерного случая в теории поверхностных состояний диктуется тем, что в настоящее время делается много попыток согласовать теоретические и экспериментальные данные уточнением трехмерных расчетов с использованием псевдопотенциалов и применением вычислительной техники. Но такие результаты будут, в лучшем случае, малоэффективными, если эти уточнения касаются лишь идеального периодического поля решетки. По существу, не существует единой качественной картины о числе возможных поверхностных подзон в трехмерном случае даже в модели скачка потенциала (ср. [3, 4] с [5, 6]). Нет также единого мнения о влиянии конечного наклона потенциала поверхности на число и положение уровней (ср. [4] с [7]). Поэтому последовательное рассмотрение одномерного случая позволит выяснить качественную картину хотя бы в тех ситуациях, когда трехмерное поле допускает разделение переменных (точное или приближенное).

Изменение наклона и формы потенциала поверхности может играть важную роль при определении числа и положения поверхностных уровней. Хотя модель конечного наклона потенциала поверхности применяется не впервые (см., напр., [7, 8]), ее принципиальная роль в общем случае должным образом еще не исследована. Так, например, в [8] потенциал поверхности с конечным наклоном сшивается с максимумом периодического потенциала. Если сшивание провести с произвольной точкой периодического потенциала, то выводы существенно меняются. Последний случай, который нами будет рассматриваться, является хорошей моделью учета искажения приграничной ячейки.

Мы рассмотрим одномерный случай, когда потенциал задается в следующем виде:

$$V(x) = \begin{cases} V_0, & x < x_1 \\ V_1(x), & x_1 < x < x_0 \\ V_2(x), & x > x_0, \end{cases} \quad (1)$$

где V_0 — постоянный потенциал вакуума, $V_2(x)$ — произвольный одномерный периодический потенциал. В переходной области потенциал будем задавать в одной из следующих форм ($\hbar = 2m_0 = 1$):

$$V_1(x) = \frac{V_0}{x_1 - x_0} (x - x_0), \quad (2)$$

или

$$V_1(x) = \frac{V_0}{(x_1 - x_0)^2} (x - x_0)^2. \quad (3)$$

Воспользуемся теперь техникой [1], когда уравнение, определяющее поверхностные состояния, записывается с помощью функций Грина. Этот формализм позволяет делать общие качественные выводы без специализации периодического потенциала $V_2(x)$. Исследуемая нами система разбивается на три участка. Для этого случая нетрудно обобщить формализм работы [1]. Однако в случае, когда расстояние $|x_1 - x_0|$ превышает радиус локального состояния (именно тогда необходимо отказаться от модели стенки), в пренебрежении экспоненциально малыми членами можно ограничиться задачей двух контактирующих подсистем и воспользоваться сразу уравнением для этого случая

$$\frac{1 + \frac{\partial}{\partial x_0} G_1(x_0, x_0)}{G_1(x_0, x_0)} = \frac{-1 + \frac{\partial}{\partial x_0} G_2(x_0, x_0)}{G_2(x_0, x_0)}. \quad (4)$$

Здесь в левой части фигурирует функция Грина электрона в электрическом поле (2) или в поле осциллятора (3), а в правой — в периодическом поле. Уравнение (4) можно записать также через волновые функции, если только энергия E принимает значения в разрешенной части спектра данной подсистемы. В запрещенной части спектра периодического потенциала мож-

но было бы провести аналитическое продолжение волновых функций из непрерывной разрешенной зоны. Тем не менее оказывается удобным использовать формализм функций Грина, которые имеют изученные аналитические свойства [9]. Это, в частности, позволяет легко представить график зависимости правой части уравнения (4) от энергии E и параметра x_0 (см. рис. 1).

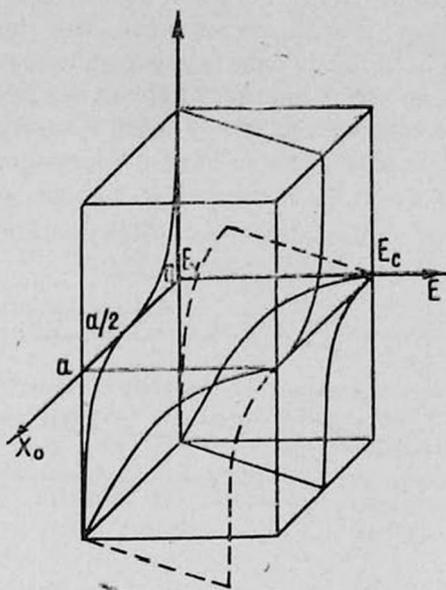


Рис. 1.

В модели (2) для переходной области левая часть выражается через логарифмическую производную функции Эйри. Изменением положения контактной точки x_0 относительно первого узла решетки можно проследить за изменением положения поверхностного уровня в запрещенной зоне для различных значений параметра наклона поверхностного потенциала. В итоге оказывается, что уменьшение наклона приводит к менее чувствительной зависимости положения уровня в запрещенной зоне от параметра x_0 . Одновременно начинается образование второго, третьего и т. д. уровней в каждой запрещенной зоне.

В модели (3) переходной области в левой части уравнения (4) фигурирует функция Грина электрона в поле осциллятора. Явный ее вид можно получить из билинейного разложения (см. также [10], стр. 77). Можно показать, что

$$\frac{\partial}{\partial x_0} G_1(x_0, x_0) = 0, \quad G_1(0, 0) = -\frac{1}{\sqrt{2}\omega} \frac{\Gamma\left(1 - \frac{\nu}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{\nu}{2}\right)},$$

где $\nu = E/\omega - 1/2$, $\Gamma(x)$ — известная гамма-функция.

Как и в предыдущем случае, уменьшение наклона поверхностного потенциала приводит к образованию нового уровня в каждой запрещенной зоне. Если в данной запрещенной зоне сначала имеется один уровень, то при уменьшении наклона он постепенно опускается с одновременным появлением второго уровня в верхней части этой зоны. Итак, мы приходим к ситуации, характерной для эксперимента, когда имеются донорно-акцепторные пары уровней. Для разумных значений параметров задачи ($V_0 \approx 5$ эв, $|x_1 - x_0| = 10 \div 20 \text{ \AA}$) во второй запрещенной зоне оказывается возможным существование, как правило, одного или двух поверхностных уровней.

Для наглядности на рис. 2 приведен пример, когда периодическое поле учитывается в простой модели Кронига—Пенни. Изменение контактной точки x_0 в пределах постоянной решетки хотя и перемещает уровень до 20% ширины запрещенной зоны, но не по всей ее ширине, как это имеет место в модели скачка.

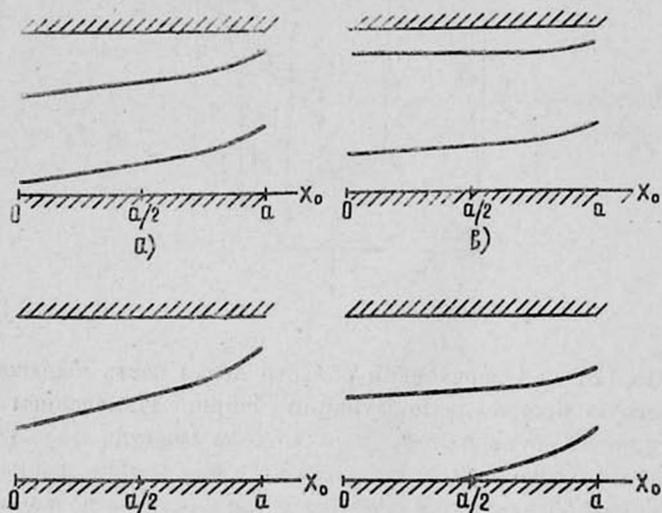


Рис. 2. Зависимость положения поверхностных уровней во второй запрещенной зоне от параметра x_1 в модели Кронига—Пенни: а) $x_1 = 4a$, б) $x_1 = 2a$ в модели (2); в) $x_1 = 3a$, г) $x_1 = 2a$ в модели (3).

Таким образом, модель плавного изменения поверхностного потенциала дает удовлетворительную качественную картину о числе поверхностных состояний и наглядно показывает необходимость отказа от модели скачка потенциала на поверхности, если возникающие в запрещенной зоне поверхностные уровни глубокие. Кроме того, положение поверхностного уровня зависит не только от эффективной длины падения потенциала поверхности $|x_1 - x_0|$, но и от его конкретной формы (в нашем случае модель (2) или (3)).

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Касаманян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 436 (1976).
2. С. Дэвисон, Дж. Левин. Поверхностные (таммовские) состояния, Изд. Мир, 1973.
3. В. Е. Степанов, В. А. Чалдышев. ФТТ, 12, 1671 (1970).
4. N. Garcia. Sol. State. Comm., 17, 397 (1975).
5. M. Elices et al. J. Phys., C7, 3020 (1974).
6. J. Pendry, S. Gurram. Surf. Sci., 49, 87 (1975).
7. J. Rubio, F. Flores. An. fis. Real. Soc., esp. fis. y quim, 70, 316 (1974).
8. A. A. Cottey. J. Phys., C8, 2446 (1973).
9. Э. А. Касаманян. ЖЭТФ, 69, 281 (1975).
10. Р. Фейнман, А. Хибс. Квантовая механика и интегралы по траекториям, Изд. Мир, 1968.

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ԲԱՐԵԼԱՎՎԱԾ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՈՎ ՄՈԴԵԼՈՒՄ

Ա. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ

Քննարկվում են թույլբաձև մակերևութային պոտենցիալի մոդելի թերութիւնները լոկալիզացված վիճակների ուսումնասիրման ժամանակ: Ապացուցվում է, որ կամայական միաչափ պարբերական պոտենցիալի և սահուն փոփոխվող մակերևութային պոտենցիալի կարման ժամանակ լոկալիզացված վիճակների թիվը և դիրքը կախված է ինչպես պոտենցիալի անկման էֆեկտիվ երկարությունից, այնպես էլ նրա կոնկրետ ձևից: Խնդրի պարամետրերի բնութագրական արժեքների համար արգելված գոտում առաջանում են որպես կանոն մեկ կամ երկու մակարդակներ:

SURFACE STATES IN THE IMPROVED MODEL OF SURFACE POTENTIAL

A. H. VARDANYAN, Z. H. KASAMANYAN

The deficiencies of the surface potential jump model for the investigation of localized states are analyzed. It is shown that when matching an arbitrary one-dimensional periodic potential and the smooth surface potential the number and position of localized states depend on both the effective length of the potential drop and the specific form of the surface potential. At characteristic values of parameters one or two levels are shown to usually arise in the forbidden band.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В МОНОКРИСТАЛЛАХ ФТАЛОЦИАНИНА НИКЕЛЯ

А. А. САМУЭЛЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Обнаружены и исследованы сигналы ЭПР в монокристаллах фталоцианина никеля. Установлено, что наблюдаемые линии поглощения обусловлены одним парамагнитным центром, который находится в четырех магнитно-неэквивалентных положениях. Определены главные значения g -тензора, времена спин-спиновой и спин-решеточной релаксаций, значения локальных и средних концентраций. Обсуждается природа парамагнитных центров.

