

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա
ФИЗИКА

1977

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳԻԱ

Ա. Տ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաբուրյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզարեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Մահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Ս. 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).

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЭЛЕКТРОН-ДЕЙТРОННОМ РАССЕЙЯНИИ ПРИ НАЛИЧИИ СЛАБОГО НЕЙТРАЛЬНОГО ТОКА

С. В. ЕСАЙБЕГЯН

На основе общей феноменологии рассмотрены эффекты нейтральных токов в e^-d -рассеянии. Получены выражения для параметра асимметрии P в кинематической конфигурации, соответствующей квазиупругому пику. Показано, что измерение P в упругом e^-d -рассеянии может дать информацию о величине изоскалярного вклада в слабый нейтральный ток.

Возможность существования нейтрального тока в слабых взаимодействиях феноменологически рассматривалась давно. Этот вопрос в последнее время стал более актуальным в связи с развитием единого подхода (основанного на калибровочной теории) к слабым, электромагнитным и сильным взаимодействиям, так как нейтральный ток естественно появляется в основных вариантах теории. Более того, экспериментальное обнаружение нейтральных токов [1, 2] еще более стимулирует интерес к этой проблеме, так что исследование реакций, где последний может играть существенную роль, представляет несомненный интерес с точки зрения проверки основных предпосылок теории и установления структуры слабого взаимодействия.

В настоящей работе рассматривается электрон-дейтронное рассеяние для продольно поляризованного электронного пучка

$$e^-(k_1, s) + d(p, U) \rightarrow e^-(k_2, s') + d'(p', U'), \quad (1a)$$

$$e^-(k_1, s) + d(p, U) \rightarrow e^-(k_2, s') + p(p_1, S) + n(p_2, S'), \quad (1b)$$

где в скобках указаны 4-импульсы и векторы поляризации соответствующих частиц.

Нас будет интересовать левая-правая асимметрия; ее наличие будет прямым доказательством существования нарушающих четность нейтральных токов.

Начнем с упругого e^-d -рассеяния. Следует отметить, что этот процесс представляет особый интерес в связи с чисто изоскалярной структурой нейтрального тока в этом случае.

Амплитуда процесса (1a) имеет вид

$$M = M^T + M^{Z^0},$$

$$M^T = \frac{ie^2}{k^2} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu u(k_1)] \langle d' | J_\mu^{EM} | d \rangle, \quad (2)$$

$$M^{Z^0} = - \frac{iG}{\sqrt{2}} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu (\rho_V + \rho_A \gamma_5) u(k_1)] \langle d' | J_\mu^Z | d \rangle,$$

$J_\mu^Z = x J_\mu^S$, G — константа слабого взаимодействия, равная $\frac{10^{-5}}{m^2}$,

m — масса протона, $k^2 = (k_1 - k_2)^2 = (p' - p)^2$ — квадрат переданного импульса. Формулы (2) записаны в пределе $-k^2 \ll M_Z^2$; переход к случаю $-k^2 \gtrsim M_Z^2$ совершается заменой $G \rightarrow G \left(1 - \frac{k^2}{M_Z^2}\right)^{-1}$.

В модели Вайнберга [3] параметры ρ_V , ρ_A и x равны

$$\rho_V = 4 \sin^2 \theta_W - 1, \quad \rho_A = -1, \quad x = -2 \sin^2 \theta_W, \quad \sin^2 \theta_W \approx 0,33.$$

Выберем ось квантования спина вдоль направления пучка электронов и определим левую-правую асимметрию

$$P = \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} - \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right) / \left(\frac{d\sigma_R}{d\Omega} + \frac{d\sigma_L}{d\Omega} \right),$$

где индекс R (L) соответствует правым (левым) электронам, спин которых параллелен (антипараллелен) импульсу электрона. Соответствующая амплитуда M_R получается из (2) заменой

$$u(k_1, s) \rightarrow \frac{1}{2} (1 - \gamma_5 \hat{s}_R) u(k_1, s).$$

Здесь s_R — 4-вектор спина электрона с положительной спиральностью, имеющий компоненты $s_R = \left(\frac{|\mathbf{k}_1|}{m_e}, 0, 0, \frac{\varepsilon}{m_e} \right)$, ε и m_e — соответственно энергия и масса электрона. Аналогичная замена с $s_L = -s_R$ дает M_L .

Учитывая, далее, что $\langle d' | J_\mu^Z | d \rangle = x \langle d' | J_\mu^{3M} | d \rangle$, получаем

$$P = (|M_R^{I+Z^0}|^2 - |M_L^{I+Z^0}|^2) / (|M_R^{I+Z^0}|^2 + |M_L^{I+Z^0}|^2),$$

где

$$|M_R^{I+Z^0}|^2 + |M_L^{I+Z^0}|^2 = \frac{2e^4}{k^4} \frac{1}{3} \sum_{U,U'} \langle d' | J_\mu^{3M} | d \rangle \langle d' | J_\nu^{3M} | d \rangle^+ \tau_{\mu\nu} + O(e^2 G, G^2),$$

$$|M_R^{I+Z^0}|^2 - |M_L^{I+Z^0}|^2 = \frac{4Ge^2}{\sqrt{2}k^2} \rho_A x \frac{1}{3} \sum_{UU'} \langle d' | J_\mu^{3M} | d \rangle \langle d' | J_\nu^{3M} | d \rangle^+ \rho_{\mu\nu} + O(G^2),$$

$$\tau_{\mu\nu} = 2k_{1\mu} k_{2\nu} + 2k_{1\nu} k_{2\mu} + k^2 \delta_{\mu\nu}, \quad \rho_{\mu\nu} = m_e (2k_{2\mu} s_\nu + 2k_{2\nu} s_\mu - 2(k_2 s) \delta_{\mu\nu}) + \\ + 2k_{1\mu} s_\nu m_e - 2k_{1\nu} s_\mu m_e.$$

Заметив, что $m_e s \approx (\varepsilon, 0, 0, \varepsilon) \approx k_1$, т. е. $\rho_{\mu\nu} \approx \tau_{\mu\nu}$, для P имеем

$$P \approx 2\rho_A x \frac{k^2}{e^2} \frac{G}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

В модели Вайнберга асимметрия есть

$$P \approx \frac{k^2}{m^2} 10^{-4}; \quad (3a)$$

при $-k^2 \approx 10^3$ ($\text{Гэв}/c$)² она достигает величины порядка $P \approx 10\%$. Такой же результат получается для случая электродезинтеграции на пороге (см. ниже).

Перейдем к реакции электродезинтеграции дейтрона (16), которая в полюсном приближении описывается шестью диаграммами Фейнмана (диаграммы рис. 1 плюс три диаграммы с заменой $\gamma \rightarrow Z^0$).

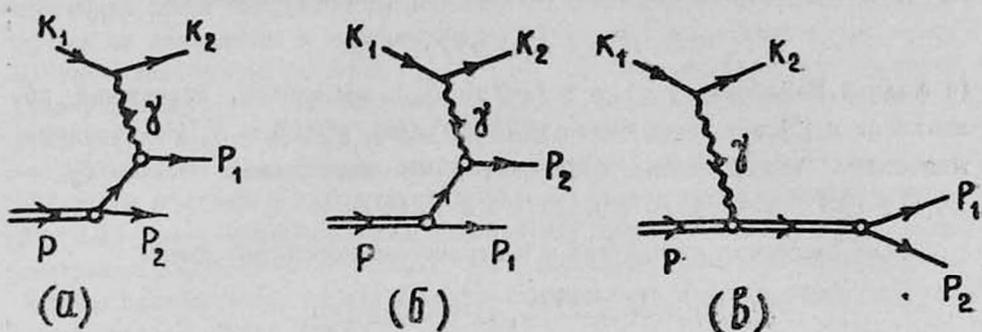


Рис. 1.

Амплитуды имеют вид [4]

$$M^i = \frac{ie^2}{k^2} [\bar{u}(k_2) \gamma^\mu u(k_1)] \bar{u}_a(p_1) T_{\mu\nu\alpha\beta}^i(p_1 p_2; kp) E_{\beta\beta'} \bar{u}_{\beta'}(p_2) U_\nu(p),$$

$$M^{Z^0} = -\frac{iG}{\sqrt{2}} [\bar{u}(k_2) \gamma_\mu (P_V + P_A \gamma_5) u(k_1)] \bar{u}_a(p_1) \times \\ \times T_{\mu\nu\alpha\beta}^{Z^0}(p_1 p_2; kp) E_{\beta\beta'} \bar{u}_{\beta'}(p_2) U_\nu(p),$$

где $E = i\tau_2 C$, τ_2 — изоспиновая матрица, C — оператор зарядового сопряжения, $U_\nu(p)$ — волновая функция дейтрона;

$$T_{\mu\nu}^i E = R_{\mu\nu}^i(p_1 p_2; kp) E - [R_{\mu\nu}^i(p_2 p_1; kp) E]^T + B_{\mu\nu}^i E, \quad i = \gamma, Z^0,$$

где мы использовали обобщенный принцип Паули

$$T(p_1 p_2; kp) E = -[T(p_2 p_1; kp) E]^T.$$

Величины RE и BE имеют следующий вид:

$$R_{\mu\nu}^i E = \Gamma_\mu^i(p_1, p_1 - k) \frac{\hat{p}_1 - \hat{k} + m}{t - m^2} \Gamma_\nu(p_1 - k; p_2) i\tau_2 C (\hat{p}_1 = \gamma_\mu p_{1\mu}, p_1^2 = m^2),$$

$$B_{\mu\nu}^i E = -\frac{1}{S - M^2} \langle p' \rho | J'_\mu | p \nu \rangle \Gamma_{\rho'}(p_1, p_2) \left(\delta_{\rho\rho'} - \frac{(k+p)_\rho (k+p)_{\rho'}}{S} \right).$$

Здесь $S = (p_1 + p_2)^2 = (k + p)^2$, $t = (p_1 - k)^2 = (p - p_2)^2$, M — масса дейтрона, а $\Gamma_\mu^i(p, p - k)$ описывает вершину γNN и имеет вид

$$\Gamma_\mu^i = \gamma_\mu G_1(k^2) - \frac{1}{4m} [\gamma_\mu, \hat{k}] G_2(k^2),$$

где дираковский и паулиевский формфакторы $G_1(k^2)$ и $G_2(k^2)$ нормированы следующим образом: $G_1^p(0) = 1$, $G_2^p(0) = \mu_p = 1,79$; $G_1^n(0) = 0$, $G_2^n(0) = \mu_n = -1,91$; $Z^0 NN$ -вершина описывается выражением

$$\Gamma_{\mu}^Z = (g_V^0 \gamma_{\mu} - \frac{1}{4m} [\gamma_{\mu}, \hat{k}] f_V^0 + g_A^0 \gamma_{\mu} \gamma_5 - h_A^0 k_{\mu} \gamma_5).$$

Рассматривая слабый нейтральный ток феноменологически

$$J_{\mu}^Z = \alpha J_{\mu}^A + \beta J_{\mu}^V + \gamma J_{\mu}^S$$

(в модели Вайнберга $\alpha = 1$, $\beta = 1 - 2 \sin^2 \theta_w$), мы можем, рассуждая по аналогии с [5], получить связь $g_V^0(k^2)$, $f_V^0(k^2)$, $g_A^0(k^2)$ и $h_A^0(k^2)$ с экспериментально измеряемыми формфакторами заряженных токов ($J_{\mu}^{\pm} = J_{\mu}^1 \pm i J_{\mu}^2$) — $g_V(k^2)$, $f_V(k^2)$, $g_A(k^2)$ и $h_A(k^2)$.

Для рассеяния на протоне и нейтроне соответственно имеем

$$\begin{aligned} g_V^{0p}(k^2) &= \frac{(y-x)}{2} g_V(k^2) + x G_1^p(k^2), \\ g_V^{0n}(k^2) &= -\frac{(y-x)}{2} g_V(k^2) + x G_1^n(k^2), \\ f_V^{0p}(k^2) &= \frac{(y-x)}{2} f_V(k^2) + x G_2^p(k^2), \\ f_V^{0n}(k^2) &= -\frac{(y-x)}{2} f_V(k^2) + x G_2^n(k^2), \\ g_A^{0p}(k^2) &= \frac{\alpha}{2} g_A(k^2), \quad g_A^{0n}(k^2) = -\frac{\alpha}{2} g_A(k^2), \\ h_A^{0p}(k^2) &= \frac{\alpha}{2} h_A(k^2), \quad h_A^{0n}(k^2) = -\frac{\alpha}{2} h_A(k^2), \end{aligned} \quad (4)$$

где $g_A(0) = 1, 2$, а из CCV -соотношений — $g_V = G_1^p - G_1^n$, $f_V = G_2^p - G_2^n$. Формфактор h_A^0 в конечные результаты не входит. Отметим, что в [5] допущена неточность в соотношениях для нейтральных формфакторов.