Известно, что в многократно возогнанных в вакууме поликристаллических и аморфных образцах диамагнитных фталоцианинов обнаруживается одиночный узкий симметричный сигнал ЭПР шириной $\sim 5\text{э}$ и интегральной интенсивностью $\sim 10^{16} \div 10^{17}$ спин/г, который обусловлен разделением зарядов на дефектах кристаллической структуры фталоцианинов [1]. Подобный сигнал наблюдался и в монокристаллах диамагнитного фталоцианина цинка $PcZn$ [2].

В случае взаимодействия аморфных и поликристаллических образцов диамагнитных фталоцианинов с молекулярным кислородом сигнал ЭПР возрастает по мере диффузии O_2 в образцы до значений $\sim 10^{18} \div 10^{19}$ спин/г. Сигнал обусловлен образованием комплексов с переносом заряда в дефектных местах решетки фталоцианинов [1, 3].

В настоящей работе обнаружен ряд линий ЭПР поглощения в монокристаллах фталоцианина никеля $PcNi$. Исследованы параметры, ориентационные и температурные зависимости сигналов. Из опытов по непрерывному насыщению сигналов ЭПР определены времена релаксаций и локальные концентрации. Обсуждается природа наблюдаемых парамагнитных центров.

1. Методика эксперимента

Препарат $PcNi$ синтезирован по Линстеду из фталодинитрила и хлорида никеля [4]. ИК спектры полученных фталоцианинов совпадают с литературными данными [5]. Монокристаллы выращивались по методике [6]. Были получены монокристаллы $PcNi$ β -формы с размерами $10 \times 0,25 \times 0,025$ мм. В [7] установлено, что монокристаллы фталоцианинов β -формы относятся к моноклинной сингонии и характеризуются пространственной группой P_{1a}^2 (класс C_{2h}^5). Параметры элементарной ячейки монокристалла $PcNi$ следующие: $a = 19,9 \text{ \AA}$, $b = 4,71 \text{ \AA}$, $c = 14,9 \text{ \AA}$, $\beta(\angle a, c) = 121,9^\circ$. В элементарной ячейке располагаются 2 молекулы. Спектры ЭПР регистрировались на радиоспектрометрах ЭПР-2 ИХФ и РЭ-1301 ($\lambda = 3,2$ см). Точность установки монокристалла относительно магнитного поля была $\pm 5'$. С помощью специальной приставки осуществлялось вращение монокристалла относительно магнитного поля в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Точность установки угла составляла $\pm 20'$. ИК

спектры сняты на UR-10 в области призм KBr и $NaCl$. Образцы изготовлялись в виде взвеси в вазелиновом масле, нанесенной на подложку из кристалла KBr .

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Во всех выращенных нами монокристаллах $PcNi$ обнаружен сигнал ЭПР с интегральной интенсивностью $\sim 10^{18}$ спин/см³. При произвольной ориентации кристалла относительно магнитного поля наблюдалось от одной до трех линий. На рис. 1 представлена форма сигнала поглощения ЭПР для

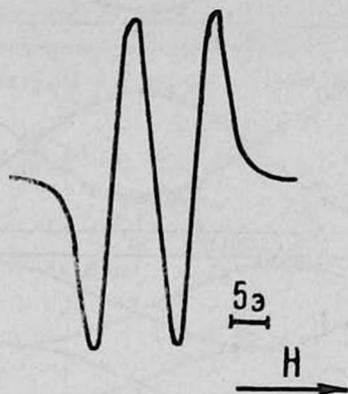


Рис. 1. Спектр ЭПР в монокристалле фталоцианина никеля при $H \perp ab$.

той ориентации монокристалла $PcNi$, для которой величина расщепления максимальна и равна $11,5 \pm 0,5$ э. Эта ориентация соответствует случаю, когда магнитное поле перпендикулярно кристаллографическим осям a и b . На рис. 2 точками представлены экспериментальные значения $g_{эфф}(\theta)$ эффективного g -фактора, полученные при вращении монокристалла в магнитном поле в трех взаимно перпендикулярных плоскостях — bc^* , c^*a и ab , где $c^* \perp ab$ и составляет угол $31,9^\circ$ с осью c . Угол θ отсчитывается по часовой стрелке соответственно от осей b , c^* и a . Ошибка в определении экспериментальных значений $g_{эфф}(\theta)$ равна $\pm 0,001$.

Анализ экспериментальных данных, приведенных на рис. 2, позволяет предположить, что все линии поглощения могут быть приписаны одному парамагнитному центру, который может находиться в четырех магнитно-неэквивалентных положениях. При вращении в плоскостях bc^* и c^*a вследствие парного вырождения наблюдаются только две линии, а при вращении в плоскости ab — две или три. Четыре линии не были разрешены потому, что ширина каждой из них больше, чем разница в g -факторах между любыми двумя соседними линиями.

Используя метод, описанный в работе [8], нами определены направления магнитных осей и главные значения g -тензора:

$$g_{xx} = 2,0087, \quad g_{yy} = 2,0018, \quad g_{zz} = 2,0052.$$

На рис. 2 сплошными линиями представлены кривые, рассчитанные по формуле (для плоскостей jk , где i, j, k пробегает значения a, b, c^*)

$$g_{\text{эфф}}^2(\theta) = g_i^2 \cos^2 \theta_{Hj} + g_k^2 \sin^2 \theta_{Hj}, \quad (1)$$

где

$$g_i^2 = g_{XX}^2 \cos^2 Xi + g_{YY}^2 \cos^2 Yi + g_{ZZ}^2 \cos^2 Zi, \quad (2)$$

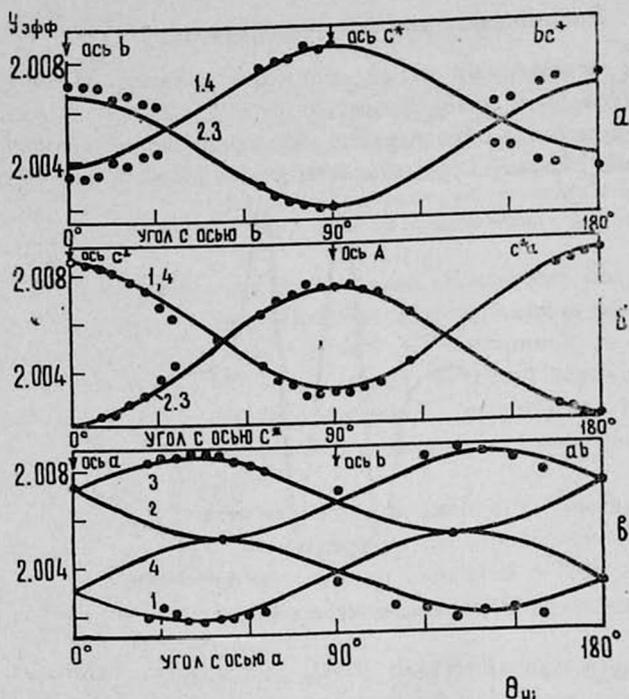


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и расчетные (кривые) угловые зависимости эффективного g -фактора в плоскостях bc^* , c^*a и ab ; $\nu=9,25$ Гц.

XYZ — система взаимно перпендикулярных осей, характеризующих симметрию парамагнитного центра, Xi — угол между осью X и i -ой кристаллографической осью. В таблице приведены расположения магнитных осей этого центра относительно кристаллографических направлений. Точность

Таблица
Ориентация магнитных осей парамагнитного центра относительно кристаллографических осей

	Положения	a	b	c^*
X	1,4	90°	90°	0°
	2	$+39^\circ$	129°	90°
	3	-39°	51°	90°
Y	1	-39°	51°	90°
	2,3	90°	90°	180°
	4	$+39^\circ$	129°	90°
Z	1,3	129°	-39°	90°
	2,4	51°	$+39^\circ$	90°

определения приведенных в таблице углов составляет $\pm 5^\circ$. Ширина линий сигнала, когда поле направлено по осям X, Y, Z, соответственно равна 4,3, 4,3 и 8 э.

Проведены температурные измерения сигнала ЭПР при $\theta=0^\circ$ для случая 2б ($H \perp ab$). Зависимость интегральной интенсивности, снятая при малых, исключающих насыщение СВЧ-мощностях, подчиняется закону Кюри. Ширина индивидуальной линии равна 4,3 э в области температур $77 \div 170^\circ\text{K}$, затем линейно уменьшается до 3,5 э при $\sim 370^\circ\text{K}$, после чего остается постоянной вплоть до 580°K . Разница в g -факторах с температурой не меняется.

При больших СВЧ-мощностях сигнал ЭПР в монокристаллах $PcNi$ насыщается. На рис. 3 представлена зависимость производной сигнала поглощения $H dI''/dH_0$ от амплитуды высокочастотного магнитного поля H_1 при

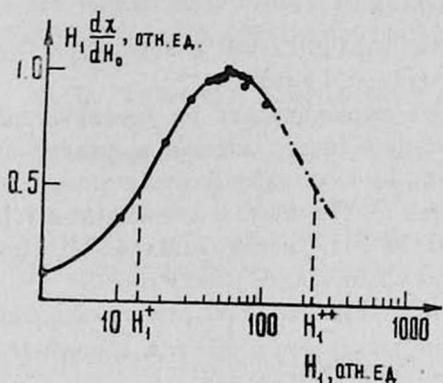


Рис. 3. Кривая насыщения парамагнитных центров в монокристалле $PcNi$ при $T=77^\circ\text{K}$; $H \perp ab$.

$T=77^\circ\text{K}$ и $H \perp ab$. С изменением H_1 ширина линий не менялась, и потому было предположено, что линия неоднородна. Теория насыщения неоднородной линии, представляющей собой суперпозицию гомогенно уширенных не взаимодействующих линий (спиновых пакетов), развита в работах [9—11]. Из анализа кривых насыщения определяются время спин-решеточной релаксации T_1 , ширина спин-пакетов ΔH_n , а также функция распределения спиновых пакетов. Мы воспользовались результатами работы [12], где приводится метод определения T_1 и ΔH_n из кривых непрерывного насыщения при высокочастотной модуляции магнитного поля ω_m , т. е. в условиях быстрого прохождения ($\omega_m T_1 \gg 1$). Это условие, как будет видно ниже, действительно выполняется в нашем случае.