Наконец,

$$\langle p' \rho | J_{\mu}^Z | p \nu \rangle = x \langle p' \rho | J_{\mu}^{3M} | p \nu \rangle$$

и согласно [6] имеем

$$\langle p' \rho | J_{\mu}^{3M} | p \nu \rangle = (2p+k)_{\mu} \left[F_1^d(k^2) \delta_{\rho\nu} - \frac{F_2^d(k^2)}{2M^2} k_{\mu} k_{\nu} \right] + G_1^d(k^2) (\delta_{\mu\nu} k_{\rho} - \delta_{\mu\rho} k_{\nu}), \quad (5)$$

а ppd -вершина Γ , $(p_1 - k, p_2)$ с тремя частицами на массовой поверхности дается следующим выражением [7, 8]

$$\Gamma_{\nu}(p_1, p_2) = -A(m^2) \gamma_{\nu} + \frac{1}{2} (p_1 - p_2)_{\nu} B(m^2). \quad (6)$$

В (5) ν и ρ — индексы поляризации начального и конечного дейтрона; формфакторы последнего нормированы в нуле следующим образом: $F_1^d(0) = 1$, $G_1^d(0) = \mu_d$, $F_2^d(0) = Q + \mu_d - 1$, где μ_d и Q — магнитный и

квадрупольный моменты дейтрона соответственно в единицах $e/2M$ и e/M^2 . В дальнейшем, согласно [9], пренебрежем вкладом F_2^d .

Мы записали (6) с учетом того, что дальнейшее рассмотрение процесса (16) будет вестись в ограниченной кинематической ситуации, соответствующей такой постановке эксперимента, когда один из нуклонов детектируется на совпадение с конечным электроном и нуклон спектатора имеет малую кинетическую энергию $T_c \approx 0$ [4, 10]. Эта ситуация соответствует квазиупругому пику. Промежуточный нуклон находится почти на массовой поверхности и замена $A(t) \rightarrow A(m^2)$, $B(t) \rightarrow B(m^2)$ оправдана.

Рассмотрим две области значений квадрата переданного импульса: $k^2 \gg m\beta$ и $k^2 \lesssim m\beta$. В случае, когда $k^2 \gg m\beta$ (β — энергия связи дейтрона $\beta = 2,23$ Мэв), основной вклад в амплитуду электродезинтеграции дает диаграмма рис. 1а ($t \approx m^2 - 2m\beta$). Пусть рассеяние происходит на квазисвободном протоне (для определенности считаем, что детектируется нейтрон спектатора с $T_c \approx 0$). Тогда

$$|M_R^{i+Z^0}|^2 + |M_L^{i+Z^0}|^2 = \frac{16 M^2 A^2 e^4}{(t-m^2)^2 k^4} \left\{ \left(G_1^{p2} - \frac{k^2}{4m^2} G_2^{p2} \right) [4m^2 \varepsilon^2 + 2m\varepsilon k^2 + m^2 k^2] + \frac{k^4}{2} (G_1^p + G_2^p)^2 \right\} + O(G^2), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} |M_R^{i+Z^0}|^2 - |M_L^{i+Z^0}|^2 = & - \frac{32 M^2 A^2 G}{(t-m^2)^2 \sqrt{2}} \frac{e^2}{k^2} \left\{ \rho_V g_A^{0p} (G_1^p + G_2^p) \left(2m\varepsilon k^2 + \frac{k^4}{2} \right) - \right. \\ & - \left(G_1^p g_V^{0p} - \frac{k^2}{4m^2} G_2^p f_V^{0p} \right) \rho_A (4m^2 \varepsilon^2 + 2m\varepsilon k^2 + m^2 k^2) - \\ & \left. - \rho_A \frac{k^4}{2} (G_1^p + G_2^p) (g_V^{0p} + f_V^{0p}) \right\} + O(e^2 G, G^2). \end{aligned}$$

Используя (4) и следуя [3, 5], где k^2 -зависимость формфакторов дается одной и той же функцией $F(k^2)$, для параметра асимметрии P в двух предельных случаях получаем

$$-k^2 \ll 4m^2, \quad m\beta \ll -k^2 \ll m\varepsilon, \quad P_1^p \approx \rho_A \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \frac{(y-x)g_V + 2xG_1^p}{G_1^p}; \quad (8)$$

$$-k^2 \gg m^2, \quad \frac{\varepsilon}{m} (1 - \cos \theta) \gg 1,$$

$$\begin{aligned} P_2^p \approx & \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \frac{(G_1^p + G_2^p) [\rho_A (y-x) (g_V + f_V) + 2\rho_A x (G_1^p + G_2^p) + \rho_V a g_A]}{(G_1^p + G_2^p)^2 + 1/2 G_2^{p2} \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}} + \\ & + \frac{1/2 \rho_A G_2^p [(y-x) f_V + 2x G_2^p] \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}{(G_1^p + G_2^p)^2 + 1/2 G_2^{p2} \text{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}, \end{aligned}$$

где θ — угол рассеяния в лаб. системе, а формфакторы взяты при $k^2 = 0$.

В модели Вайнберга имеем тот же результат, что и в случае упругого e^-p -рассеяния [5], а именно

$$P_1^p \approx 3 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2},$$

$$P_2^p \approx -2,2 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2} \quad \text{при } \theta = 90^\circ.$$

В случае, когда детектируется протон спектатора с $T_c \approx 0$, аналогичные рассуждения дают

$$P_1^n \approx \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \frac{\rho_A [2xG_2^n - (y-x)f_V] - 2\rho_V \alpha g_A m/\varepsilon}{G_2^n},$$

$$P_2^n \approx \frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2} \times$$

$$\times \frac{2\rho_A x G_2^n - \rho_A (y-x)(g_V + f_V) - \alpha \rho_V g_A + \rho_A [2xG_2^n - (y-x)f_V] 1/2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}{G_2^n + 1/2 G_2^n \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (9)$$

В модели Вайнберга при $\frac{\varepsilon}{m} \approx 1/3$ имеем $P_1^n \approx 5 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2}$, а для P_2^n при $\theta = 90^\circ$ получаем $P_2^n \approx -6 \cdot 10^{-5} \frac{k^2}{m^2}$. При больших $-k^2 \approx 10^3$ для

параметра асимметрии имеем соответственно $P_2^p \approx -2,2\%$, $P_2^n \approx -6\%$.

Рассмотрим область передач, соответствующих $k^2 \gtrsim m\beta$. Вклад всех шести диаграмм в этом случае существенен, так как $(k^2 \approx -m^2)$
 $-\frac{2}{5}(s-M^2) \approx \frac{1}{2}(u-m^2) \approx (t-m^2) \approx -2m\beta$, $u = (p_2 - k)^2 = (p_1 - p)^2$.

Опуская выкладки, приведем полученные выражения

$$|M_k^{i+Z^0}|^2 + |M_L^{i+Z^0}|^2 \approx \frac{64 m^2 \varepsilon^2 A^2 e^4}{(t-m^2)^2 k^4} M^2 \left\{ G_1^{p2} + \frac{1}{4} G_1^{n2} + 2 G_1^p G_1^n - \frac{8}{5} G_1^p F_1^d - \right. \\ \left. - \frac{4}{5} G_1^n F_2^d + \frac{16}{25} F_1^{d2} + O(k^2) \right\} + O(Ge^2),$$

$$|M_k^{i+Z^0}|^2 - |M_L^{i+Z^0}|^2 \approx \frac{G}{\sqrt{2}} \rho_A \frac{e^2}{k^2} \frac{128 m^2 \varepsilon^2 A^2 M^2}{(t-m^2)^2} \left\{ G_1^p g_V^{0p} + \frac{1}{4} G_1^n g_V^{0n} + \right. \\ \left. + G_1^p g_V^{0n} + G_1^n g_V^{0p} + \frac{16}{25} x F_1^{d2} - \frac{8}{5} F_1^d g_V^{0p} - \frac{4}{5} F_1^d g_V^{0n} + O(k^2) \right\} + O(G^2).$$

Предполагая, что при рассматриваемых значениях k^2 хорошей аппроксимацией для формфакторов является рассмотрение последних при $k^2 \approx 0$ (зарядовый формфактор дейтрона при малых k^2 непосредственно связан

с электрическим и магнитным формфакторами нуклона [10]), для параметра асимметрии P имеем

$$P \approx \frac{\sqrt{2} G}{e^2} 25 \rho_A k^2 \left\{ g_V^{0p}(0) + g_V^{0n}(0) + \frac{16}{25} x - \frac{4}{5} [2 g_V^{0p}(0) + g_V^{0n}(0)] \right\}.$$

Используя (4), в модели Вайнберга для P получаем:

$$P \approx 1,6 \frac{k^2}{m^2} 10^{-3}.$$

В заключение отметим, что измерение параметра асимметрии в случае упругого e^-d -рассеяния или же в случае электродезинтеграции на пороге [4]:

$$s \approx 4 m^2, t \approx u \approx m^2 - 2 \beta m - \frac{1}{2} k^2, -k^2 \lesssim 13 f^{-2},$$

когда доминирует диаграмма рис. 1в, представляет особый интерес с точки зрения возможности определения величины изоскалярного вклада в слабый нейтральный ток.

Автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за постановку задачи и частые обсуждения, И. Г. Азнаурян и Г. В. Григоряну за полезные обсуждения.

Ереванский физический
институт

Поступила 24.II.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F. J. Hasert et al. Phys. Lett., 46B, 138 (1973).
2. C. Rubbia. Proc. of the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, London, 1974, v. 4, p. 117.
3. S. Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412 (1972); Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
4. F. M. Renard, J. Tran Thanh Van, M. Le Bellac. Nuovo Cim., 38, 565 (1965).
5. E. Rega, K. Schilcher. Phys. Rev., D10, 1952 (1974).
6. V. Glaser, B. Jaksic. Nuovo Cim., 5, 1197 (1957).
7. R. Blankenbecler, M. Goldberger, F. Halpern. Nucl. Phys., 12, 629 (1959).
8. R. Blankenbecler, L. Cook. Phys. Rev., 119, 1745 (1960).
9. M. Le Bellac, F. M. Renard, J. Tran Thanh Van. Nuovo Cim., 33, 595 (1964).
10. M. Gourdin. Phys. Reports, 110, № 2 (1974).

ԲԵՎԵՌՍՏՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ԴԵՅՏՐՈՆ ՑՐՄԱՆ ՄԵՋ
ԹՈՒՅԼ ՉԵՂՈՔ ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ս. Վ. ԵՍԱՅԲԵԳՅԱՆ

Դիտարկված են բևեռացման էֆեկտները e^-d -ցրման մեջ ընդհանուր ֆենոմենալոգիայի հիման վրա, որոնք պայմանավորված են թույլ լեզրի հոսանքի առկայությամբ: Ցույց է տրված, որ ախմետրիալի պարամետրի շահումը առաձգական e^-d -ցրման մեջ կարող է ինֆորմացիա տալ թույլ լեզրի հոսանքի մեջ իզոսկալյար ներդրման մասին:

POLARIZATION EFFECTS IN ELECTRON-DEUTERON
SCATTERING IN THE PRESENCE OF WEAK NEUTRAL
CURRENT

S. V. ESAJBEGYAN

The polarization effects in *ed*-scattering due to the presence of weak neutral current are considered in the phenomenological approach. It is shown that the measurement of the asymmetry parameter in elastic *ed*-scattering may give information on the value of isoscalar contribution to the neutral weak current.

ШТАРК-ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ
КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. М. АРУТЮНЯН, А. С. СААКЯН

Рассматривается взаимодействие лазерного излучения с собственным полупроводником в квантующем магнитном поле. Показано, что в результате сильной волны в условиях насыщения в поглощении приводит к появлению щелей на подуровнях Ландау. Обсуждается характер взаимодействия полупроводника в состоянии насыщения со слабыми электромагнитными волнами при $T=0$.

Известно [1], что при воздействии на полупроводник достаточно сильного электромагнитного излучения возникают новые эффекты, которые существенно зависят от интенсивности действующего поля и не могут быть описаны в рамках обычной теории возмущений. Характерной особенностью воздействия на полупроводник внешнего поля является появление в спектре квазичастиц дополнительной щели, зависящей от амплитуды напряженности электрического вектора волны. В случае, когда электронный газ обладает квазидискретным спектром [2], этот эффект имеет ряд специфических черт.

Ниже рассматривается аналогичная задача для электронного газа, движение которого в поперечном направлении является квантованным. Такая ситуация реализуется в квантующих магнитных полях [3].

1. Состояние полупроводника в квантующем магнитном поле
в условиях насыщения в поглощении

Энергетический спектр полупроводника в однородном магнитном поле H , направленном вдоль оси z , без учета спина имеет вид

$$E_{k,j}^{v,c} = \mp \frac{\Delta}{2} \mp \hbar \omega_c \left(j + \frac{1}{2} \right) \mp \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad j = n, m. \quad (1)$$

Здесь $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота, $n, m = 0, 1, 2, \dots$ — магнитные квантовые числа соответственно в „ v “- и „ c “-зонах, k — волновое число электрона вдоль оси z ; для простоты эффективные массы взяты одинаковыми: $m_c = m_v = m^*$.

Соответствующие волновые функции запишутся в виде

$$\Phi_{k,j}^{v,c}(x, y, z) = (\pi^{1/2} 2^j j!)^{-1/2} a_H^{-1/2} u^{v,c}(r) e^{i(k_x x + k_z z)} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y-y_0}{a_H} \right)^2} H_j \left(\frac{y-y_0}{a_H} \right). \quad (2)$$

В выражении (2) $u^{v,c}(r)$ — модулирующие множители блоховских функций, k_x — волновое число электрона в направлении оси x , $a_H = (\hbar c / eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $y_0 = -c\hbar k_x / eH$ — координата центра магнитного осциллятора, H_j — полином Эрмита j -го порядка.

Пусть полупроводник, находящийся в квантующем магнитном поле, облучается интенсивной электромагнитной волной, линейно поляризованной вдоль оси Z ,

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 \cos(\Omega t - sy). \quad (3)$$

Здесь s — волновой вектор фотона, которым в случае магнитного квантования нельзя пренебречь, так как функции (2) не соответствуют состоянию с определенным импульсом, а соответствующие волновые числа $(2j+1)/a_H$, приближенно характеризующие электронные состояния в зонах, могут быть порядка самого s .

Частота падающего излучения связывает подуровни Ландау в « v »- и « c »-зонах:

$$\hbar\Omega = E_{k,m}^c - E_{k,n}^v - \hbar\varepsilon, \quad |\varepsilon|/\Omega \ll 1, \quad (4)$$

где ε — расстройка резонанса.

Решение уравнения Шредингера ищем в виде [2]

$$\Psi = a(t) \Phi_{k,n}^v \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_{k,n}^v t\right\} + b(t) \Phi_{k,m}^c \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} E_{k,m}^c t + i\varepsilon t\right\}. \quad (5)$$

Тогда для амплитуд $a(t)$ и $b(t)$ в приближении резонанса можно получить следующую систему уравнений:

$$\dot{a}(t) = ieE^0 v_{cv}/2\hbar\Omega I_{nm}^*(sa_H) b(t), \quad (6)$$

$$\dot{b}(t) + i\varepsilon b(t) = ieE^0 v_{cv}/2\hbar\Omega I_{nm}(sa_H) a(t).$$

Здесь v_{cv} — межзонный матричный элемент, а функция $I_{nm}(sa_H)$ есть [4]

$$I_{nm}(sa_H) = e^{-isa_H} e^{-\left(\frac{sa_H}{2}\right)^2} \sum_{k=0}^{\min n, m} \frac{2^{k-\frac{n+m}{2}} \sqrt{n! m!} (isa_H)^{n+m-2k}}{(n-k)! (m-k)! k!}. \quad (7)$$

Выражение (7) существенно зависит от напряженности магнитного поля H , фотонного волнового вектора s и магнитных квантовых чисел, а в пределе $sa_H \ll 1$ ведет себя подобно символу Кронекера δ_{nm} .

Система уравнений (6) допускает решения типа $\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \lambda t\right)$, где возможные значения λ есть

$$\lambda_{1,2} = \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 \mp \sqrt{1 + \xi}), \quad \xi = \frac{4\alpha_{mn}^2}{\varepsilon^2}, \quad \alpha_{mn} = \left| \frac{eE^0 v_{cv}}{2\hbar\Omega} I_{nm}(sa_H) \right|. \quad (8)$$

Выражение α_{mn} характеризует межзонные переходы под действием лазерного излучения в присутствии квантующего магнитного поля.

При $\lambda = \lambda_{1,2}$ из (6) следует

$$\Psi_{k,j}^{v,c} = [c_{1,2} \Phi_{n,k}^v e^{-\frac{i}{\hbar} E_{n,k}^v t} + c_{2,1} \Phi_{m,k}^c e^{-\frac{i}{\hbar} E_{m,k}^c t + i\varepsilon t}], \quad (9)$$

$$|c_{1,2}|^2 = (\sqrt{1 + \xi} \pm 1)/2\sqrt{1 + \xi}.$$

Спектр « v »- и « c »-электронов запишется в виде ($p = \hbar k$)

$$E_{p,j}^{v,c} = \mp \frac{\Delta}{2} \mp \hbar \omega_c \left(j + \frac{1}{2} \right) + \begin{cases} \pm \epsilon_p \\ \mp \epsilon_p \end{cases}, \quad \epsilon_p = \sqrt{\left(\frac{p^2 - p_H^2}{2m^*} \right)^2 + \hbar^2 \alpha_{mn}^2}, \quad (10)$$

$$p_H = \sqrt{m^* [\hbar \Omega - \Delta(H)]}, \quad \Delta(H) = \Delta + \hbar \omega_c (n + m + 1).$$

Таким образом, влияние сильного перепутывающего поля в условиях насыщения в поглощении приводит в исходном спектре квазичастиц к новым стационарным состояниям с характерной щелью $2\hbar\alpha_{mn}$, расположенной вблизи резонансного импульса p_H . Величина щели и ее местоположение существенно зависят от напряженности магнитного поля. Отметим, что учет фотонного волнового вектора приводит к возможности появления щели в спектре квазичастиц на подуровнях Ландау с неодинаковыми квантовыми числами n и m в (7).

При $E^0 \sim 10^4 - 10^5$ в/см (такие поля легко достигаются с помощью импульсных лазеров), $v_{cv} \sim 10^9$ см/сек, $\Omega \sim 10^{15}$ сек $^{-1}$, $m^* \sim 0,1 m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) и напряженностях магнитного поля $H \sim 2 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$ гс величина щели $2\hbar\alpha_{mn}$ достигает значений $10^{-3} - 10^{-2}$ эв.

Следует заметить, что сказанное верно в отсутствии рекомбинации и при низких температурах. Кроме того, поля E^0 должны быть малы по сравнению с внутрикristаллическими — $E_{кр}$, но достаточно большими для выполнения неравенства $\alpha_{mn}\tau \gg 1$, означающего, что электрон между двумя релаксационными актами успевает совершить много переходов между магнитными подуровнями в « v »- и « c »-зонах (τ — минимальное из времен релаксации).

В стационарном состоянии, к которому релаксирует система в присутствии сильного поля, распределение квазичастиц описывается функцией Ферми [1]. Распределение электронов по зонам при $T=0$ представляет собой ступеньку, размытую вблизи p_H на величину $\Delta p \sim m^* \hbar \alpha_{mn} / p_H$. В « c »-зоне заняты состояния с $p < p_H$, а в « v »-зоне — с $p > p_H$. Состояния с $p < p_H$ в « v »-зоне заняты дырками. Таким образом, при $p < p_H$ система оказывается перенаселенной. Об истинной ступеньке имеет смысл говорить при $p_H^2 \gg 2 m^* \hbar \alpha_{mn}$.

2. Взаимодействие полупроводника в квантующем магнитном поле в состоянии насыщения со слабыми полями

Особенности взаимодействия слабых полей с полупроводником в указанных условиях связаны с наличием двух факторов: во-первых, в сильном поле в энергетическом спектре квазичастиц возникают щели и, во-вторых, в новом стационарном состоянии при $p < p_H$ система перенаселена.

Рассмотрим поглощение дополнительной слабой волны $A = A^0 \times \times \cos(\omega t - qy)$, линейно поляризованной по оси z . Учитывая слабую волну по теории возмущений, для коэффициента поглощения при $T=0$ можно получить следующее выражение:

$$K(\omega) = \frac{\pi^2 e^2}{NchS} \sum_{n,m} \int \left\{ \frac{p^2}{m^{*2}} |c_1 c_2|^2 |I_{nm}(q\alpha_H) + I_{mm}(q\alpha_H)|^2 \delta(2\epsilon_p - \hbar\omega) + |v_{cv}|^2 |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 [|c_1|^4 \delta(2\epsilon_p + \hbar\Omega - \hbar\omega) - |c_2|^4 \delta(2\epsilon_p - \hbar\Omega + \hbar\omega)] \right\} dp. \quad (11)$$

Здесь N — показатель преломления среды, $S = \pi a_H^2$.

Рассмотрим межзонное поглощение ($\omega \sim \Omega$). В этом случае дают вклад процессы со второй и третьей δ -функциями. Для коэффициента поглощения при $|\Omega - \omega| > 2\alpha_{mn}$ имеем

$$K_1(\omega) = \pm \frac{\pi^2 e^2 |v_{cv}|^2 (2m^*)^{1/2}}{16 c N \hbar \omega S} \sum_{n,m} |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 \left(\frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \right)^{1/2} \times \\ \times \left\{ \frac{[1 \pm ((\gamma^2 - 1)/\gamma^2)^{1/2}]^2}{[p_H^2/2m^* + \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\gamma^2 - 1}]^{1/2}} \Theta_1 + \left[1 \mp \left(\frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \right)^{1/2} \right]^2 \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{p_H^2}{2m^*} - \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\gamma^2 - 1} \right]^{-1/2} \Theta_2 \right\}, \quad (12)$$

где $\gamma^2 = [(\omega - \Omega)/2\alpha_{mn}]^2$, $\Theta_{1,2} = \Theta[p_H^2/2m^* \pm \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\gamma^2 - 1}]$ — ступенчатые функции. Знак минус в выражении (12) соответствует отрицательному поглощению. Видно также, что для частот $\omega \gtrsim \Omega + 2\alpha_{mn}$ слабая волна поглощается резонансным образом, а при $\omega \lesssim \Omega - 2\alpha_{mn}$ — резонансно усиливается.

В области $|\Omega - \omega| \leq 2\alpha_{mn}$ коэффициент поглощения равен нулю из-за наличия щели в спектре электронов и дырок:

$$K_2(\omega) = 0, \quad |\Omega - \omega| \leq 2\alpha_{mn}. \quad (13)$$

В случае, когда разность частот превосходит величину щели настолько, что $|\Omega - \omega| \gg \alpha_{mn}$ (это соответствует поглощению поля без учета щели), имеем

$$K_3(\omega) = \pm \frac{\pi^2 e^2 |v_{cv}|^2 (2m^*)^{1/2}}{4 c N \hbar \omega S} \sum_{n,m} |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 [\hbar\omega - \Delta(H)]^{-1/2} \Theta[\hbar\omega - \Delta(H)]. \quad (14)$$

Таким образом, вдали от резонанса поглощение повторяет ход комбинационной плотности состояний полупроводника, помещенного в квантующее магнитное поле.

Вдали от щели для «запрещенных» переходов можно получить

$$K_4(\omega) = \frac{\pi^2 e^2 |v'_{cv}|^2 (2m^*)^{3/2}}{4 c N \hbar \omega S} \sum_{n,m} |I_{nm}(q\alpha_H)|^2 \sqrt{\hbar\omega - \Delta(H)} \Theta[\hbar\omega - \Delta(H)], \quad (15)$$

где $v'_{cv} = \frac{d}{dp} |v_{cv}(p)|$ — производная матричного элемента перехода по импульсу.

Рассмотрим внутризонное поглощение ($\alpha_{mn} \sim \omega \ll \Omega$). В этом случае вклад в коэффициент поглощения (11) дает член с первой δ -функцией. При $\gamma_1 = \omega/2\alpha_{mn} > 1$ имеем

$$K_5(\omega) = \frac{\pi^2 e^2}{8cN\hbar\omega S m^*} \sum_{n,m} |I_{nn}(qa_H) + I_{mm}(qa_H)|^2 \left(\frac{\eta_1^2}{\eta_1^2 - 1} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\eta_1^2 - 1}{\eta_1^2} \right) \times \\ \times \left\{ \left[\frac{p_H^2}{2m^*} + \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\eta_1^2 - 1} \right]^{1/2} \Theta_1 + \left[\frac{p_H^2}{2m^*} - \hbar\alpha_{mn} \sqrt{\eta_1^2 - 1} \right]^{1/2} \Theta_2 \right\}. \quad (16)$$

Выражение (11) при условии $p_H^2 \gg m^* \hbar \alpha_{mn}$ принимает простой вид

$$K_6(\omega) = \frac{\pi^2 e^2}{8cN\hbar\omega S m^*} \sum_{n,m} |I_{nn}(qa_H) + I_{mm}(qa_H)|^2 p_H \left(\frac{\eta_1^2}{\eta_1^2 - 1} \right)^{1/2}, \quad \eta_1 \gg 1. \quad (17)$$

При $\eta_1 \leq 1$ энергии кванта недостаточно для преодоления барьера, поэтому внутризонное поглощение в этом интервале отсутствует. Из (12) видно, что при $\eta_1 \geq 1$ поглощение слабой волны вблизи порога имеет резонансный характер.

Возникающие из-за щелей особенности в поглощении слабых полей можно использовать для их экспериментального обнаружения. Указанные в настоящей работе явления будут наиболее отчетливыми в полупроводниках типа $A^{III}B^V$ при температурах $k_B T < \hbar \alpha_{mn}$. Необходимо также выполнение условий $\alpha_{mn} \tau \gg 1$, $\omega_c \tau \gg 1$, означающих одновременную интенсивность лазерного и магнитного полей.

Ереванский государственный
университет

Поступила 26.I.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. Г. М. Арутюнян. Радиотехника и электроника, 19, 1061 (1974).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, Изд. Наука, М., 1974.
4. S. Dvořák. Czechoslovak Journal of Physics, B23, № 12 (1973).