Для определения ΔH_n и T_1 из экспериментальной кривой насыщения необходимо найти H_1^+ и H_1^{++} — два значения микроволнового поля, при которых интенсивность сигнала достигает половины максимального значения (см. рис. 3). Для нашего случая получено: $\Delta H_n = 2$ э, $T_1 = 3,85 \cdot 10^{-5}$ сек, $T_2 = 3,3 \cdot 10^{-8}$ сек. Предполагая, что ширина спин-пакета определяется диполь-дипольными взаимодействиями ($\Delta H_n = \Delta H_{dd}$), можно определить локальную концентрацию парамагнитных центров

[13]. Для хаотического распределения центров $\Delta H_{dd} = Ac$, где $A = 5,4 \cdot 10^{-20}$ э см³. Используя найденное выше значение $\Delta H_n = 2$ э для локальной концентрации получаем $c = 3,6 \cdot 10^{19}$ спин/см³, что примерно в 40 раз превышает среднюю по образцу концентрацию.

Спектры ЭПР *PcNi* испытывают насыщение и при $T = 293^\circ\text{K}$, которое здесь не рассматривается, так как оно слабое и не достигает своего максимума, как при $T = 77^\circ\text{K}$ (см. рис. 3).

С целью изменения концентрации парамагнитных центров и выяснения их природы менялись условия роста монокристаллов *PcNi*.

1. Варьировалась скорость роста от 1,5 до 5 мм/час.

2. Варьировался состав атмосферы в ампуле, где выращивались монокристаллы: при давлении азота $P_{N_2} \sim 180 \div 200$ тор изменялось парциальное давление кислорода от минимально возможного (менее 1 тор) до 30 тор.

3. Монокристаллы выращивались в атмосфере гелия при давлении последнего в 200 тор ($P_{O_2} < 1$ тор).

4. Монокристаллы выращивались из механической мелкодисперсной смеси порошков фталоцианина никеля и фталоцианина безметаллического (*PcH₂*) в соотношении 10:1, а также из полученного в результате синтеза препарата, содержащего *PcNi* и *PcH₂* в соотношении 1:1.

Параметры сигналов ЭПР монокристаллов, выращенных во всех этих сериях, практически не различались между собой.

Выращенные монокристаллы *PcNi* отжигались при $T = 300^\circ\text{C}$ в атмосфере O_2 при давлении последнего в 400 тор. Какого-либо изменения сигнала ЭПР не наблюдалось и в этом случае.

На основании вышеизложенного трудно сделать однозначный вывод о природе парамагнитных центров в монокристаллах *PcNi*, хотя установлено, что сигнал ЭПР обусловлен одним парамагнитным центром, имеющим четыре различные вполне определенные ориентации в кристалле (см. таблицу).

Учитывая эксперименты с поликристаллическими образцами *PcNi* [3], по-видимому, следует предположить, что парамагнитные центры в монокристалле *PcNi* также обусловлены комплексами *PcNi* с молекулами O_2 , которые захватываются в процессе роста в дефектных местах кристалла. Чтобы объяснить постоянную концентрацию ПЦ в различных случаях синтеза, следует предположить, что она, по-видимому, лимитировалась как количеством кислорода, находящимся в реакционной трубке, так и концентрацией структурных дефектов решетки *PcNi*.

В заключение авторы выражают благодарность О. С. Торосяну за полезные обсуждения.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 20.I.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Шароян, Н. Н. Тихомирова, Л. А. Блюменфельд. ЖСХ, 5, 697 (1964).
2. Э. А. Маркосян, А. А. Самуэлян, Э. Г. Шароян. ЖФХ, 47, 184 (1973).

3. Э. Г. Шароян. Кандидатская диссертация, ИХФ АН СССР, Москва, 1966.
4. P. A. Varret, C. E. Dent, R. P. Linstead. J. Chem. Soc., 1719 (1936).
5. А. Н. Сидоров, И. П. Котляр. Оптика и спектроскопия, 11, 175 (1961).
6. Э. А. Маркосян, А. А. Самуэлян, Э. Г. Шароян. Труды IV Всесоюзного совещания-поросту кристаллов, Изд. АН АрмССР, 1972 (дополнительный том).
7. J. M. Robertson. J. Chem. Soc., 615 (1935).
8. П. Эткинс, М. Саймонс. Спектры ЭПР и строение органических радикалов, Изд. Мир, 1970.
9. A. M. Portis. Phys. Rev., 91, 1071 (1953).
10. T. G. Castner Jr. Phys. Rev., 115, 1506 (1959).
11. О. П. Жидков и др. ТЭХ, III, 240 (1967).
12. С. Н. Сафронов и др. Заводская лаборатория, 35, 1463 (1969).
13. Я. С. Лебедев, В. И. Муромцев. ЭПР и релаксация стабилизированных радикалов, Изд. Химия, М., 1972.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՊԱՐԱՄՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԸ ՆԻԿԵԼԻ
ՖՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆԻ ՄԻԱՔՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ն. Ա. ՍԱՄՈՒԵԼՅԱՆ, Է. Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ

Նիկելի ֆտալոցիանինի միաբյուրեղներում հայտնագործվել և ուսումնասիրվել են էՊՌ-ազդանշանները: Հաստատված է, որ դիտվող կլանման գծերը պայմանավորված են մեկ պարամագնիսական կենտրոնով, որը գտնվում է չորս մագնիսորեն ոչ համարժեք դիրքերում: Որոշվել են g -տենզորի գլխավոր արժեքները, սպին-սպինային և սպին-ցանցային ուղղահայացության ժամանակները, լոկալ և միջին կոնցենտրացիաները: Քննարկված է պարամագնիսական կենտրոնների բնույթը:

ELECTRON SPIN RESONANCE IN NICKEL
PHTHALOCYANINE SINGLE CRYSTALS

A. A. SAMUELYAN, E. G. SHAROYAN

ESR signals in nickel phthalocyanine single crystals were discovered and studied. It is established that the observed absorption lines are due to a single paramagnetic centre being in four magnetically non-equivalent sites. The principal values of the g factor, the spin-spin and spin-lattice relaxation times, the values of local and average concentrations of paramagnetic centres were determined. The nature of the paramagnetic centres was discussed.

ОПТИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ДВУОКСИ ГЕРМАНИЯ

Я. Л. ПОТАПЕНКО, В. А. ДРОЗДОВ, В. Ф. КОРЗО, Н. А. КАЛЬНЕВ

Исследованы свойства двуокиси германия на пленочных образцах. Ширина запрещенной зоны, определенная из спектров оптического поглощения, колеблется в пределах $2,5 \div 2,8$ эв в зависимости от условий получения и стехиометрии. На пленках толщиной $0,5 \div 1$ мкм наблюдалось наибольшее пробивное напряжение $\sim 10^8$ в/см и больше, которое уменьшалось на более толстых слоях. Температурная зависимость проводимости характеризуется прямой с наклоном $\Delta E = 0,02 \div 0,08$ эв. Униполярность ВАХ структур алюминий—двуокись германия—алюминий зависит от технологии нанесения слоев и толщины пленки двуокиси германия.

Свойства двуокиси германия исследовались на пленочных образцах. При измерениях электрофизических свойств пленок использовались омические контакты из алюминия, полученные термическим напылением в вакууме с вольфрамовой спирали. Толщина пленок двуокиси германия изменялась в пределах $0,1 \div 2$ мкм. В качестве подложек использовались стекло, слюда, ситалл, кристаллы хлорида натрия, предварительно подвергнутые ионной очистке в разряде. Образцы могли производиться за один цикл в вакууме без напуска воздуха.

Варьируя условия осаждения пленок, мы получали различную структуру осадка — от неупорядоченной или аморфной до кристаллической. Было замечено, что при напылении двуокиси германия на монокристаллическую подложку из хлорида натрия пористость пленки значительно снижается. Подбирая режим осаждения, можно получать практически сплошные пленки, однако для этого необходимо каждый раз проводить тщательные экспериментальные исследования, подбирая условия оптимального роста пленки.

Оптическое поглощение пленок двуокиси германия измерялось на спектрофотометре СФ-4. Типичные спектральные кривые абсорбции приведены на рис. 1. Для пленок двуокиси германия, в зависимости от условий получения и стехиометрии пленки, ширина запрещенной зоны, по нашим измерениям, колеблется в пределах $2,5 \div 2,8$ эв. Степень размытия оптического спектра в окрестности края собственного поглощения возрастала с увеличением степени разупорядоченности пленки. При отжиге пленок собственный край поглощения сдвигается в длинноволновую область, и в большей степени при отжиге в высоком вакууме. Абсорбция при этом также увеличивается. Этот факт говорит о том, что отжиг при недостатке кислорода приводит к изменению стехиометрии в сторону агрегации атомов германия. На слоях при этом наблюдается увеличение проводимости.

Электрические характеристики сэндвичевых структур алюминий—двуокись германия—алюминий остаются стабильными вплоть до полей $\sim 6 \cdot 10^8$ в/см. Электрическая прочность пленок двуокиси германия, измеряемая на однородных структурах, достигала $\sim 10^8$ в/см и больше. При

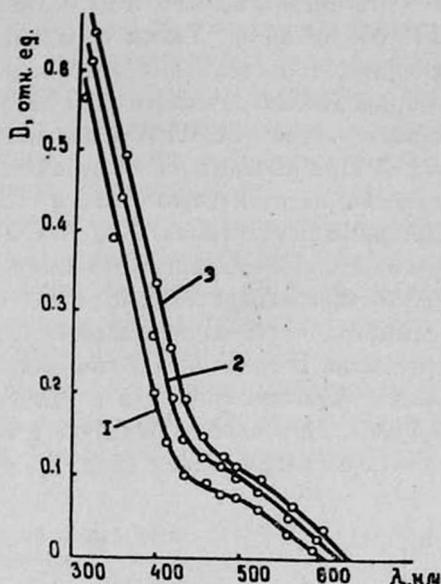


Рис. 1. Оптическое поглощение пленок двуокиси германия: 1—не отожженные пленки; 2, 3—отжиг при 250°C в течение 2 час соответственно на воздухе и в высоком вакууме.