ՀՏԱՐԿ-ԷՖԵԿՏԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ
ՄԱԳՆԵՍՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Իտարկվում է լազերային ճառագայթման փոխազդեցությունը կիսահաղորդչի հետ, որը տեղավորված է բվանտացնող մագնիսական դաշտում: Ցույց է տրված, որ ուժեղ դաշտի ազդեցությունը կլանման հազեցման պայմաններում բերում է ճեղքի առաջացմանը լանդաուի ենթամակարդակների վրա: Քննարկվում է բվանտացնող մագնիսական դաշտում հազեցման վիճակում գտնվող կիսահաղորդչի փոխազդեցությունը թույլ էլեկտրամագնիսական դաշտերի հետ:

STARK EFFECT IN A SEMICONDUCTOR IN THE PRESENCE OF QUANTIZING MAGNETIC FIELD

G. M. HARUTUNYAN, A. S. SAHAKYAN

The interaction of laser radiation with a semiconductor in a quantizing magnetic field is considered. It is shown that a strong wave in the case of saturation at absorption leads to the splitting of Landau sublevels. The nature of the interaction of a saturated semiconductor with weak electromagnetic waves in a quantizing magnetic field is discussed.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭКСИТОНА И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА С УЧЕТОМ ЭКСИТОННЫХ ЭФФЕКТОВ В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПРОВОЛОКЕ

С. Л. АРУТЮНЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Рассмотрено влияние границ тонкой проволоки и кулоновского взаимодействия электрона и дырки в плоскости сечения проволоки на экситонные состояния. Вычислен энергетический спектр экситона Мотта-Ваннье в проволоке при наличии размерного квантования. Получено также выражение для коэффициента поглощения света с учетом экситонных эффектов. Показано, что взаимодействие экситона со стенками проволоки и кулоновское взаимодействие электрона и дырки приводят к возникновению новых линий в спектре поглощения.

Влияние экситонных эффектов на физические свойства кристаллов при наличии квантового размерного эффекта (КРЭ) для тонких пленок исследовано довольно подробно. В частности, в работе [1] изучено влияние стенок пленки на энергетический спектр экситона в предположении, что радиус экситона много меньше толщины пленки, а в [2, 3] энергетический спектр экситона и коэффициент поглощения света вычислены при условии, что радиус экситона много больше толщины пленки.

В работе [4] исследовано влияние экситонных эффектов на коэффициент междузонного поглощения в проволоках при наличии КРЭ в предположении, что выполняется соотношение

$$\frac{R}{a_0} \ll 1, \quad (1)$$

где R — радиус проволоки, $a_0 = \frac{\epsilon \hbar^2}{\mu^* e^2}$ — радиус Бора экситона Мотта-Ваннье, ϵ — диэлектрическая постоянная проволоки, а μ^* — приведенная масса электрон-дырочной пары. При полном пренебрежении кулоновским взаимодействием электрона и дырки в плоскости сечения проволоки уравнение Ваннье распадается на три уравнения, два из которых описывают движение электрона и дырки в плоскости сечения проволоки, а третье — движение по оси проволоки с одномерным кулоновским потенциалом взаимодействия.

Однако это приближение является довольно грубым. Для более корректного описания экситонных эффектов в тонкой проволоке необходимо как-то учесть кулоновское взаимодействие электрона и дырки в плоскости сечения проволоки. Для этого в настоящей работе используется метод разделения переменных, что приводит к значительным изменениям в результатах*).

*) В случае тонких пленок использование того же метода приводит к возникновению новых и смещению существующих линий в спектре поглощения света [5].

Если в соотношении (1) заменить R на радиус циклотронной орбиты $\lambda = \left(\frac{c\hbar}{eH}\right)^{1/2}$, то критерий (1) будет соответствовать условию применимости адиабатического приближения при рассмотрении движения кулоновски связанной пары в магнитном поле, когда движение в магнитном поле считается быстрым по сравнению с движением в кулоновском поле. В работе [6] для водородоподобной системы в сильном магнитном поле применялся метод разделения переменных, который использовался в [7, 8] при изучении диамагнитного экситона.

1. Если выполняется соотношение (1), то аналогично [6] для энергии и волновой функции экситона в цилиндрической системе координат соответственно имеем

$$E_{\beta nl} = E_{nl} + E_{\beta},$$

$$\Psi_{\beta nl} = \Psi_{nl}(\rho, \varphi) \frac{\exp(ikz)}{L^{1/2}} U_{lk}(z) X_{\beta}(z). \quad (2)$$

Здесь

$$E_{nl} = \frac{\hbar^2}{2\mu^*} \frac{(\lambda_l^{|n|})^2}{R^2}, \quad \Psi_{nl} = \frac{e^{in\varphi} J_{|n|}\left(\lambda_l^{|n|} \frac{\rho}{R}\right)}{\pi^{1/2} R J_{|n|+1}(\lambda_l^{|n|})}, \quad n=0, \pm 1,$$

$\lambda_l^{|n|}$ — значение i -го корня функции Бесселя $J_{|n|}(x)$, k — волновой вектор по оси z проволоки, l — зонный индекс, U_{lk} — одномерная функция Блоха, а E_{β} и X_{β} определяются из уравнения Шредингера

$$\frac{d^2 X_{\beta}}{dz^2} + \frac{2\mu^*}{\hbar^2} (E_{\beta} - V_{nl}(z)) X_{\beta} = 0, \quad (3)$$

где

$$V_{nl}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^R |\Psi_{nl}(\rho, \varphi)|^2 \left(-\frac{e^2}{\varepsilon \sqrt{\rho^2 + z^2}} \right) \rho d\rho d\varphi$$

есть эффективный потенциал, который можно аппроксимировать следующим выражением:

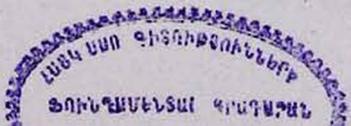
$$V_{nl}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon(a+|z|)}, \quad a = cR, \quad c = \frac{J_{|n|+1}^2(\lambda_l^{|n|})}{2 \int_0^1 J_{|n|}^2(\lambda_l^{|n|} x) dx} \sim 1.$$

а) Для дискретного спектра энергии после подстановок

$$E_{\beta} = -\frac{\hbar^2}{2\mu^*} \frac{1}{a_0^2 \beta^2}, \quad x = \frac{2(a+|z|)}{a_0 \beta}$$

можно убедиться, что решение уравнения (3) есть

$$X_{\beta}(x) = NW_{\beta} \frac{1}{2} \left(\frac{2(a+|z|)}{a_0 \beta} \right),$$



где N — нормировочный множитель, а $W_{\beta, \frac{1}{2}}(x)$ — функция Уиттекера.

Вследствие инвариантности потенциала $V_{nl}(z)$ относительно преобразования $z \rightarrow -z$ собственные функции разделяются на четные и нечетные, а собственные значения энергии определяются из уравнений (см. [9])

$$\left(\frac{d}{dx} X_{\beta}(x) \right)_{x=\frac{2a}{a_0\beta}} = 0 \quad (\text{четные состояния}),$$

$$X_{\beta}\left(\frac{2a}{a_0\beta}\right) = 0 \quad (\text{нечетные состояния}).$$

Используя разложение функции Уиттекера при $x \ll 1$ [8], для квантовых дефектов $\delta l = \beta - l_0$ ($l_0 = 0, 1, 2, \dots$) из условий (4) получим следующие выражения:

$$\delta n = \begin{cases} \frac{1}{\ln\left(\frac{a_0}{cR}\right)^2} & \text{при } l_0 = 0 \\ \frac{1}{\ln\left(\frac{a_0}{cR}\right)} & \text{при } l_0 \neq 0 \end{cases} \left. \vphantom{\begin{matrix} \frac{1}{\ln\left(\frac{a_0}{cR}\right)^2} \\ \frac{1}{\ln\left(\frac{a_0}{cR}\right)} \end{matrix}} \right\} \text{четные состояния,}$$

$$\frac{2cR}{a_0}, \quad \text{нечетные состояния.} \quad (5)$$

Таким образом, энергетический спектр экситона в размерно-квантованной проволоке в двухзонной модели ($l=c, v$) имеет следующий вид:

$$E_{nl_n'l'e} = \Delta + E_{n'c}^{i'} + E_{nv}^i - \frac{R_{ex}}{(l_0 + \delta n)^2},$$

где Δ — ширина энергетической щели одномерной зоны, $R_{ex} = \frac{\mu^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2}$, а δn дается выражением (5). Аналогично случаю диамагнитного экситона энергия основного состояния экситона в размерно-квантованной проволоке становится конечной, а двухкратное вырождение снимается (уровни с $l_0 = 1, 2, \dots$ оказываются дублетами).

б) В случае непрерывного спектра волновую функцию можно записать, используя аналогию с волновой функцией частицы, рассеивающейся в „искаженном“ кулоновском поле [10]. Введя обозначения $E_{\beta} = \frac{\hbar^2}{2\mu^*} \frac{1}{\alpha_0^2 \beta^2}$ и $x = a + |z|$, для волновой функции при малых аргументах получаем

$$X_{\beta}(x) = \frac{Ax}{\beta a_0} \cos \theta + \frac{\sin \theta}{A} \left\{ 1 - \frac{2x}{a_0} \left[\ln \frac{2x}{a_0} + 2\gamma - 1 - \operatorname{Re} \theta(-i\beta) \right] \right\}, \quad (6)$$

где $A^2 = \frac{2\pi\beta}{1 - \exp(-2\pi\beta)}$, $\theta(x) = \ln x + \frac{1}{2x} - \psi(x+1)$, γ — постоянная Эйлера, $\psi(x) = \frac{d}{dx} \Gamma(x)$, а $\theta \approx \sin \theta \ll 1$ — фазовый дефект, который определяется из (4):

$$\theta = \begin{cases} -\frac{A^2}{2\beta \ln \frac{\alpha_0}{2cR}} & \text{(четные состояния),} \\ -\frac{A^2 cR}{\beta \alpha_0} & \text{(нечетные состояния).} \end{cases} \quad (7)$$

2. Коэффициент поглощения с учетом экситонных эффектов имеет вид [11] $\alpha(\omega) = \alpha_0 S$, где ω — частота падающего излучения, $\alpha_0(\omega)$ — коэффициент поглощения для полупроводников без учета экситонных эффектов, а S — множитель, обусловленный экситонным поглощением. Для нелегированной проволоки в двухзонном приближении при $T = 0$ $\alpha_0(\omega)$ имеет вид [12]

$$\alpha_0(\omega) = \sum_{nn'i'} A' (\hbar\omega - \Delta - E_{n'c}' - E_{nv}^i)^r, \quad (8)$$

где

$$A' = \frac{8\pi e^2 \hbar^2}{s\mu^2 c \omega \varepsilon^{1/2}} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2}\right)^{1+r} |A_r|^2 K_{ni}^{n'i'}(q_{\perp} R) \theta(\hbar\omega - \Delta - E_{n'c}' - E_{nv}^i) \cos^2 \gamma,$$

$r = -\frac{1}{2}$ для „разрешенных“ и $r = \frac{1}{2}$ для „запрещенных“ переходов,

q_{\perp} — компонента импульса световой волны в сечении s , γ — угол между вектором поляризации волны и осью проволоки, $\theta(x)$ — единичная ступенчатая функция,

$$A_{-\frac{1}{2}} = L_{cv}(0), \quad A_{\frac{1}{2}} = L'_{cv}(0), \quad L_{cv} = \frac{1}{L} \int_0^L U_{ck}^* \frac{\partial}{\partial z} U_{vk} dz,$$

$$K_{ni}^{n'i'}(q_{\perp} R) = \left\{ 2 \int_0^1 \frac{J_{|n'|}(\lambda_i^{|n'|} x) J_{|n|}(\lambda_i^{|n|} x)}{J_{|n'|+1}(\lambda_i^{|n'|}) J_{|n|+1}(\lambda_i^{|n|})} J_{n-n'}(q_{\perp} R x) x dx \right\}^2.$$

а) В случае дискретного спектра для „разрешенных“ переходов с учетом (5) и разложения функции Уиттекера при $x \ll 1$ для множителя S , учитывающего экситонные эффекты, имеем

$$S = |X_{l_0}(0)|^2 = \begin{cases} \frac{2}{3} \frac{\ln \frac{\alpha_0}{2cR}}{\alpha_0} & \text{при } l_0 = 0 \\ \frac{1}{2\alpha_0 l_0^3 \left(\ln \frac{\alpha_0}{2cR}\right)^2} & \text{при } l_0 \neq 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{четные состояния,} \\ \text{нечетные состояния.} \end{matrix} \quad (9)$$

В отличие от результатов [4], где «разрешенные» переходы не дают вклада в коэффициент поглощения, в данном случае для четных состояний допускаются «разрешенные» переходы, причем интенсивность переходов с $l_0 \neq 0$ много меньше интенсивности перехода с $l_0 = 0$.

Для «запрещенных» переходов имеем

$$S = |X'_{l_0}(0)|^2 = \begin{cases} \frac{2}{\alpha_0^4 l_0^3} \left[1 - \frac{4cR}{\alpha_0} \ln \left(\frac{\alpha_0}{2cR} \right) \right], & \text{нечетные состояния,} \\ 0, & \text{четные состояния.} \end{cases} \quad (10)$$

Отсюда видно, что по сравнению с [4] интенсивность поглощения в нашем случае уменьшается из-за наличия дополнительного слагаемого

$$-\frac{8cR}{\alpha_0^4 l_0^3} \ln \frac{\alpha_0}{2cR} \text{ в выражении (10) для } S.$$

б) В случае непрерывного спектра из (6) с учетом (8) для «разрешенных» переходов получаем

$$S = \begin{cases} \frac{1}{\left(\ln \frac{\alpha_0}{2cR} \right)^2} \frac{1}{\alpha (1 - e^{-2\pi\alpha})}, & \text{четные состояния,} \\ 0, & \text{нечетные состояния,} \end{cases} \quad (11)$$

где

$$\alpha = \left(\frac{R_{ex}}{\hbar\omega - \Delta - E_{n'c}^i - E_{n'v}^i} \right)^{1/2}.$$

Аналогично для «запрещенных» переходов имеем

$$S = \begin{cases} \frac{2\pi\alpha}{1 - e^{-2\pi\alpha}} \left[1 - \frac{4cR}{\alpha_0} \ln \left(\frac{\alpha_0}{2cR} \right) \right], & \text{четные состояния,} \\ 0, & \text{нечетные состояния.} \end{cases} \quad (12)$$

Из выражений (8), (11) и (12) легко убедиться, что вблизи порога поглощения ($\alpha \rightarrow \infty$) $\alpha(\omega)\hbar\omega \rightarrow \text{const}$ как для четных, так и для нечетных состояний. Вдали от порога поглощения ($\alpha \rightarrow 0$) имеем

$$\alpha(\omega) = \sum_{\substack{nn' \\ ii'}} \frac{A'(\hbar\omega - \Delta - E_{nc}^i - E_{n'v}^i)^{1/2}}{2\pi R_{ex} \left(\ln \frac{\alpha_0}{2cR} \right)} \text{ — для „разрешенных“ переходов,} \quad (13)$$

$$\alpha(\omega) = \sum_{\substack{nn' \\ ii'}} A' \left(1 - \frac{4cR}{\alpha_0} \ln \frac{\alpha_0}{2cR} \right) (\hbar\omega - \Delta - E_{nc}^i - E_{n'v}^i)^{1/2} \text{ — для „запрещенных“ переходов.}$$

Таким образом, из (13) видно, что коэффициент поглощения для «разрешенных» переходов по величине довольно мал, причем экситонные эффекты существенным образом меняют ход зависимости коэффициента поглощения от частоты падающего света. В случае «запрещенных» перехо-

дов коэффициент поглощения отличается от результатов работы [4] на множитель $\left(1 - \frac{4cR}{a_0} \ln \frac{a_0}{2cR}\right)$.

Ереванский государственный университет

Поступила 6.VII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Г. Харпер, Дж. Э. Хилдер. Спектры экситонов в тонких кристаллах, Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, том I, Изд. Наука, М., 1969.
2. R. Fivaz. J. Phys. Chem. Sol., 28, 839 (1966).
3. Э. М. Казарян, Р. Л. Энфиаджян. ФТП, 5, 2002 (1971).
4. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. Сб. ВИНТИ «Рипорт», № 4, 1975.
5. С. Л. Арутюнян, Э. М. Казарян. ФТП, 9, 2214 (1975).
6. L. J. Schiff, H. Snyder. Phys. Rev., 55, 59 (1939).
7. R. T. Elliot, R. Loudon. J. Phys. Chem. Sol., 15, 196 (1960).
8. H. Hasegawa, R. E. Howard. J. Phys. Chem. Sol., 21, 179 (1961).
9. R. Loudon. Amer. J. Phys., 27, 649 (1959).
10. Н. Мотт, Г. Мессе. Теория атомных столкновений, Изд. Мир, 1969.
11. Оптические свойства полупроводников A^3B^5 , Сб. статей под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира, Изд. Мир, М., 1970.
12. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. Ученые записки ЕГУ, 3, 44 (1974).

ԷՔՍԻՏՈՆԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՍՊԵԿՏՐԸ ԵՎ ԼՈՒՅՄԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ
 ԶԱՓԱՅԻՆ-ՔՎԱՆՏԱՅՎԱԾ ԼԱՐՈՒՄ ԷՔՍԻՏՈՆԱՅԻՆ
 ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԶԱՇՎԱՌՈՒՄՈՎ

Ս. Լ. ՀԱՐՈՒՅՏՈՒՆՅԱՆ, Է. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ

Քննարկված է բարակ լարի սահմանների ազդեցությունը էլեկտրոն-խոռոչ կուպլոնյան փոխազդեցության վրա առանցքի ուղղությամբ: Հաշվված է Մոտտ-Վանյեի էքսիտոնի էներգետիկ սպեկտրը և ալիքային ֆունկցիաները: Ստացված է նույնպես արտահայտություն լույսի կլանման գործակցի համար, երբ հաշվի են առնվում էքսիտոնային էֆեկտները: Ցույց է տրված, որ էքսիտոնի փոխազդեցությունը լարի պատերի հետ բերում է կլանման դիսկրետ սպեկտրում նոր գծերի առաջացմանը:

ENERGY SPECTRUM OF EXITON AND LIGHT ABSORPTION
 WITH DUE REGARD FOR EXITONIC EFFECTS
 IN DIMENSION-QUANTIZED WIRE

S. L. HARUTUNYAN, E. M. KAZARYAN

The influence of thin wire borders on the electron-hole Coulomb interaction in the direction of its axis is considered. The energy spectrum and wave functions of the Wannier-Mott exciton is calculated. The expression for the light absorption coefficient is obtained taking into account the excitonic effects. It is shown, that the interaction of the exciton with walls of wire leads to the rise of new lines in the discrete absorption spectrum.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ОДНОМЕРНО
КВАНТОВАННЫХ СРЕДАХ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОННОГО
ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

М. М. АРАКЕЛЯН, В. С. САРДАРЯН

Рассматривается вопрос об усилении звука в полупроводниковой тонкой пленке с парамагнитными примесями в условиях электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Получен аналитический вид для коэффициента поглощения звука. В зависимости от знака $q_y L$ (q_y — проекция волнового вектора звука в плоскости, перпендикулярной к плоскости пленки, L — толщина пленки) можно перейти от режима поглощения к режиму усиления. Показано что поглощение и усиление звука происходят при разных частотах. Коэффициент поглощения осциллирует в зависимости от толщины пленки. Меняя толщину пленки, можно перейти от режима поглощения к режиму усиления.

В последнее время возрос интерес к вопросу усиления звука в различных полупроводниковых средах с тем или иным энергетическим спектром частиц, причем, изменяя параметры задачи, можно перейти от режима поглощения к режиму усиления, что весьма существенно [1].

Представляет интерес рассмотреть задачу о распространении звука в условиях одномерного квантования в полупроводниковых пленках с учетом ЭПР. Так как спектр задачи существенно влияет на физическую кинетику, а толщина пленки и напряженность магнитного поля входят как параметры спектра, заранее ясно, что варьируя эти параметры, можно перейти от режима поглощения к режиму усиления звука. Настоящая статья посвящена этой задаче.

Электронная волновая функция примесных центров не является сугубо локализованной при достаточно большой концентрации примесей (в кремнии — при $n = 10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Это объясняется следующим образом. Боровский радиус отдельного примесного атома, помещенного в полупроводник, разбухает в ϵ раз (ϵ — диэлектрическая проницаемость среды), т. е. валентный электрон примесного атома становится слабо связанным, а это значит, что пространственный масштаб волновой функции электрона примесного атома в полупроводнике во столько же раз больше масштаба изолированного атома. «При высоких концентрациях доноров электрон может не быть связанным с определенным примесным атомом, а может двигаться по кристаллу, обуславливая этим процесс проводимости даже при самых низких температурах» [2]. Усредняя расстояние между случайно распределенными по кристаллу примесями и вводя $r_0 = \sqrt{r^{-2}}$, мы фактически случайно распределенные по объему кристалла примеси представляем как некую подрешетку, внедренную в основную решетку кристалла с периодом r_0 . Для такой подрешетки при условии, конечно, что волновые функции перекрываются, естественно ввести блоховские функции $\Psi_k(r) = u(r)e^{ikr}$; правда, периодически меняющаяся амплитудная часть будет иной. В экспериментальной работе Дж. Феера и др. [2] наблюдался электронный спи-

новый резонанс связанных электронов и электронов проводимости в германии.

Рассмотрим полупроводниковую тонкую пленку с парамагнитными примесями, так что возможно наблюдение электронного спинового резонанса. Магнитное поле приложено параллельно поверхности пленки вдоль оси z (H_z), а плоская электромагнитная волна с напряженностью электрического поля \mathbf{E} и частотой Ω_0 падает параллельно z , так что $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}_z$.

Пусть в резонансной среде в направлении x распространяется звук той же частоты, что и электромагнитная волна. Предполагается, что размеры рассматриваемых образцов много меньше длины волны электромагнитного излучения, соответствующего резонансным частотам. При этом амплитуду переменного поля можно считать постоянной по образцу. Будем считать также, что $\frac{1}{T_1}, \frac{1}{T_2} \ll \Omega_0$ (T_1 — время продольной релаксации спин-системы, T_2 — время поперечной релаксации).

Особенности спектра электронов в такой системе состоят в появлении эквидистантных магнитопленочных дискретных уровней с интервалом $\hbar\bar{\omega}$, которые вызваны одновременным влиянием на поперечное движение магнитного поля и ограниченности пленки [3]. Для парамагнитной системы эти магнитопленочные уровни расщепляются в магнитном поле. Рассеяние электронов приводит к размытию уровней, поэтому квазидискретный характер спектра следует учитывать только при условии $\bar{\omega}\tau \gg 1$, где $\bar{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$ — так называемая магнитопленочная частота, $\omega_c = \frac{eH}{c\sqrt{m_\perp m_\parallel}}$ —

циклотронная частота, m_\perp и m_\parallel — поперечная и продольная массы, τ — время релаксации электронов по импульсам.

Если частота электромагнитной волны соответствует резонансной частоте парамагнитной системы, то возможен процесс, при котором происходит поглощение фотона и испускание фонона, и в такой системе может происходить усиление звука. Наличие пленочного квантования приводит к ряду особенностей.

Гамильтониан системы магнитоквантованных электронов в пленке, взаимодействующих с высокочастотным электрическим полем и звуком, при учете спин-орбитального взаимодействия имеет вид [3, 4]

$$H(t) = \sum_{M, \mathbf{k}} \varepsilon_M \left[\mathbf{k}_p - \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right] a_{M, \mathbf{k}}^+ (\mathbf{k}) a_{M, \mathbf{k}} (\mathbf{k}) + \\ + \sum_{M, M', \mathbf{k}, \mathbf{q}} C_{M, M'} \mathbf{k} + \mathbf{q} \downarrow, \mathbf{k} \uparrow (\mathbf{q}) \{ a_M^+ (\mathbf{k}) a_{M'} (\mathbf{k} - \mathbf{q}) b(\mathbf{q}) + \\ + a_{M'}^+ (\mathbf{k} - \mathbf{q}) a_M (\mathbf{k}) b^+(-\mathbf{q}) \} + \sum_{\mathbf{q}} \hbar \Omega_0 (\mathbf{q}) b^+ (\mathbf{q}) b(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_{M, \mathbf{k}} = \left(M + \frac{1}{2} \right) \hbar \bar{\omega} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_\parallel} + \frac{\omega_0^2 \hbar^2 k_x^2}{\bar{\omega}^2 2m_\parallel} + \beta (s_x \hbar_x + s_y \hbar_y + s_z \hbar_z),$$

$$\Psi_{M, \mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{L_x L_z}} \exp \{ i(k_z z + k_x x) \} \frac{1}{\sqrt{l}} \varphi_M \left(\frac{y - y_{ky}^0}{l} \right),$$

$$\mathbf{h} = (H_{1x} \exp i \Omega_0 t, H_{1y} \exp i \Omega_0 t, H_z),$$

ε — энергия электрона, s_x, s_y, s_z — проекции спина, M — магнито-плочное квантовое число, k_x, k_z — продольные компоненты двумерного волнового вектора \mathbf{k} , L_x, L_z — линейные размеры пленки, ω_0 — найденная из соотношения неопределенностей для нижних квантовых уровней величина $\omega_0 \sim \left(\frac{\hbar}{m_{\perp}}\right) \left(\frac{\pi}{L}\right)^2$, φ_M — функция Эрмита M -го порядка, $l = \left(\frac{\hbar}{m_{\perp} \omega}\right)^{1/2}$ — магнито-плочная длина, $C_{MM'}(\mathbf{q})$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия с изменением спинового состояния, b, b^+ и a, a^+ — операторы рождения и уничтожения электронов и фононов, β — магнетон Бора.

Чтобы не загромождать работу излишними расчетами, остановимся на случае, когда заполнен всего один магнито-плочный уровень ($M=0$). Тогда задача становится двумерной в пространстве квантовых чисел, и возможны переходы только с изменением k_x и k_z . Далее, выполнив преобразования, аналогичные (2)–(6) работы [1], для коэффициента поглощения звука (u — скорость звука) получим

$$\alpha(\mathbf{q}) = - \sum_{s, M} \frac{L}{2\pi\hbar u} C_{M, M}^2(\mathbf{q}) J_s^2(A) \int dk_x [n_M(\mathbf{k}-\mathbf{q}) - n_M(\mathbf{k})] \times \quad (2)$$

$$\times \delta \left[-\frac{\hbar\omega_0^2}{m_{\parallel}\omega^2} k_x q_x + \frac{\hbar^2\omega_0^2}{2m_{\perp}\omega^2} q_x^2 + 2\beta\hbar k_x \int_s s_x g(\omega_p) d\omega_p + \hbar u_x q_x + \hbar\Omega_0 \right],$$

где ω_p — резонансная частота.