более высоких полях появляется вероятность локального микропробоя структур по дефектам. У исследованных образцов величина электрической прочности зависит от «размерного эффекта». При малых толщинах заметную роль начинает играть фактор неоднородности микро рельефа границы раздела нижний электрод—диэлектрик. Электрический пробой в образце с дефектным диэлектриком сильно затушевывается эффектом локального микропробоя по каналам с повышенной проводимостью, сопровождающимся взрывным выделением тепла в местах прохождения лавины, а образование электронной лавины в тонких пленках может быть вызвано туннельной эмиссией с катода. Чем более дефектна пленка двуокиси германия, тем больше вероятность локального микропробоя в слабых местах при увеличении активной площади диэлектрика и тем более ярко выражен у такого диэлектрика «размерный эффект».

Симметричные электроды снижают эффект униполярности, обусловленный различием в высотах контактных барьеров, хотя иногда влияние материала электродов на величину пробивного напряжения может быть второстепенным по сравнению с состоянием поверхности. Для устранения влияния неровностей микроповерхностей подложки, а также для увеличения адгезии нижнего металлического электрода на подложку методом катодного распыления наносился слой окиси кадмия толщиной $\sim 100 \text{ \AA}$. Анализ микро рельефа поверхности пленок позволил подобрать такой режим нанесения алюминиевого электрода на пленку двуокиси германия, что высота неровности у них не превышала 50 \AA , а сквозные поры отсутствовали. На таких пленках с толщиной $0,5 \div 1 \text{ мкм}$ наблюдалось наибольшее

пробивное напряжение $\sim 10^6$ в/см и больше, а на более толстых слоях эта величина составляла $(4\div 6) \cdot 10^5$ в/см. Таким образом, исчезает эффект «электрического упрочнения», т. е. величина пробивного напряжения перестает зависеть от толщины диэлектрического слоя двуокиси германия.

Вольт-амперные характеристики исследованных пленок двуокиси германия приведены на рис. 2. При высоких полях начинается экспоненциальный рост тока, переходящий в неустойчивую область токов, характерную для предпробойного состояния диэлектрика. Ход ВАХ для прямой и обратной ветвей структуры алюминий—двуокись германия—алюминий одинаков, что свидетельствует об удовлетворительной технологии нанесения пленок, обеспечивающей симметричность потенциальных барьеров со стороны верхнего и нижнего электродов. В то же время униполярность структур зависела от толщины пленки двуокиси германия и заметно возрастала при уменьшении ее ниже 0,3 мкм. Наибольшее различие в прямом и обратном токах наблюдалось при низких напряжениях (рис. 2), и это связано с эф-

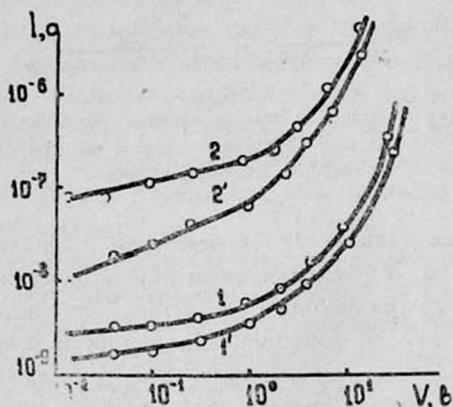


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структур алюминий—двуокись германия—алюминий: 1,1'—толщина 0,5 мкм; 2,2'—0,2 мкм; 1,2—прямая ветвь; 1',2'—обратная ветвь. На верхний электрод подается «плюс».

фектами установления проводимости [1]. С ростом поля в диэлектрике происходит рассасывание областей связанных зарядов за счет ионизации ловушек, поэтому униполярность статических ВАХ с увеличением температуры и напряжения должна уменьшаться.

Температурная зависимость проводимости пленок двуокиси германия характеризуется прямой с наклоном $\Delta E = 0,02\div 0,08$ эв. С уменьшением температуры величина ΔE падает. Она также слабо зависит от величины поля в пленке. Наибольшая зависимость удельного сопротивления пленки от температуры наблюдалась в области низких полей, соответствующих участку захвата на ловушки; значение удельного сопротивления при этом составляло $\sim 10^{11}$ ом см.

Характер электропроводности окисных дефектных структур, подобных двуокиси германия, анализируется в работе [2]. Будем считать, что ионы германия соединены между собой посредством мостиковых атомов кисло-

рода, создавая ковалентные связи со значительной долей ионности. Структура пленок неупорядоченная, но в первом приближении обладает ближним порядком в пределах нескольких ячеек. Благодаря нарушениям стехиометрии существуют одновалентные ионы, связанные с немостиковыми атомами кислорода, либо просто некомпенсированные валентные электроны, способные принимать активное участие в переносе заряда. Наличие немостиковых кислородных вакансий может играть в пленке роль ловушек. Под действием внешнего электрического поля и температуры может происходить термоактивированный перескок валентного электрона с одного состояния (локального моноуровня) на другие. Об этом свидетельствует факт понижения ΔE с уменьшением температуры, так как при низких температурах становятся возможными перескоки только с малым изменением энергии. Одновременно примесный ион может переводиться из одного равновесного положения в другое, а немостиковый атом кислорода—захватывать или испускать электрон. Перечисленные процессы будут давать вклад в проводимость.

Одесский государственный университет
имени И. И. Мечникова

Поступила 20.II.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. J. T. Johansen. J. Appl. Phys., 37, 499 (1966).
2. V. Heine. Phys. Rev., A145, 539 (1966).

ՀԵՐՄԱՆԻՈՒՄԻ ԵՐԿՕՔՍԻԴԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Յա. Լ. ՊՈՏԱՊԵՆԿՈ, Վ. Ա. ԴՐՈԶԴՈՎ, Վ. Ֆ. ԿՈՐԶՈ, Ն. Ա. ԿԱԼՆԵՎ

Աշխատանքում հետազոտվում են զերմանիումի երկօքսիդի հատկությունները թաղանթային նմուշների վրա: Օպտիկական կլանման սպեկտրներից որոշված արգելված գոտու լայնությունը սատանվում է $2,5 \div 2,8$ էվ սահմաններում, կախված ստացման պայմաններից և ստեխիոմետրիայից:

OPTICAL AND ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF GERMANIUM DIOXIDE FILMS

Ya. L. POTAPENKO, V. A. DROZDOV, V. F. KORZO, N. A. KAL'NEV

The properties of germanium dioxide were investigated on film samples. The width of the forbidden band determined from optical absorption spectra varies within the $(2,5 \div 2,8)$ eV limits depending on the conditions of preparation and of stoichiometry. Low breakdown voltage of $\sim 10^6$ v/cm and higher was observed on $0,5 \div 1$ μ m thick films, which decreased with the increase of film thickness. The temperature dependence of the conductivity is characterized by a line with $\Delta E = 0,02 \div 0,08$ eV slope.

О ЗАВИСИМОСТИ СМЕЩЕНИЯ ТРЕКА В ИСКРОВОЙ КАМЕРЕ ОТ ЧАСТОТЫ ЕЕ СРАБАТЫВАНИЯ

Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Г. А. МАРИКЯН

Исследована зависимость величины смещения трека частицы от частоты срабатывания искровой камеры ($80 \times 40 \times 30$ см³). Замечено, что с увеличением частоты срабатывания меняется величина смещения трека от истинной траектории частицы. Для объяснения этого явления делается предположение, что после образования искрового трека на окиси алюминиевых электродов собираются заряды, создающие поле, противоположное полю импульсного питания камеры.

Основными причинами смещения трека в искровой камере являются высоковольтное импульсное питание и диффузия электронов ионизации, производимой регистрируемой частицей. Нами было замечено, что экспериментальные данные невозможно полностью объяснить этими причинами.

Экспериментальная установка [1] содержала двухсекционную искровую камеру с рабочей площадью 40×80 см² и межэлектродным зазором по 30 см и два ряда счетчиков Гейгера—Мюллера, расположенных над и под искровой камерой. Между камерой и нижним рядом счетчиков находился свинцовый поглотитель, позволяющий регистрировать мюоны с энергией ≥ 300 Мэв. Толщина среднего дюралюминиевого электрода камеры составляла $0,27$ г/см², поэтому многократное рассеяние частиц в нем не могло существенно повлиять на результаты измерений.

Искровая камера наполнялась особо чистым неоном до давления 600 тор. Высоковольтный импульс (90 кВ) питания камеры формировался многокаскадным генератором Аркадьева—Маркса и подавался на средний электрод. Емкость генератора в ударе равнялась 800 пф, время нарастания импульса — $3 \cdot 10^{-8}$ сек, а разрядное сопротивление — 2 ком, которое имело распределенный характер и обеспечивало однородность электрического поля в рабочем объеме камеры.

Запуск генератора высоковольтного питания камеры осуществлялся совпадательным импульсом от двух рядов счетчиков Гейгера—Мюллера. Для определения величины смещения трека отбирались случаи, когда треки в обеих секциях относились к одной и той же частице и имели прямолинейное и взаимно параллельное (с точностью $5 \cdot 10^{-3}$ рад) направление. Через трек в верхней секции и трек в нижней секции проводились аппроксимирующие прямые и измерялось расстояние между ними. Половина полученной величины считалась равной смещению d . Ясно, что измеренное таким образом значение смещения зависит как от величины сноса электронов ионизации, так и от угла θ между направлением электрического поля и траекторией регистрируемой частицы,

$$d = v_{\text{др}} t \sin \theta, \quad (1)$$

где $v_{др}$ — скорость дрейфа электронов ионизации в камере, t — время действия электрического поля высоковольтного импульса.

Измерения велись при задержке в подаче высоковольтного импульса, составляющей $t_3 = (2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ сек, и при различных значениях частоты f срабатывания камеры. Результаты измерений представлены на рисунке, где положительные значения углов относятся к частицам, идущим справа, а отрицательные — слева (если смотреть со стороны фоторегистратора). Соответственно смещение от траектории вправо считается положительным, а влево — отрицательным.