Для лоренцевой неоднородно уширенной линии имеем

$$h(\omega_p) = \frac{\Omega_1 \pi^{-1}}{(\omega_p - \Omega_0)^2 + \Omega_1^2},$$

Ω_1 — неоднородная ширина линии, Ω_0 — центральная частота.

Подставляя значение s_x , найденное из системы уравнений Блоха для случая, когда на спин-систему действуют одновременно два поля — электромагнитное и акустическое, получим

$$\int \langle s_x \rangle h(\omega_p) d\omega_p = \frac{s_0 M (1 + \Omega_1 T_3)}{(\Omega_0 - \Omega_0)^2 + (\Omega_1 + T_3^{-1})^2} + \frac{s_0 R^* (\Omega_0 - \Omega_0)}{(\Omega_0 - \Omega_0)^2 + (\Omega_1 + T_3^{-1})^2},$$

где

$$M = -\frac{G\Omega f}{U\hbar T_2} - \frac{f\omega_1 \sin(\alpha + \varphi)}{T_2 R} + \frac{g\omega_1 \cos(\alpha + \varphi)}{T_2 R},$$

$$R^* = \frac{G\Omega g}{U\hbar} + \frac{f\omega_1 \cos(\alpha + \varphi)}{R} + \frac{g\omega_1 \sin(\alpha + \varphi)}{R},$$

$$T_3 = T_2 [1 + T_1 T_2 [(Af + \omega_1 \sin \alpha)^2 + (A_3 + \omega_1 \cos \alpha)^2]]^{-\frac{1}{2}},$$

$$A = Gq\hbar^{-1}, \quad \varphi = \varphi_2(\mathbf{x}, t).$$

Электромагнитная волна имеет вид

$$H(z, t) = \text{Re } H_1(z, t) \exp \{ i[\Omega_0 t - k_1 z + \Phi_1(z, t)] \},$$

$\omega_1 = -\gamma H_1$, $H_1(z, t)$ — амплитуда переменного магнитного поля, k_1 — модуль волнового вектора, $\Phi_1(z, t)$ — фаза, s_0 — среднее значение $\langle s_z \rangle$ в термодинамическом равновесии, G — константа спин-фононного взаимодействия.

Для звуковой волны имеем

$$U(x, t) = \text{Re} [f(x, t) + ig(x, t)] \exp [i(\Omega_0 t - q_x x)] = \\ = \text{Re } R(x, t) \exp [i(\Omega_0 t - q_x x + \Phi_2(x, t))],$$

$R(x, t)$ — амплитуда смещения, q_x — модуль волнового вектора звука $f(x, t)$ и $g(x, t)$ — действительные функции, $\Phi_2(x, t)$ — фаза упругой волны, $\Delta = \Omega_0 - \omega_p$, $a = q_x x$.

При $s_0 < 0$, что соответствует отсутствию инверсии в спин-системе, получаем

$$s_x^* = -Ms_0 \frac{1 + \Omega_1 T_3}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2} - s_0 R^* \frac{\Omega_0 - \Omega_{II}}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2}.$$

При $\Omega_1 T_3 \gg 1$ имеем

$$s_x^* = C \frac{\Omega_1 T_3}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2} + D \frac{\Omega_0 - \Omega_{II}}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2},$$

где $C = -s_0 M$, $D = -s_0 R^*$.

Интегрируя (2) по k_x и подставляя выражение для матричного элемента, для коэффициента поглощения звука получим [5]

$$\alpha(q) = \frac{L_x q_x^2 R^2 A^2 K^2 q_p^4}{2\pi \hbar q_x u} \exp[-\exp 2q_p L + 2q_p L] \cos q_y L \times \\ \times \{ [\delta(2\beta s_x^* h_x + \hbar u q_x + \hbar \Omega_0) - \delta(-2\beta s_x^* h_x - \hbar u q_x + \hbar \Omega_0)] \times \\ \times J_s^2 \left(\frac{e\omega_0^2}{\Omega_0^2 m \bar{\omega}^2} q_x E_{0x} \right) + J_0^2 \left(\frac{e\omega_0^2}{\Omega_0^2 m_{II} \bar{\omega}^2} q_x E_{0x} \right) \times \\ \times [\delta(2\beta s_x^* h_x + \hbar u q_x)] \}, \quad (4)$$

$$R = \exp [iq_y y_{kx} + i\beta_1(q_y, y - y_{kx}^0)],$$

где $A \sim C \delta_g \left(\frac{\hbar^2}{m_1 E_g} \right)$, C — константа потенциала деформации, E_g — энергия щели, δ_g — сдвиг на краю зоны δ_g (порядка $\sim \left(\frac{p^2}{m_1 E_g} \right) \Delta / (\Delta + E_g)$), Δ — спин-орбитальное расщепление [6], q_p — проекция вектора q на плоскость пленки.

Пусть $|D| \gg |C|$. Тогда в зависимости от подаваемой частоты $s_x^* \sim \frac{\Omega_0 - \Omega_{II}}{(\Omega_0 - \Omega_{II})^2 + (\Omega_1 + T_3^{-2})^2}$ может менять знак. При частотах, при кото-

рых $s_x^* > 0$, возможно усиление звука: происходит процесс поглощения фотона и испускание фонона той же частоты. При частотах подаваемого сигнала, когда $s_x^* < 0$, происходит процесс поглощения фотона и фонона. Таким образом, поглощение и усиление звука происходят при разных частотах.

Линии поглощения и испускания в (4) идеально узки. В действительности рассеяние электронов приводит к конечной ширине и высоте этих пиков. Сделаем замену $\delta(\omega) \rightarrow \Gamma[\pi(\omega^2 + \Gamma^2)]^{-1}$, где Γ — частота столкновения электронов. При слабых полях, когда $\frac{e}{\Omega^2 m} q_x E_{ux} \ll 1$, функцию Бесселя можно разложить в ряд. Полагая $s = 1$, получим

$$\alpha(q) = - \frac{2 L_x R^2 A^2 K^2 q_p^4 \exp(-\exp 2 q_p L + 2 q_p L) \cos q_y L}{\pi^2 u \Omega_0^3 m_{\parallel}^2 [(2 \beta s_x^* h_x + \hbar u q_x + \hbar \Omega_0)^2 + \hbar^2 \Gamma^2]} \times \\ \times \frac{e^2 q_x^3 E_{0x}^2 (2 \beta s_x^* h_x + \hbar u q_x) \hbar \Gamma \omega_0^4}{[(-2 \beta s_x^* h_x + \hbar u q_x + \hbar \Omega_0)^2 + \hbar^2 \Gamma^2] \omega^4},$$

где [5]

$$q_p^2 = (q_{x'} - q_x)^2 + q_y^2.$$

Таким образом, коэффициент поглощения звука осциллирует в зависимости от толщины пленки. Кроме того, меняя толщину пленки, можно перейти от поглощения к усилению.

Ереванский государственный
педагогический институт им. Х. Абовяна

Поступила 30.XII.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Аракелян. ФТП, 8, 594 (1974).
2. Дж. Феер. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках, Изд. ИЛ, 1962.
3. М. Ш. Ерухимов, Б. А. Тавгер. ЖЭТФ, 53, 926 (1967).
4. Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ЖЭТФ, 63, 660 (1972).
5. А. Е. Зильберман. ЖЭТФ, 23, 49 (1952).
6. Y. Yafet. Sol. Stat. Phys., 14, Ny (1963).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՊԱՐԱՄՄԱԳՆԻՍՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ
ՁԱՅՆԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՄԻԱԶԱՓ
ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Մ. Մ. ԱՐԱԿԵԼՅԱՆ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Դիտարկվում է ձայնի ուժեղացման հարցը պարամագնետիկ խառնուրդով կիսահաղորդիչ բարակ թիթեղում էլեկտրոնային ռեզոնանսի պայմաններում: Ձայնի կլանման գործակցի համար ստացված է անալիտիկ տեսք: Կախված $q_y L$ -ի մեծությունից (q_y —ձայնային ալիքի վեկտորի պրոեկցիան է թիթեղի հարթությանը ուղղահայաց հարթության վրա, L —թիթեղի հաստությունն է) կարելի է կլանման ռեժիմից անցնել ուժեղացման ռեժիմի: Ցույց է տրված, որ ձայնի ուժեղացումը և կլանումը կատարվում են տարբեր հաճախություններում: Կլանման գործակցիցը տատանվում է կախված թիթեղի հաստությունից: Փոփոխելով թիթեղի հաստությունը, կարելի է կլանման ռեժիմից անցնել ուժեղացման ռեժիմի:

SOME FEATURES OF SOUND PROPAGATION
IN UNIFORM QUANTIZED MEDIA UNDER THE CONDITIONS
OF ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE

M. M. ARAKELYAN, V. S. SARDARYAN

The problem of sound amplification in a semiconducting film with paramagnetic admixtures under the condition of electron paramagnetic resonance (EPR) is considered. The analytical expression for the sound absorption coefficient has been obtained. Depending upon the value of $q_y L$ (q_y is the projection of sound wave vector in the plane perpendicular to the film plane, L is the film thickness) it is possible to pass from absorption conditions to amplification ones. It has been shown that the absorption and the amplification of the sound wave take place at different frequencies. The absorption coefficient oscillates depending upon the film thickness.

К ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА ПОЛУПРОВОДНИКА, ПОМЕЩЕННОГО В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И В ПОЛЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Э. Г. МИРЗАБЕКЯН

Исследуется энергетический спектр полупроводника, помещенного в магнитное поле и в поле ультразвуковой волны. Получены аналитические выражения для закона дисперсии, эффективной массы, ширины запрещенной и разрешенной зон, а также для волновой функции.

1. Наряду с поиском различных лазерных схем и методов возбуждения с целью обеспечения максимально высоких параметров генераторов (кпд, мощность и т. д.) ведутся исследования по освоению новых частотных диапазонов. Хорошо известно [1], что полупроводниковые квантовые генераторы работают на промежуточно- и сильно-легированных полупроводниках, где оптические переходы происходят между примесными хвостами зоны проводимости и валентной зоны; при этом частота излучения

$\omega_0 \sim \frac{\Delta}{\hbar}$ (Δ — ширина невозмущенной запрещенной зоны). Однако полу-

проводниковые соединения имеют такую ширину запрещенной зоны, что соответствующая частота попадает в область $\omega_0 \gtrsim 10^{14}$ сек⁻¹. Наша задача состоит в получении такого зонного энергетического спектра, чтобы соответствующие ширины запрещенных зон лежали в диапазоне частот $\omega_0 \approx 10^{12} \div 10^{14}$ сек⁻¹. При этом запрещенная зона должна быть трехмерной [2], поскольку в работе [3] показано, что отсутствие запрещенной зоны в каком-либо из направлений (x , y , z) приводит к неизбежным энергетическим потерям в результате излучения фононов неравновесными электронами.

2. С этой целью мы рассмотрим, как изменится энергетический спектр электронов в полупроводнике при одновременном влиянии квантующего магнитного поля H и продольного поля ультразвуковой волны

$V_s \cos \frac{\omega}{s} (z - st) = f(z, t)$, где $V_s = \delta V_d$ — амплитуда, ω — частота,

s — скорость ультразвука, V_d — потенциал деформации, δ — деформация в волне, $\delta = (2\omega/C_{11})^{1/2}$, ω — плотность ультразвуковой волны, C_{11} — упругая константа вещества.

Энергетический спектр электронов определяется из решения уравнения Шредингера, содержащего основной потенциал решетки $V_0(r)$, магнитное поле H и периодический потенциал ультразвуковой волны $f(z, t)$.

Получить решение такого уравнения в общем случае невозможно, однако в силу того, что период ультразвуковой волны $\frac{s}{\omega} = \frac{\lambda_0}{2\pi}$ и магнитная

длина $\lambda_H = \left(\frac{c\hbar}{eH}\right)^{1/2}$ значительно больше периода d основного потен-

циала $V_0(r)$, а амплитуды $\frac{1}{m^*} \left(\frac{e}{c} H \lambda_H \right)^2$, $V_s \ll V_0(r)$, задачу можно решать в приближении метода эффективной массы.

Если направления магнитного поля и ультразвуковой волны совпадают (выберем ось z в этом направлении), то в этом приближении уравнение Шредингера, определяющее спектр носителей в полупроводнике, будет иметь вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m^*} \left(\hat{P} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + f(z, t) \right] \psi(x, y, z, t), \quad (1)$$

где $\hat{P} = -i\hbar \nabla$, \mathbf{A} — вектор-потенциал магнитного поля в точке нахождения электрона, m^* — эффективная масса электрона в отсутствии внешних полей. Векторный потенциал удобно выбрать в следующей форме:

$$\mathbf{A} = [0, Hx, 0], \quad \mathbf{H} = [0, 0, H].$$

Переходя в уравнении (1) в систему координат, связанную с волной $\xi = \frac{\omega}{s}(z - st)$, и введя обозначение $\lambda_H = \left(\frac{c\hbar}{eH} \right)^{1/2}$, вместо (1) получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} -\frac{2m^*i}{\hbar} \frac{\partial \psi}{\partial t} = & \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{s^2} \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - \lambda_H^{-4} x^2 - 2i\lambda_H^{-2} x \frac{\partial}{\partial y} - \right. \\ & \left. - \frac{2m^*i\omega}{\hbar} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{2m^*V_s}{\hbar^2} f(\xi) \right] \psi(x, y, \xi, t). \end{aligned} \quad (2)$$

Решение уравнения (2) ищем в виде

$$\psi(x, y, \xi, t) = \exp \left\{ ik_y y + \frac{im^*s^2}{\hbar\omega} \xi \right\} G_l(x) W(\xi) e^{-i\frac{E}{\hbar} t}, \quad (3)$$

где k_y — волновое число электрона в направлении y , а E — полная энергия электрона.

Подставляя (3) в (2), после несложных преобразований для функций $G_l(x)$ и $W(\xi)$ получим уравнения

$$\frac{\partial^2 G_l(x)}{\partial x^2} + \frac{2m^*}{\hbar^2} \left[E + \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{m^*s}{\hbar} \right)^2 + \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 \lambda_H^{-4}}{2m^*} (x - x_0)^2 \right] G_l(x) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 W(\xi)}{\partial \xi^2} - \left[\frac{s^2 \alpha^2}{\omega^2} + \frac{2m^*s^2}{\hbar^2 \omega^2} f(\xi) \right] W(\xi), \quad (5)$$

где $\alpha = \text{const}$ определяется из спектра уравнения (4), а $x_0 = -k_y \lambda_H^2$.

Уравнение (4) описывает движение электрона в плоскости (x, y) и является уравнением гармонического осциллятора со смещенным центром x_0 , колеблющегося с частотой $\Omega = \frac{eH}{m^*c}$. Поэтому можем заключить, что

постоянная $\left(E + \frac{m^* s^2}{2} + \frac{\hbar^2 a^2}{2 m^*}\right)$, играющая роль энергии осциллятора, может принимать значения $\hbar \Omega \left(l + \frac{1}{2}\right)$, где $l = 0, 1, 2, \dots$

Таким образом, имеем

$$\frac{\hbar^2 a^2}{2 m^*} = \hbar \Omega \left(l + \frac{1}{2}\right) - \frac{m^* s^2}{2} - E, \quad (6)$$

а соответствующие нормированные волновые функции есть

$$G_l(x) = \left(\frac{2\pi^{1/2} \lambda_H}{\Omega_0 2^l l!}\right)^{1/2} H_l(\lambda_H^{-1}(x - x_0)) \exp\left\{-\frac{1}{2} \lambda_H^{-2}(x - x_0)^2\right\}, \quad (7)$$

где Ω_0 — объем элементарной ячейки, а H_l — полином Эрмита.

Уравнение (5), описывающее движение частицы вдоль оси z , является уравнением Хилла. Согласно [4] решение (5) ищем в виде

$$W(\xi) = e^{ik_z \xi} U_{k_z}(\xi), \quad (8)$$

где k_z — безразмерное волновое число электрона вдоль направления z , $U_{k_z}(\xi)$ — периодическая функция с периодом π .

Разложим функции $U_{k_z}(\xi)$ и $f(\xi)$ в ряд Фурье

$$U_{k_z}(\xi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} T_{k_z n} e^{i2n\xi}, \quad f(\xi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \varphi_m e^{i2m\xi}. \quad (9)$$

Подставляя (8) и (9) в (5) и приравнявая коэффициенты при одинаковых гармониках, получим следующую систему уравнений:

$$[(k_z + 2n)^2 + \varphi_0] T_{k_z n} + \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{\infty} \varphi_m T_{k_z, n-m} = 0, \quad (10)$$

где

$$\varphi_0 = -\frac{\chi}{V_s} \left[\hbar \Omega \left(l + \frac{1}{2}\right) - \frac{m^* s^2}{2} - E + \frac{2}{\pi} V_s \right], \quad (11)$$

$$\chi = \frac{2 m^* s^2}{\hbar^2 a^2} V_s, \quad (12)$$

$$\varphi_m = \frac{2\chi}{\pi} \frac{(-1)^m}{1-4m^2}. \quad (13)$$

Согласно [4], корни определителя Хилла уравнения (10) являются корнями уравнения

$$\sin^2 \frac{k_z \pi}{2} = \Delta(0, \varphi_0) \sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0}, \quad (14)$$

где $\Delta(0, \varphi_0) = \Delta(k_z, \varphi_0)|_{k_z=0}$ — бесконечный определитель вида

$$\Delta(0, \varphi_0) = [D_{mn}], \quad D_{mm} = 1, \quad D_{mn} = -\frac{\varphi_{m-n}}{4m^2 - \varphi_0}, \quad m \neq n, \quad (15)$$

у которого все диагональные элементы равны единице, а недиагональные — пропорциональны φ_{m-n} . Согласно [4, 5] такой определитель можно представить в виде бесконечного ряда по степеням φ_m следующим образом. Образуем произведение всех диагональных элементов, которое, очевидно, равно единице. Затем выпишем слагаемые, образованные произведениями всех диагональных элементов, кроме двух (с индексами (n, n) и (m, m)), замененных на D_{nm} и D_{mn} ; далее образуем произведение всех диагональных элементов, кроме трех (с индексами (n, n) , (m, m) и (p, p)), которые заменим на элементы D_{nm} , D_{mp} , D_{pn} , и т. д. В результате получим

$$\begin{aligned} \Delta(0, \varphi_0) = & 1 - \frac{1}{2!} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq n}}^{\infty} D_{nm} D_{mn} + \\ & + \frac{1}{3!} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq m, p}}^{\infty} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq p}}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} D_{nm} D_{mp} D_{pn} - \\ & - \frac{3}{4!} \left[2 \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq m, t}}^{\infty} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq p}}^{\infty} \sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq t}}^{\infty} \sum_{t=-\infty}^{\infty} D_{nm} D_{mp} D_{pt} D_{tn} - \right. \\ & \left. - \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq n}}^{\infty} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq p}}^{\infty} \sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq t}}^{\infty} \sum_{t=-\infty}^{\infty} D_{mn} D_{nm} D_{pt} D_{tp} \right] + \dots \quad (16) \end{aligned}$$

Подставляя D_{mn} из (15), после некоторых преобразований получим

$$\Delta(0, \varphi_0) = 1 + \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 + \dots, \quad (17)$$

где

$$\Delta_1 = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{|\varphi_m|^2}{[4n^2 - \varphi_0][4(n+m)^2 - \varphi_0]}, \quad (18)$$

$$\Delta_2 = \frac{1}{3!} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0, -n}}^{\infty} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_n \varphi_m \varphi_{m+n}}{[4p^2 - \varphi_0][4(n+p)^2 - \varphi_0][4(n+m+p)^2 - \varphi_0]}, \quad (19)$$

$$\Delta_3 = - \frac{3}{4!} \left[2 \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq n, t}}^{\infty} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq p}}^{\infty} \sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq t}}^{\infty} \sum_{t=-\infty}^{\infty} \times \right.$$

$$\times \frac{\varphi_{m-n} \varphi_{n-p} \varphi_{p-t} \varphi_{t-m}}{[4m^2 - \varphi_0][4n^2 - \varphi_0][4p^2 - \varphi_0][4t^2 - \varphi_0]} -$$

$$- \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq n}} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq t}} \sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq t}} \sum_{\substack{t=-\infty \\ t \neq m}} \frac{\varphi_{m-n} \varphi_{n-m} \varphi_{p-t} \varphi_{t-p}}{[4m^2 - \varphi_0][4n^2 - \varphi_0][4p^2 - \varphi_0][4t^2 - \varphi_0]} \Bigg]. \quad (20)$$

Последующие члены разложения можно вычислить согласно выражению

$$\Delta_n(\varphi_0) = \frac{1}{n!} \sum_{\substack{t_1=-\infty \\ t_1 \neq t_2, t_n}} \sum_{\substack{t_2=-\infty \\ t_2 \neq t_3}} \sum_{\substack{t_3=-\infty \\ t_3 \neq t_4}} \dots \sum_{\substack{t_n=-\infty \\ t_n \neq t_{n+1}}} \dots \begin{vmatrix} q_{t_1 t_1} q_{t_1 t_2} \dots q_{t_1 t_n} \\ q_{t_2 t_1} q_{t_2 t_2} \dots q_{t_2 t_n} \\ \dots \dots \dots \dots \dots \\ q_{t_n t_1} q_{t_n t_2} \dots q_{t_n t_n} \end{vmatrix} \quad (21)$$

где

$$q_{t_n t_n} = 0, \quad q_{t_n t_m} = \frac{\varphi_{t_n - t_m}}{4t^2 - \varphi_0}, \quad m \neq n, \quad (22)$$

$n=1, 2, 3, \dots$ определяет порядок определителя (21) и необходимого приближения в (16). Вычисление Δ_1 и Δ_2 дается в приложении.

Для $\Delta(0, \varphi_0)$ имеем следующее выражение:

$$\Delta(0, \varphi_0) = 1 + \frac{\pi}{4} \frac{\operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0}}{\sqrt{\varphi_0}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|\varphi_n|^2}{n^2 - \varphi_0} + \Gamma(\varphi_0), \quad (23)$$

где $\Gamma(\varphi_0) = \Delta_2 + \Delta_3 + \dots$.

Подставив (23) в (14), получим

$$\sin^2 \frac{k_z \pi}{2} = [1 + \Gamma(\varphi_0)] \sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0} + \frac{\pi}{8} \frac{\sin \pi \sqrt{\varphi_0}}{\sqrt{\varphi_0}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|\varphi_n|^2}{n^2 - \varphi_0} = \Phi(\varphi_0), \quad (24)$$

откуда видно, что $\Phi(\varphi_0)$ — ограниченная функция φ_0 ,

$$0 \leq \Phi(\varphi_0) \leq 1, \quad (25)$$

а φ_0 — периодическая функция от k_z ,

$$\varphi_0 = K \left(\sin^2 \frac{k_z \pi}{2} \right). \quad (26)$$

Уравнение (24) определяет закон дисперсии, неравенство (25) определяет область разрешенной энергии, а равенство (23) — границы разрешенных и запрещенных зон. Минимумы зон определяются точками $k_z = 2n+1$, а максимумы — точками $k_z = 2n$.

Решить точно уравнение (24) невозможно, поэтому мы найдем приближенное решение. С этой целью разложим (24) в ряд Тейлора в окрестности точки

$$t = \sqrt{\varphi_0} - r_t. \quad (27)$$

С точностью до квадратичного члена разложения включительно имеем следующее квадратное уравнение относительно r_t :

$$\Phi(\varphi_0) = \frac{1 - (-1)^t}{2} - \frac{\pi^2}{16} \frac{(-1)^t |\varphi_t|^2}{t^2} \left[1 - \frac{\varphi_{2t}}{12t} - \beta_t \right] + \frac{\pi^2}{2} (-1)^t K_t r_t + \frac{\pi^2}{4} (1 + F_t) r_t^2, \quad (28)$$

где

$$F_t = \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq t}}^{\infty} \frac{|\varphi_n|^2}{(n^2 - t^2)^2} - \frac{1}{2t^2} \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq t}}^{\infty} \frac{|\varphi_n|^2}{n^2 - t^2} + \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{7}{2t^2} \right) \frac{|\varphi_t|^2}{8t^2} + \frac{4}{\pi^2} (-1)^t \lambda_t, \quad (29)$$

$$\lambda_t = \frac{1}{2!} \frac{\partial^2}{\partial r_t^2} \left[(\Delta_2 + \Delta_3 + \dots + \Delta_n) \sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0} \right]_{r_t=0}, \quad (30)$$

$$K_t = \frac{1}{2t} \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq t}}^{\infty} \frac{|\varphi_n|^2}{n^2 - t^2} + \frac{3}{8} \frac{|\varphi_t|^2}{t^3} + \frac{4(-1)^t}{\pi^2} h_t, \quad (31)$$

$$\beta_t = \frac{1}{3!} \left\{ \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq t}}^{\infty} \frac{\varphi_{m-t} \varphi_m}{\varphi_t(m-t)} - \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq t}}^{\infty} \frac{\varphi_{m+t} \varphi_m}{\varphi_t(m+t)} \right\}, \quad (32)$$

$$h_t = (-1)^t \frac{\partial}{\partial r_t} \left[(\Delta_2 + \Delta_3 + \dots + \Delta_n) \sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0} \right]_{r_t=0}. \quad (33)$$

Решение уравнения (28) имеет вид

$$\varphi_{0t} = \sigma_{0t} + t^2 + \frac{2}{\pi^2} \frac{1 - (-1)^t \cos k_z \pi}{1 + F_t} \pm \frac{\Delta \varphi_t}{2} \sqrt{1 + \frac{8}{\pi^2} \frac{\left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t} \right)^2 [1 - (-1)^t \cos k_z \pi]}{(\Delta \varphi_t)^2 (1 + F_t)}}, \quad (34)$$

где

$$\sigma_{0t} = \frac{|\varphi_t|^2 \left(1 - \frac{\varphi_{2t}}{12t} - \beta_t \right)}{4t^2 (1 + F_t)} - \frac{K_t}{2(1 + F_t)} \left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t} \right), \quad (35)$$

$$\Delta \varphi_t = \left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t} \right) \left| \frac{K_t}{1 + F_t} \right| \left[1 + \frac{|\varphi_t|^2 \left(1 - \frac{\varphi_{2t}}{12t} - \beta_t \right) (1 + F_t)}{K_t^2 t^2} \right]^{1/2}, \quad (36)$$

$$\varphi_{0t} = E_t \times V_s^{-1}, \quad \Delta \varphi_t = \Delta E_t \times V_s^{-1}, \quad (37)$$

ΔE_t — ширина t -запрещенной зоны, E_t — энергия электрона в t -разрешенной зоне.