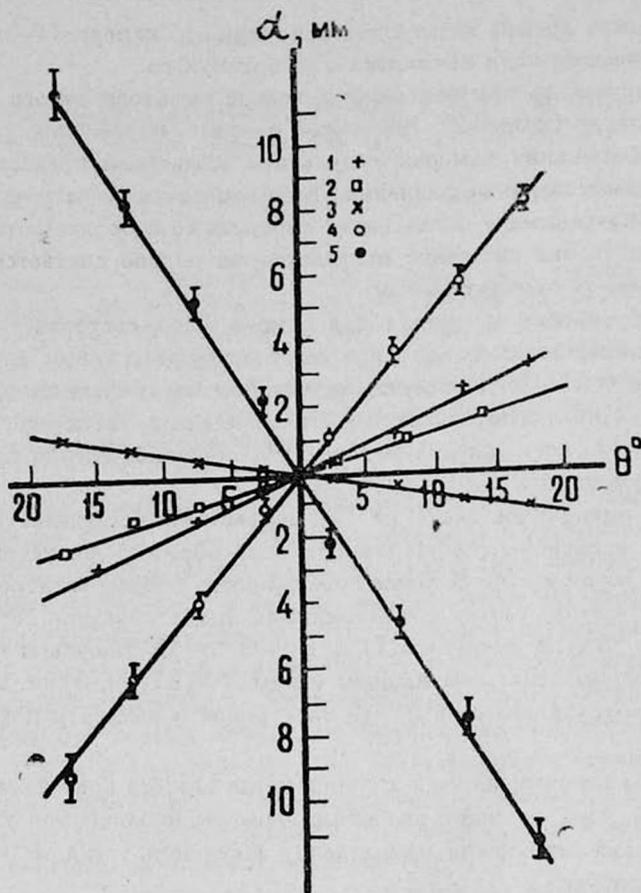
Ошибка измерения смещения для одного трека составляет 0,4 мм, а экспериментальные точки на рисунке соответствуют средним значениям с ошибкой менее чем 10%. Проведенные методом максимума правдоподобия прямые хорошо описывают экспериментальные результаты, что согласуется с формулой (1), которая для малых значений приближенно представляет собой прямую линию.

Согласно оценочным расчетам [2], эффективное значение поля, действующего на электроны ионизации во время образования искрового трека, равняется 3,3 в/см тор. В таком поле скорость дрейфа электронов в неоне составляет $4,3 \cdot 10^6$ см/сек [3]. Принимая время действия этого поля $t = 2 \cdot 10^{-7}$ сек [4], по формуле (1) для угла $\theta = 15^\circ$ получаем $d = 2,2$ мм. Согласно экспериментальным данным имеем $d = (2,7 \pm 0,2)$ мм. Наблюдаемая разница обусловлена диффузией электронов в камере и другими причинами.

Рассмотренное относилось к случаю, когда частота срабатывания камеры $f = 1$ час $^{-1}$. При больших значениях частоты наблюдается уменьшение величины и даже изменение направления смещения трека от траектории частицы (см. рисунок).

В эксперименте на средний электрод подается положительный импульс, чем и определяется знак смещения трека. Уменьшение величины смещения при том же подаваемом импульсе, но при большей частоте срабатывания камеры, может иметь место, если в объеме камеры каким-то образом появится обратное действующее электрическое поле. Экспериментальные данные указывают на то, что действие этого поля на образование трека проявляется начиная с момента прохождения частицы через камеру. Следовательно, оно может быть следствием предыдущего искрового разряда. Рассмотрение возможных причин наблюдаемого эффекта приводит к предположению, что после срабатывания камеры на электродах собираются заряды, создающие поле, имеющее направление, противоположное полю высоковольтного импульса.

Электроды камеры шунтированы сопротивлением 2 ком, поэтому на них заряд долго (минутами) держаться не может, если не будет изолирован от проводящих частей. Известно также, что алюминий в воздухе быстро покрывается окисью, которая, будучи плохим проводником, может значительное время держать накопленные на себе заряды. Источником этих зарядов в камерах, в основном, может быть фотоионизация атомов неона в процессе образования искрового трека. По-видимому, этим можно объяс-



Зависимость величины смещения трека от угла между траекторией частицы и направлением электрического поля в искровой камере при различных значениях частоты срабатывания камеры и величины приложенного постоянного электрического поля: 1 — $f = 1 \text{ час}^{-1}$, $E_{см} = 0$; 2 — $f = 20 \text{ час}^{-1}$, $E_{см} = 0$; 3 — $f = 500 \text{ час}^{-1}$, $E_{см} = 0$; 4 — $f = 500 \text{ час}^{-1}$, $E_{см} = 20 \text{ в/см}$; 5 — $f = 500 \text{ час}^{-1}$, $E_{см} = -20 \text{ в/см}$.

нить также накопление зарядов на изоляторах стримерной камеры, наблюденное М. И. Дайоном и сотрудниками [5].

С целью выяснения характера распределения и величины этих зарядов были проведены измерения в присутствии постоянного смещающего поля в объеме камеры. Для этого через 100 мом к среднему электроду камеры был подключен внешний источник постоянного напряжения, и чтобы не происходило падение напряжения на шунтирующих электродах сопротивлениях, последние были отсоединены от среднего электрода воздушным промежутком шириной 2 мм. При подаче высоковольтного импульса эти промежутки немедленно пробивались и восстанавливалось шунтирование электродов, а также, как показывает эксперимент, условия однородности электрического поля высоковольтного импульса в рабочем объеме камеры.

Предполагая линейную зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности поля [6] при малых его значениях (до $0,1$ в/см тор), для истинной величины сноса X электронов в электрическом поле E можно записать

$$X = cEt, \quad (2)$$

где c — постоянная, зависящая от природы рабочего газа в камере.

В условиях нашего эксперимента на электроны ионизации действуют: поле E_3 зарядов, накопленных на электродах, приложенное постоянное смещающее поле $E_{см}$ и поле $E_в$ высоковольтного импульса, причем первые два поля действуют в течение всего периода от момента прохождения частицы через камеру до завершения процесса образования искрового трека, а последнее поле — с момента подачи высоковольтного импульса (10^{-7} сек).

Исходя из формулы (2), для суммарного значения сноса электронов можно записать

$$X = cE_{см}(t_3 + t) + X_в + X_3, \quad (3)$$

где $X_в$ — величина сноса под действием высоковольтного импульса, а $X_3 = cE_3(t_3 + t)$ — величина сноса под действием поля накопленных зарядов.

Учитывая, что $X = \frac{d}{\sin \theta}$, а для $X_в$ принимая значение, полученное при $f = 1$ час $^{-1}$ и $E_{см} = 0$, из двух уравнений, составленных согласно формуле (3) соответственно по данным кривых 3 и 4 рисунка, получаем $c = 7,6$ см(сек в/см) $^{-1}$. Используя это значение и результаты измерений при $E_{см} = 0$, по формуле (3) получаем $E_3 = -(2,4 \pm 0,3)$ в/см при $f = 20$ час $^{-1}$ и $E_3 = -(9,4 \pm 1,2)$ в/см при $f = 500$ час $^{-1}$. При этом предполагается, что коэффициент c не зависит от частоты срабатывания искровой камеры.

Следует отметить, что при $f = 500$ час $^{-1}$ на краях рабочего объема камеры треки становятся криволинейными, что не наблюдается при $f = 1$ час $^{-1}$. Это свидетельствует о неравномерности распределения накопленных зарядов. Наблюдается также относительное увеличение ширины трека при большей частоте, что, по-видимому, является следствием продолжительного действия этих зарядов.

Влияние накопленных зарядов можно ослабить, уменьшая время задержки в подаче высоковольтного импульса на камеру, но еще не известно, можно ли соответствующей обработкой поверхности алюминиевого электрода полностью исключить накопление поверхностных зарядов. Очевидно, что применением электродов, изготовленных из материала, поверхность которого не покрывается непроводящим слоем, можно добиться этого. В этом направлении, по-видимому, будет действовать также двойное питание искровой камеры знакопеременным импульсом [7].

Авторы выражают благодарность А. П. Оганесяну, Р. А. Еринджакину и А. К. Унаняну, принимавшим участие в работе.

Ереванский физический институт

Поступила 25.II.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Х. Бостанджян, Г. А. Марикиан. Изв. АН СССР, серия физ., 8, 1803 (1972).
2. И. А. Духовский, И. А. Радкевич. ПТЭ, 6, 43 (1973).
3. Т. Л. Асатиани. Сб. Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, 1964, т. 4, стр. 525.
4. К. Г. Некрасов. Препринт ОИЯИ, Р13—5811, Дубна, 1971.
5. М. И. Дайон, В. И. Казуров, С. А. Крылов. ПТЭ, 2, 71 (1967).
6. Т. Л. Асатиани. Сб. Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, 1964, т. 4, стр. 527.
7. К. М. Авакян и др. ПТЭ, 5, 43 (1974).

ԿԱՅՄԱՅԻՆ ԽՅԻԿՈՒՄ ՀԵՏՔԻ ՏԵՂԱՇԱՐԺԻ
ԿԱԽՈՒՄԸ ՆՐԱ ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՑ

Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆԶՅԱՆ, Գ. Հ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ կայծային խցիկի ($80 \times 40 \times 30$ սմ³) աշխատանքային հաճախակա-
նության փոփոխման հետ փոփոխվում է մասնիկի հետքի տեղաշարժի շափուր, ենթադրություն է
արվում, որ կայծային հետքի առաջացումից հետո խցիկի այլումինե էլեկտրոդների վրա,
որոնք ծածկված են լինում օքսիդով, հավաքվում են էլեկտրական լիցքեր և ստեղծում խցիկի
աշխատանքային լարվածության դաշտին հակառակ ուղղված էլեկտրական դաշտ (~ 10 վ/սմ):

ON THE OPERATION FREQUENCY DEPENDENCE
OF TRACK DISPLACEMENT IN A SPARK CHAMBER

N. Kh. BOSTANDZHYAN, G. A. MARIKYAN

The displacement of a particle track from the real trajectory was observed to decrease with the increase of the operation frequency of ($80 \times 40 \times 30$ cm³) spark chamber. This is presumably due to the fact, that after the formation of a spark on the oxide foil of aluminium electrodes, there collect charges giving rise to ~ 10 v/cm electric field, opposite to the direction of pulsed supply of the chamber.

БЛИЖНИЙ ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПОРЯДОК В НАБУХШИХ ПОЛУЖЕСТКИХ ПОЛИМЕРАХ

А. К. ДАДИВАНЯН, Г. А. АЙРАПЕТЯН

Исследована анизотропия оптической поляризуемости молекул полужестких полимеров — поливинилбутираля, поливинилформала и поливинилформальэтилаля — в оптически изотропных и анизотропных растворителях. Различие значений оптической анизотропии макромолекул в разных растворителях объясняется как результат существования в исследованных системах ближнего ориентационного порядка. Показано, что относительно полужестких макромолекул могут ориентироваться молекулы растворителя, находящиеся в монослое, непосредственно окружающем макромолекулярную цепь.

Известно, что в растворах и набухших образцах гибкоцепных полимеров существует ближний ориентационный порядок — ориентация молекул растворителя относительно макромолекул [1—3]. В результате величины оптической анизотропии и дипольного момента макромолекул существенно зависят от используемого растворителя [1—7]. До последнего времени эти исследования практически ограничивались термодинамически гибкими макромолекулами. В то же время большой интерес представляет исследование полужестких и жестких макромолекул. В связи с этим в настоящей работе исследован ближний ориентационный порядок в набухших образцах поливинилбутираля, поливинилформала и поливинилэтилаляформала, скелетная жесткость которых существенно выше, чем в случае гибкоцепных макромолекул [8].

Оптическую анизотропию мы определяли методом фотоупругости. Пленки толщиной $0,5 \div 1$ мм получались выпариванием растворов этих полимеров в хлороформе на ртутной подложке. В раствор добавлялась также перекись дикумила. Полученные пленки были прозрачными. Сшивание полимеров проводилось облучением образцов ультрафиолетовым излучением. Исследование двойного лучепреломления в растянутых пленках проводилось на стандартной установке с поворотным компенсатором и полутеневым устройством. Положение пленки фиксировалось зажимами. Двойное лучепреломление Δn мы определяли с помощью соотношения

$$\Delta n = \frac{\delta_0 \lambda}{d} \sin 2\Delta\varphi, \quad (1)$$

где δ_0 — максимальная разность фаз, вносимая компенсатором, $\Delta\varphi$ — разность полутеневых азимутов компенсатора, соответствующих нагруженным и ненагруженным состояниям пленки, d — толщина пленки, λ — длина волны падающего света, выделяемая светофильтром.

Измерения проводились при 40°C . Анализировались только результаты, полученные для высокоэластичных образцов. Величину сегментной анизотропии $\alpha_1 - \alpha_2$ мы определяли с помощью соотношения [9]

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \frac{45 k T}{2 \pi (\bar{n}^2 + 2)^2} \frac{\Delta n}{\sigma}, \quad (2)$$

где \bar{n} — показатель преломления образца, равный $(n_k^2 v_k + n_s^2 v_s)^{1/2}$, n_k и n_s — показатели преломления полимера и растворителя, v_k и v_s — объемные доли полимера и растворителя, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, σ — растягивающее напряжение.

Зависимость оптической анизотропии исследованных полимеров от концентрации растворителя приведена на рис. 1. Полученные данные свидетельствуют о наличии существенной зависимости оптической анизотропии, измеренной в феноле, и отсутствии зависимости в хлороформе. Различия значений собственной анизотропии макромолекул в разных растворителях связаны с наличием в растворах полимеров и набухших полимерах ближнего ориентационного порядка. Тогда экспериментально определяемая анизотропия оптической поляризуемости сегмента должна быть суммой двух членов [1, 2]:

$$\alpha_1 - \alpha_2 = (\alpha_1 - \alpha_2)_0 + (\alpha_1 - \alpha_2)_s, \quad (3)$$

где $(\alpha_1 - \alpha_2)_0$ — истинная собственная анизотропия сегмента, значение которой можно получить при использовании изотропных растворителей, а $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$ — анизотропия, вносимая молекулами растворителя, ориентированными относительно полимерной цепи. Для величины $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$ было получено выражение

$$(\alpha_1 - \alpha_2)_s = \frac{3Z}{2} (\beta_1 - \beta_2) \left(\cos^2 \vartheta - \frac{1}{3} \right), \quad (4)$$

где β_1 и β_2 — главные значения аксиально-симметричного эллипсоида поляризуемости молекулы растворителя, Z — число молекул растворителя, ориентированных относительно сегмента, ϑ — угол между направлением сегмента и осью симметрии молекулы растворителя.

Представления о ближнем ориентационном порядке позволяют объяснить наблюдаемую нами концентрационную зависимость оптической анизотропии макромолекул. Действительно, так как анизотропия оптической поляризуемости молекул хлороформа незначительна, вклад в сегментную анизотропию, обусловленный молекулами хлороформа, должен быть незначительным из-за малости $\beta_1 - \beta_2$, и величина $\alpha_1 - \alpha_2$ не должна зависеть от концентрации полимера. Малость величины $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$ в хлороформе позволяет считать оптическую анизотропию в этом растворителе равной $(\alpha_1 - \alpha_2)_0$. Тогда различие между значениями $\alpha_1 - \alpha_2$, полученными в феноле и в хлороформе, можно считать избыточной анизотропией $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$, вносимой фенолом. Из зависимости величины $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$ от Z_s — числа молекул растворителя, приходящихся на один сегмент макромолекулы, — можно получить информацию о числе молекул растворителя, ориентированных относительно сегмента макромолекулы [3, 7].

Величина Z_s связана с весовой концентрацией полимера соотношением

$$Z_s = \frac{(1 - c) M_0}{c M_s},$$

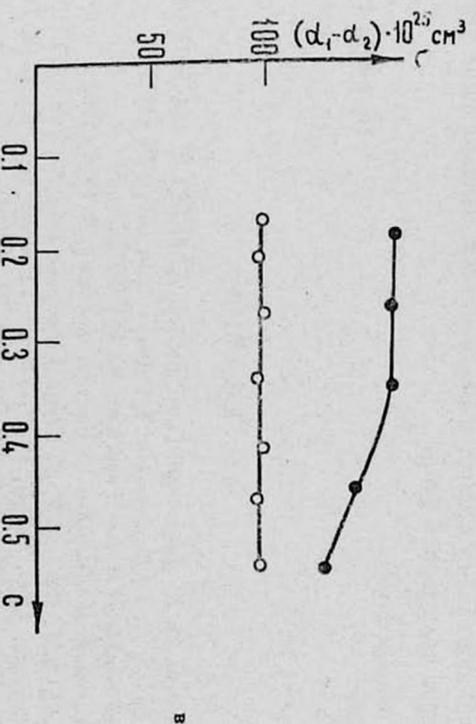
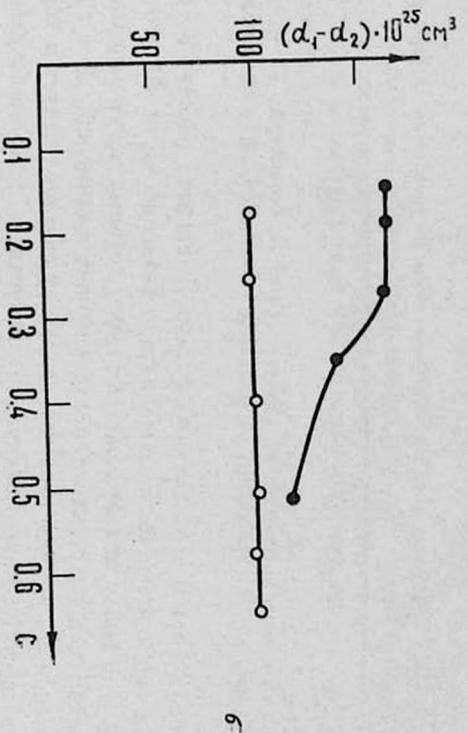
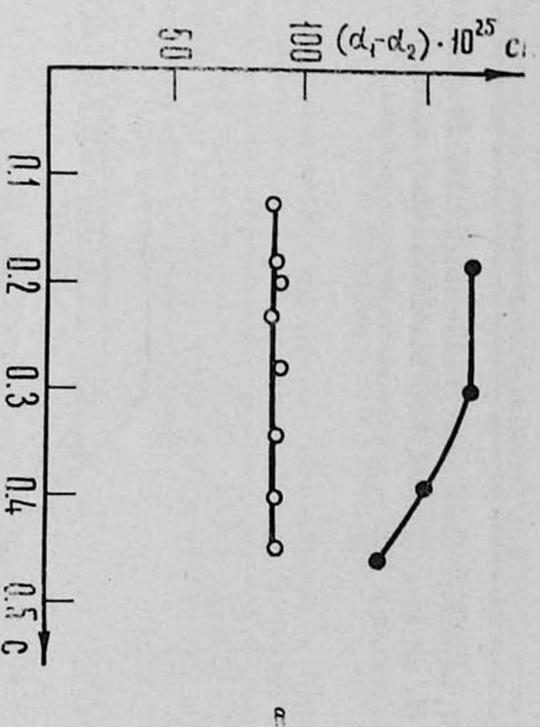


Рис. 1. Зависимость оптической анизотропии от концентрации полимера (полимеры: а—поливинилбутираль, б—поливинилформаль, в—поливинилацетальдеформаль; растворители: \circ —фенол, \bullet —хлороформ).

где M_0 и M_s — соответственно молекулярные массы сегмента и растворителя. Значение M_0 мы взяли равным 1350 для поливинилбутираля, 1050 — для поливинилформала и 1150 — для поливинилэтилальформала.

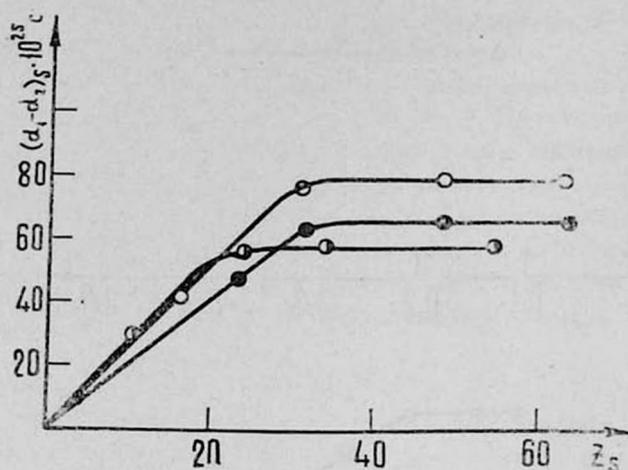


Рис. 2. Зависимость избыточной анизотропии от Z_s (полимеры: \circ — поливинилбутираль, \bullet — поливинилформаль, \ominus — поливинилэтилальформаль).

Из рис. 2 видно, что величина $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$ сначала растет с увеличением Z_s , а затем достигает насыщения при значении $Z_s = 30$, что приблизительно равно числу молекул растворителя, которые могут заполнить первый монослой вокруг сегмента исследованных полимеров. Для гибкоцепных полимеров $Z_s \approx 10 \div 15$. Этот результат свидетельствует о том, что в случае полужестких макромолекул относительно макромолекулы могут ориентироваться только молекулы растворителя, заполняющие первый монослой вокруг полимерной цепи.

Ереванский государственный
университет

Поступила 15.IX.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Фрисман, А. К. Дадиванян, Г. А. Дюжев. ДАН СССР, 153, 1062 (1963).
2. E. V. Frisman, A. K. Dadvanian. J. Polymer Sci., C16, 1002 (1967).
3. A. K. Dadvanian. Polymer Preprints, 16, 654 (1975).
4. Э. В. Фрисман, В. И. Андрейченко. Высокомолек. соед., 4, 1559 (1962).
5. M. Fukuda, G. L. Wilkes, R. S. Stein. J. Polymer Sci., A-2, 2, 1417 (1971).
6. M. H. Liberman, L. C. Debolt, P. Y. Flory. J. Polymer Sci., A-2, 12, 187 (1974).
7. А. К. Дадиванян и др. Высокомолек. соед., 17A, 745 (1975).
8. А. Н. Адамян, А. В. Геворкян. Ученые записки ЕГУ, 3 (130), 53 (1975).
9. W. Kuhn, F. Grun. Kolloid Zs., 101, 248 (1942).

ՄԵՐՁԱՎՈՐ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇԱՅԻՆ ԿԱՐԳԸ ՈՒՌՃԱՑՎԱԾ
ԿԻՍԱԿՈՇՏ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐՈՒՄ

Ա. Կ. ԳԱԳԻՎԱՆՅԱՆ, Հ. Ա. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված է որոշ կիսակոշտ մակրոմոլեկուլների օպտիկական բևեռացվելիության անիզոտրոպիան իզոտրոպ և անիզոտրոպ լուծիչներում: Տարբեր լուծիչներում մակրոմոլեկուլների օպտիկական անիզոտրոպիայի տարբերությունը բացատրվում է որպես մերձավոր կողմնորոշային կարգի առկայության արդյունք: Ցույց է տրված, որ կիսակոշտ մակրոմոլեկուլների նկատմամբ կարող են կողմնորոշվել լուծիչի միայն այն մոլեկուլները, որոնք գտնվում են մակրոմոլեկուլյար շղթան շրջապատող մոնոշերտում:

SHORT-RANGE ORIENTATIONAL ORDER IN SWOLLEN
SEMIRIGID POLYMERS

A. K. DADIVANYAN, H. A. AJRAPETYAN

The optical anisotropy of some semirigid macromolecules is studied in various solvents. The difference in the optical anisotropy values is explained as due to the short-range orientational order in these systems. It is shown, that only the solvent molecules in first monolayer around the macromolecule chain may be oriented relative to the macromolecule.

БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ВАКАНСИОНОВ

Г. А. ВАРДАНЯН

Квантовая природа неидеальных решеточных систем с большой амплитудой нулевых колебаний существенным образом сказывается на характере энергетического спектра [1, 2]. Относительно большие амплитуды нулевых колебаний приводят к конечному перекрытию волновых функций соседних частиц — появляются квазичастицы (дефектоны, вакансии, примесионы и т. д.), характеризующиеся своим квазиимпульсом \mathbf{k} и законом дисперсии $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{k})$.

Вообще говоря, для детального исследования закона дисперсии квазичастиц необходимо знать вид потенциальных ям, в которых находятся атомы. Эффективная потенциальная яма отдельного атома не только не является параболой, но даже может иметь отрицательную кривизну в центре. Кривизна потенциала определяется самосогласованным образом, что и позволяет ввести понятие о фононах. Поляризация фононного спектра обуславливает существование вакансионных.

В большинстве случаев ширина энергетической зоны $\Delta\varepsilon$ вакансионных мала по сравнению с характерной энергией взаимодействия атомов в кристалле [3, 4]. Малость $\Delta\varepsilon$ обуславливает большую величину радиуса взаимодействия вакансионных R (так как $U(R) \sim \Delta\varepsilon$, то $R > a$).

Используя гамильтониан такой системы

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} [\varepsilon(\mathbf{k}) - \mu] \hat{a}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \sum U_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}^{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}_1}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}_2}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}_1}, \quad (1)$$

запишем уравнение движения для оператора уничтожения вакансии

$$i \dot{\hat{a}}_{\mathbf{k}} = [\varepsilon(\mathbf{k}) - \mu] \hat{a}_{\mathbf{k}} + \sum_{j, p, q} \langle kj | U | pq \rangle \hat{a}_j^{\dagger} \hat{a}_p \hat{a}_q. \quad (2)$$

Введем новые квазичастичные операторы $\hat{b}_{\mathbf{k}}$, которые при $\mathbf{k} = 0$ описывают возбуждения в конденсате,

$$\hat{a}_{\mathbf{k}} = \hat{b}_{\mathbf{k}} + \hat{n}_0 \delta_{\mathbf{k}0}, \quad (3)$$

где n_0 — амплитуда конденсата (c -число, не зависящее от времени для однородной системы).

Тогда для оператора $\hat{b}_{\mathbf{k}}$ имеем следующее уравнение движения:

$$\begin{aligned} i \dot{\hat{b}}_{\mathbf{k}} = & [\varepsilon(\mathbf{k}) - \mu] \hat{b}_{\mathbf{k}} - \mu n_0 \delta_{\mathbf{k}0} + \langle \mathbf{k}, 0 | U | 0, 0 \rangle n_0^3 + \\ & + \sum_{j, p, q} \langle \mathbf{k}, j | U | p, q \rangle \hat{b}_j^{\dagger} \hat{b}_p \hat{b}_q + n_0 \delta_{j0} \hat{b}_p \hat{b}_q + 2 n_0 \delta_{p0} \hat{b}_j \hat{b}_q + \\ & + n_0^2 \delta_{p0} \delta_{q0} \hat{b}_j^{\dagger} + 2 n_0^2 \delta_{j0} \delta_{q0} \hat{b}_q. \end{aligned}$$

Линеаризуем это уравнение, заменяя каждую пару этих операторов через их среднее значение по большому каноническому ансамблю:

$$i \dot{b}_k = [-\mu + \langle 00|U|00\rangle n_0^2 + f_0 + g_0] n_0 \delta_{k0} + U_k \hat{b}_k + \Delta_k \hat{b}_{-k}^+, \quad (4)$$

где U_k — одночастичная энергия,

$$U_k = \varepsilon(k) - \mu + 2 \langle k0|U|0k\rangle n_0^2 + f_k, \quad (5)$$

$$f_k = 2 \sum_p \langle kp|U|pk\rangle \langle \hat{b}_p^+ \hat{b}_p \rangle.$$

Двухчастичный потенциал Δ_k определяется так

$$\Delta_k = \langle k, -k|U|0, 0\rangle n_0^2 + g_k, \quad (6)$$

где первый член описывает переход пары частиц из конденсата в состояние k и $-k$, а второй член,

$$g_k = \sum_p \langle k, -k|U|p, -p\rangle \langle b_{-p} b_p \rangle, \quad (7)$$

описывает переход пары частиц из состояния с импульсом p и $-p$ и с амплитудой $\langle b_p b_{-p} \rangle$ в состояние k и $-k$.

Из уравнения (4) следует, что

$$[-\mu + \langle 00|U|00\rangle n_0^2 + f_0 + g_0] n_0 = 0, \quad h_0 \neq 0.$$

Следовательно, химический потенциал есть

$$\mu = \langle 00|U|00\rangle n_0^2 + f_0 + g_0. \quad (8)$$

Уравнение $\mu=0$ определяет температуру фазового перехода T_c .

Аналогично уравнению (4) для оператора рождения вакансиона имеем

$$i \dot{b}_{-k}^+ = [-\mu + \langle 00|U|00\rangle n_0^2 + f_0 + g_0] n_0 \delta_{k0} + U_k \hat{b}_{-k}^+ + \Delta_k \hat{b}_k. \quad (9)$$

Таким образом, из (4) и (9) с учетом уравнения (8) имеем

$$\ddot{b}_k + \Gamma \dot{b}_k = 0, \quad (10)$$

$$\dot{b}_k(t) = b_k e^{-i\Gamma_k t},$$

где

$$\Gamma_k^2 = \Delta_k^2 - U_k^2. \quad (11)$$

При не слишком высоких давлениях длина волны вакансион в твердом гелии при всех температурах значительно превосходит межатомное расстояние, благодаря чему вакансионы находятся при не слишком высоких температурах вблизи дна зоны, где их спектр квадратичен по ε_k^0 , а скорость движения мала. В этом случае для больших k из выражения (11) получаем

$$\varepsilon(k) = \varepsilon_k^0 + N_0 U(k),$$

что выглядит как спектр частиц.

Скорость звука в этом случае определяется соотношением

$$C = \left(\frac{N_0 U(0)}{m^*} \right)^{1/2}, \quad U(0) > 0,$$

где N_0 — число вакансион в основном состоянии, m^* — эффективная масса, связанная с шириной зоны, $\hbar/\sqrt{\Delta\varepsilon} \sim a\sqrt{M}$, a — межатомное расстояние.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.III.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц. ЖЭТФ, 56, 2059 (1969).
2. И. М. Лифшиц. ДАН СССР, 58, 80 (1974).
3. А. Ф. Андреев, А. Э. Мейерович. ЖЭТФ, 67, 1559 (1974).
4. J. H. Hetherington. ФНТ, 1, 613 (1975).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика, М., 1964.

ՎԱԿԱՆՍԻՈՆՆԵՐԻ ԲՈՉԵ-ԷՅՆՇՏԵՅՆՅԱՆ ԿՈՆԴԵՆՍԱՑԻԱՆ

Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Դիտարկված է բողե-վականսիոնների համակարգը բվանտային բյուրեղում: Ստացված են վականսիոնի շարժման հավասարումները, մածուցիկության գործակիցը դիտարկվող համակարգի նորմալ մասի համար: Կառուցված է շարժվող կոնդենսատով համակարգի էներգետիկ սպեկտրը:

THE BOZE—EINSTEIN CONDENSATION OF THE VACANCIONS

G. A. VARDANYAN

The possibility of the condensation of vacancies in the $k = p_0$ state in a quantum crystal is considered. The equation of motion of these quasiparticles is obtained.

УФ ЛАЗЕР НА МОЛЕКУЛЯРНОМ АЗОТЕ

К. В. ДИНКЧЯН, М. Н. ИШХАНЯН, М. А. КАРАПЕТЯН,
А. А. МЕЛИК-САРКИСЯН, А. А. НАЗАРЯН, Г. Б. ТОРГОМЯН

В последние годы проявляется большой интерес к источникам мощного когерентного излучения ультрафиолетового диапазона, и, в частности, к лазеру на молекулярном азоте [1—4], длина волны излучения которого составляет 337,1 нм. Указанные лазеры находят широкое применение во многих областях науки и техники. Наиболее удобными и необходимыми с точки зрения широты использования можно считать лазеры с мощностью излучения в импульсе в $50 \div 200$ кВт и частотой следования $20 \div 100$ гц. Одним из самых актуальных применений такого типа лазеров является накачка лазеров на красителях, позволяющих осуществлять плавную перестройку длины волны излучения в пределах $0,38 \div 0,8$ мкм и более. В проблемной лаборатории радиационной физики ЕГУ в течение последних двух лет велись исследования в области газоразрядных лазеров и, в частности, азотных, в результате чего был создан лазер АЛ-201. В настоящей статье приводятся результаты исследований и характеристики этого прибора.

Для электроразрядных лазеров с малыми временами жизни верхнего рабочего уровня самым эффективным способом накачки является поперечная. Электрическая схема лазера представлена на рис. 1. Здесь БУ — блок управления, P — разрядник, C_0 — накопительные конденсаторы, C_1 — разрядные конденсаторы, K — камера излучения.

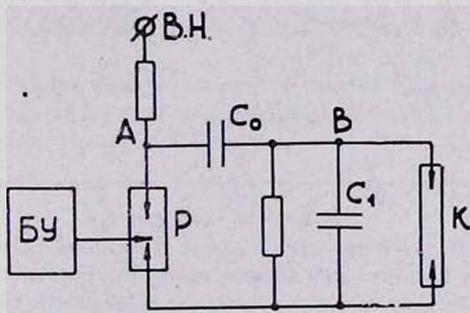


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема лазера.

Накопительные конденсаторы C_0 заряжаются от источника высокого напряжения до напряжения U_0 . В момент подачи с блока управления поджигающего импульса на разрядник потенциал точки A падает до нуля за время срабатывания управляемого разрядника высокого давления. Отрицательный скачок напряжения в точке B заряжает конденсаторы C_1 до некоторого напряжения U . Конденсаторы C_1 , в свою очередь, разряжаются на лазерную камеру K. Поскольку процессы перезарядки происходят за времена порядка наносекунд, то при соответствующих значениях E/p (p — давление в камере излучения) разряд оказывается очень однородным по всей

длине камеры, что обеспечивает возбуждение максимального числа молекул азота. Камера имеет длину 70 см. Технический азот может прокачиваться через камеру со скоростью 20 л/мин. Экспериментально найденное оптимальное значение отношения C_1/C_0 составляет 0,6. В качестве глухого зеркала резонатора использовалось зеркало с алюминиевым покрытием, в качестве выходного — плоско-параллельная кварцевая пластинка.

На рис. 2 представлен ряд измеренных зависимостей. Кривые 1 представляют собой зависимость выходной мощности излучения в импульсе от давления в лазерной камере при различных значениях напряжения U_0 . С увеличением напряжения оптимальное давление в камере растет. Кривая 2 показывает зависимость мощности излучения в импульсе от частоты следования импульсов. При изменении частоты следования импульсов от 2 до 50 гц мощность плавно уменьшается на 25%. Кривая 3 изображает зависимость средней мощности излучения от частоты следования импульсов. Кривые 2 и 3 приведены для $U_0 = 20$ кв и давления 40 тор. Длительность импульса излучения лазера несколько меняется в зависимости от напряжения и составляет 6—8 нсек.

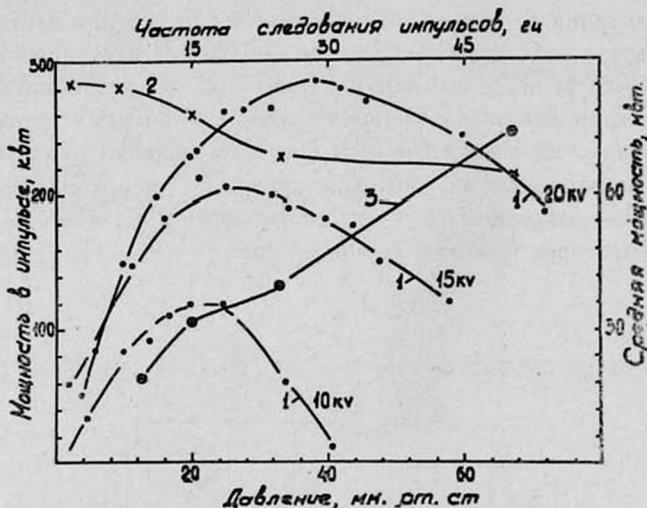


Рис. 2. Выходные характеристики лазера: 1—кривые зависимости выходной мощности от давления при разных напряжениях; 2—зависимость мощности излучения в импульсе от частоты; 3—зависимость средней мощности излучения от частоты следования импульсов.

Описанный лазер на молекулярном азоте выполнен в виде прибора, имеет очень компактный вид и высокую надежность. С помощью этого лазера были проведены исследования генерации на различных красителях и сцинтиллирующих веществах. Результаты этих исследований будут опубликованы. Данный лазер, кроме того, может найти широкое применение в химии, биологии, медицине и других областях.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. М. Арутюняну за постоянное внимание к работе, В. Г. Шиш-

маняну, А. А. Айвазяну и М. Н. Карапetyану за помощь при выполнении работы.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.III.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. D. A. Leonard. Appl. Phys. Lett., 7, 4 (1965).
2. Вудворд, Элерс, Лайнбергер. Приборы для научных исследований, 44, 102 (1973).
3. В. Н. Лисицын и др. Письма ЖЭТФ, 19, 429 (1974).
4. Ю. И. Бычков и др. Квантовая электроника, 2, 2047 (1975).

ՈՒՆՏՐԱՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ ԱԶՈՏԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐ

Կ. Վ. ԳԻՆՔՉՅԱՆ, Մ. Ն. ԻՇԽԱՆՅԱՆ, Մ. Ա. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ,
Ա. Ա. ՄԵԼԻԿ-ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ, Ա. Հ. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Գ. Բ. ԹՈՐԳՈՄՅԱՆ

Մշակվել է հետազոտվել է մոլեկուլյար ազոտի իմպուլսային լազեր ճառագայթման 0,3371 մկմ ալիքի երկարությամբ: Լազերի հզորությունը իմպուլսում՝ 300 կվտ է, տևողությունը՝ 6÷8 նվրկ, հաճախությունը՝ 50 հց: Այդպիսի լազերները լայնորեն կիրառվում են քիմիայում, կենսաբանությունում, բժշկությունում և այլ բնագավառներում:

UV LASER ON MOLECULAR NITROGEN

K. V. DINKCHYAN, M. N. ISHKHANYAN, M. A. KARAPETYAN,
A. A. MELIK-SARKISYAN, A. A. NAZARYAN, G. B. TORGOMYAN

UV laser on molecular nitrogen is developed and investigated. The peak power is about 300 kW, pulse repetition rate is 50 Hz, pulse duration is 6÷8 nsec, wavelength is 337,1 nm. The radiation characteristics are given.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Л. Н. Коваль.</i> Инвариантные свойства характера дифракции	101
<i>Г. М. Гарибян, Ян Ши.</i> Излучение ультрарелятивистского заряда в стопке пластин с учетом поглощения и многократного рассеяния	105
<i>О. С. Ерицян.</i> Взаимодействие света с границами раздела сред с приграничными переходными слоями	118
<i>В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян.</i> Влияние освещения на S-диоды, изготовленные из полупроводника, компенсированного акцепторами, расположенными в верхней половине запрещенной зоны	123
<i>А. А. Вардамян, Э. А. Касаманян.</i> Поверхностные состояния в улучшенной модели потенциала поверхности	129
<i>А. А. Самуэлян, Э. Г. Шароян.</i> Электронный парамагнитный резонанс в монокристаллах фталоцианина никеля	134
<i>Я. Л. Потапенко, В. А. Дроздов, В. Ф. Корзо, Н. А. Кальнев.</i> Оптические и электрофизические свойства пленок двуокиси германия	140
<i>Н. Х. Бостанджян, Г. А. Марикян.</i> О зависимости смещения трека в искровой камере от частоты ее срабатывания	144
<i>А. К. Дадиванян, Г. А. Айрапетян.</i> Ближний ориентационный порядок в набухших полужестких полимерах	149

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

<i>Г. А. Вардамян.</i> Бозе-эйнштейновская конденсация вакансионнов	154
<i>К. В. Динкчян, М. Н. Ишханян, М. А. Карапетян, А. А. Мелик-Саркисян, А. А. Назарян, Г. Б. Торгомян.</i> УФ лазер на молекулярном азоте	157

Բ Ո Վ Ա Ն Գ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Լ. Ն. Կովալ. Գիֆորակցիայի բնույթի ինվարիանտ հատկությունները	101
Գ. Մ. Գլարիբյան, Յան Շի. Գերարաջ լիցքավորված մասնիկների ճառագայթումը թիթեղ- ների շերտում կլանման և բաղմակի ցրման հաշվառմամբ	105
Հ. Ա. Երիցյան. Լույսի փոխազդեցությունը սահմանամերձ անցումային շերտերով միջա- վայրերի բաժանման սահմանի հետ	118
Վ. Մ. Հաբուրյունյան, Ֆ. Վ. Գասպարյան. Լուսավորման ազդեցությունը արգելման շերտի վերին կեսում դոմիոզ աղեկատորներով կոմպենսացված կիսահաղորդչային S-դիոդ- ների վրա	123
Ա. Հ. Վարդանյան, Զ. Հ. Կասամյան. Մակերևութային վիճակները բարելավված մակերևութային պոտենցիալով մոդելում	129
Հ. Ա. Սամունյան, Է. Գ. Շառոյան. Էլեկտրոնային պարամագնիսական ուղղանոսը նիկելի ֆոտալցիանիտի մխարչուրեղներում	134
Յու. Լ. Պոտապենկո, Վ. Ա. Գրոզդով, Վ. Ֆ. Կուրզո, Ն. Ա. Կալեն. Հերմանիումի երկօքսիդի թաղանթների օպտիկական և էլեկտրաֆիզիկական հատկությունները	140
Ն. Ս. Բոստանջյան, Գ. Հ. Մարիկյան. Կայծային խցիկում հետքի տեղաշարժի կախումը նրա աշխատանքային հաճախությունից	144
Ա. Կ. Գալիվանյան, Հ. Ա. Հայրապետյան. Մերձավոր կողմնորոշչային կարգը ուռճացած կիսակոշտ պոլիմերներում	149

Համառոտ հաղորդումներ

Գ. Ա. Վարդանյան. Վականսիոնների բողկ-էլնշտեյնյան կոնդենսացիան	154
Կ. Վ. Գինեֆյան, Մ. Ն. Իշխանյան, Մ. Ա. Կարապետյան, Ա. Ա. Մելիք-Սարգսյան, Ա. Ա. Նազարյան, Գ. Բ. Թորգոմյան. Ուլտրամանուշակագույն ազոտային լազեր	157