Таким образом, энергетический спектр электрона (дырки) в поле ультразвуковой волны (УВ), связанный с движением электронов вдоль направления распространения УВ, носит зонный характер с законом дисперсии (34). Из (34) следует, что энергетический спектр электронов (дырок) представляет собой ряд чередующихся разрешенных и запрещенных зон, размеры и положения которых зависят от частоты и амплитуды ультразвука. Из (34) следует также, что экстремумы полученных зон находятся на краях или в центре зоны, что согласуется с выводами общего рассмотрения движения заряженной частицы в одномерном периодическом поле [6].

Из (34) и (37) видно, что с ростом номера зоны t ширина разрешенной зоны растет, а запрещенной — уменьшается, а увеличение частоты ультразвука приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны и увеличению ширины разрешенной зоны.

3. Как легко видеть из (34), при условии

$$\left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t}\right)^2 \ll \frac{\pi^2}{8} (1 + F_t) (\Delta\varphi_t)^2 \quad (38)$$

можно разложить корень в (34), и мы получаем хорошо известное выражение для закона дисперсии в приближении «сильной связи»

$$\varphi_{0t} = t^2 + \sigma_{0t} + \left[1 + \frac{\left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t}\right)^2}{\Delta\varphi_t (1 + F_t)}\right] \frac{2}{\pi^2} [1 - (-1)^t \cos k_z \pi] \pm \frac{\Delta\varphi_t}{2}, \quad (39)$$

где верхний знак соответствует зоне проводимости, а нижний — валентной.

4. В случае $k_z \pi \ll 1$, когда в разложении $\cos k_z \pi$ можно ограничиться квадратичным членом, а амплитуда φ_t такова, что

$$\frac{8}{\pi^2} \frac{\left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t}\right)^2}{(\Delta\varphi_t)^2 (1 + F_t)} \geq 1, \quad (40)$$

мы получаем следующее выражение для закона дисперсии:

$$\varphi_{0t} = t^2 + \sigma_{0t} + \frac{2k_z^2}{1 + F_t} \pm \frac{\Delta\varphi_t}{2} \left[1 + \frac{8\left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t}\right)^2 k_z^2}{(\Delta\varphi_t)^2 (1 + F_t)}\right]^{1/2}. \quad (41)$$

Выражение (41) подобно закону дисперсии, полученному Кейном [7] для зоны проводимости в двухзонном приближении. Такое совпадение связано с тем обстоятельством, что периодический потенциал в уравнении (5) представляется в виде разложения, содержащего высшие гармоники. Другими словами, вместо простой синусоидальной волны берется разложение Фурье. Легко заметить, что члены разложения определителя содержат произведения фурье-компонент различных индексов, т. е. фактически учитывается взаимодействие между различными зонами.

5. И, наконец, для $k_z \pi \ll 1$, когда справедливо разложение корня в (34) (амплитуды φ_t при этом любые), получаем обычный квадратичный закон дисперсии. Таким образом, независимо от величины периодического

потенциала зависимость $E_t(k_z)$ вблизи экстремальных точек — квадратичная. По мере удаления от этих точек происходит существенное отклонение от квадратичности.

6. Особый интерес представляет вычисление эффективной массы электрона (дырки) в такой энергетической структуре.

Согласно [8] обобщенная эффективная масса определяется так

$$\mu^* = \left(\frac{s}{\hbar\omega} \right)^2 \frac{\partial^2 E_t}{\partial k_z^2}. \quad (42)$$

Вычисление μ^* согласно (42) и (34) вблизи экстремальных точек дает следующий результат:

$$\mu_{\pm}^* = m^* \frac{1 + F_t}{1 \pm \frac{\pi \hbar^2 \omega^2}{4 m^* s^2 V_s} \left(2t - \frac{K_t}{1 + F_t} \right) (1 - 4t^2) (1 + F_t)^{1/2} t}. \quad (43)$$

Здесь положительный и отрицательный знаки относятся соответственно к зонам с более высокой и более низкой энергией, т. е. состояниям на противоположных сторонах «щели» будут соответствовать эффективные массы противоположных знаков. Этот результат хорошо известен в зонной теории полупроводников. Переброс электронов из зоны с отрицательной массой в зону с положительной массой создает электроны и дырки. С уменьшением ширины запрещенной зоны происходит уменьшение эффективных масс носителей тока примыкающих к этой запрещенной зоне разрешенных зон.

Оценки показывают, что в зависимости от параметров ω , V_s и t можно реализовать случай, когда $\mu^* \ll m^*$. Так, например, при $m \sim 10^{-29}$ г, $V_s \sim 10^{-15}$ эрг, $s \sim 10^5$ см/сек имеем

- 1) $\omega \sim 10^{10}$ сек⁻¹, $t = 1$, $\mu_+^* \approx m^*/6$, $\mu_-^* \approx -m^*/4$,
- 2) $\omega \sim 2 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹, $t = 1$, $\mu_+^* \approx m^*/20$, $\mu_-^* \approx -m^*/18$,
- 3) $\omega \sim 10^{10}$ сек⁻¹, $t = 2$, $\mu_+^* \approx m^*/95$, $\mu_-^* \approx -m^*/93$.

Важным является еще тот факт, что параметрами зонной структуры (такими, как ширина запрещенной и разрешенной зон, эффективная масса, закон дисперсии) можно управлять, меняя частоту или амплитуду ультразвука.

Существование указанных зон реально в случае, когда длина волны ультразвука меньше длины свободного пробега l_0 электрона в исследуемом полупроводнике, т. е. $l_0 > \lambda_0$, а также когда размытие подзон из-за различных процессов столкновений мало по сравнению с шириной запрещенной зоны, т. е.

$$\Delta E_t > \frac{\hbar}{\tau}, \quad kT, \quad (44)$$

где τ — наименьшее из времен релаксации, T — температура.

Таким образом, энергетический спектр полупроводника при одновременном действии магнитного поля H и поля ультразвуковой волны имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 E_{0l, l} = \hbar \Omega \left(l + \frac{1}{2} \right) + \frac{V_s}{x} t^2 + \sigma_{0l} \frac{V_s}{x} + \frac{2}{\pi} V_s - \frac{m^* s^2}{2} + \\
 + \frac{2}{\pi} \frac{V_s}{x} \frac{1 - (-1)^l \cos k_x \pi}{1 + F_l} \pm \\
 \pm \frac{\Delta \varphi_l V_s}{2 x} \sqrt{1 + \frac{8}{\pi^2} \frac{V_s^2}{x^2} \frac{\left(2l - \frac{K_l}{1 + F_l} \right)^2 [1 - (-1)^l \cos k_x \pi]}{\left(\frac{\Delta \varphi_l V_s}{x} \right)^2 (1 + F_l)}}. \quad (45)
 \end{aligned}$$

Первый член выражения (45) соответствует квантованию движения электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, а остальные члены ответственны за квантование движения электрона вдоль поля ультразвуковой волны. Из (45) следует, что запрещенные зоны образуются около точек $\frac{V_s}{x} t^2$, ширины которых равны $\frac{V_s}{x} \Delta \varphi_l$; члены $\frac{V_s}{x} \sigma_{0l} + \frac{2}{\pi} V_s - \frac{m^* s^2}{2}$ определяют сдвиг краев невозмущенных зон, а два последних члена определяют размеры разрешенных подзон и зависимость энергии от квазиимпульса в этих зонах.

Таким образом, подбирая величины V_s , ω и H , мы можем удовлетворить условию запрета излучения фононов неравновесными электронами [2] и, следовательно, получить принципиальную возможность создания инверсной заселенности между магнитоакустическими подзонами.

7. Поскольку эффективные массы электронов и дырок в исходном полупроводнике сильно отличаются, возможна следующая ситуация: при одном и том же значении амплитуды V_s потолок валентной зоны сдвигается (так как $m_v \gg m_c$), а дно зоны проводимости не претерпевает существенного сдвига (сдвиг края зоны реален при условии $\kappa > 1$, так как только в этом случае связанное состояние носителя тока отстоит от поверхности ямы на заметную величину).

В этом случае при $\hbar \omega_0 < \Delta$ (Δ — ширина невозмущенной запрещенной зоны исходного полупроводника, $\hbar \omega_0$ — энергия падающего кванта) энергия будет поглощаться из-за сужения оптической ширины запрещенной зоны (аналогичное явление наблюдается в сильно легированных полупроводниках). По величине сужения запрещенной зоны можно определить потенциал деформации.

Таким образом, проходящее через полупроводник оптическое излучение будет промодулировано по интенсивности при модуляции ω или V_s . Необходимо также отметить, что зонный спектр образуется при сколь угодно малой, но отличной от нуля величине V_s . При $\kappa > 1$ зоны образуются вследствие туннелирования электрона в соседние ямы, а при $\kappa < 1$ зонный спектр образуется из-за надбарьерного отражения электрона. Отметим также, что полученные результаты справедливы не только для периодической структуры, создаваемой ультразвуковой волной, но и для искусственных слоистых структур.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И. А. Полуэктова за обсуждение результатов работы.

Приложение 1

Вычисление Δ_1 .

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|\varphi_m|^2}{4m(m^2 - \varphi_0)} \left[\frac{2n-m}{4n^2 - \varphi_0} - \frac{2n+3m}{4(n+m)^2 - \varphi_0} \right] = \\ &= -\frac{\pi}{4\sqrt{\varphi_0}} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{|\varphi_m|^2}{m^2 - \varphi_0}. \end{aligned} \quad (\text{П 1.1})$$

Используя выражение (13) для φ_m , получаем

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= -\left(\frac{2\kappa}{\pi}\right)^2 \frac{\pi}{4\sqrt{\varphi_0}} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0} \left\{ \frac{\pi^2 - 8}{4(1-4\varphi_0)} - \frac{2}{1-4\varphi_0} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{1-4\varphi_0} \left(\frac{1}{\sqrt{\varphi_0}} - \frac{\pi \operatorname{ctg} \pi \sqrt{\varphi_0}}{2\sqrt{\varphi_0}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П 1.2})$$

При вычислении сумм мы воспользовались соотношением [9]

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{4n^2 - \varphi_0} = \frac{1}{2\varphi_0} - \frac{\pi}{4\sqrt{\varphi_0}} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0}. \quad (\text{П 1.3})$$

Вычисление Δ_2 .

$$\Delta_2 = \frac{1}{3!} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{\infty} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_{mnp} \varphi_m \varphi_n \varphi_{m+n}. \quad (\text{П 1.4})$$

После некоторых преобразований для I_{mnp} получаем

$$\begin{aligned} I_{mnp} &= \frac{1}{(4p^2 - \varphi_0)(4(n+p)^2 - \varphi_0)(4(n+p+m)^2 - \varphi_0)} = \\ &= -\frac{1}{4n(n^2 - \varphi_0)} \left[\frac{2p-n}{4p^2 - \varphi_0} - \frac{2p+3n}{4(n+p)^2 - \varphi_0} \right] \frac{1}{4(n+p+m)^2 - \varphi_0} = \\ &= \frac{1}{4n(n^2 - \varphi_0)} \left[\frac{2n+m}{(n+m)^2 - \varphi_0} + \frac{n+m}{m^2 - \varphi_0} \right] \frac{1}{4p^2 - \varphi_0}. \end{aligned} \quad (\text{П 1.5})$$

После суммирования по p с использованием (П 1.3) находим

$$\Delta_2 = -\frac{\pi}{3!} \frac{\operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0}}{8\sqrt{\varphi_0}} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{\infty} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{\infty} \frac{\varphi_m \varphi_n \varphi_{m-n}(m+n)}{n(n^2 - \varphi_0)(m^2 - \varphi_0)}. \quad (\text{П 1.6})$$

$$\Delta_3 = -\frac{3}{4!} \left[2 \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0, -q}}^{\infty} \sum_{\substack{l=-\infty \\ l \neq 0, -q}}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} I_{lqk} \varphi_k \varphi_l \varphi_{k+q} \varphi_{l+q} - \right. \\ \left. - \sum_{\substack{t=-\infty \\ t \neq 0}}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\substack{l=-\infty \\ l \neq 0}}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \right] \times \quad (\text{П 1.7}) \\ \times \frac{|\varphi_t|^2 |\varphi_l|^2}{[4(t+n)^2 - \varphi_0][4n^2 - \varphi_0][4(l+p)^2 - \varphi_0][4p^2 - \varphi_0]},$$

где

$$I_{lqk} = -\frac{1}{32q(l-k)(q^2-k^2)[(l-k)^2-\varphi_0]} \left\{ \left[-\frac{1}{k^2-\varphi_0} + \frac{1}{l^2-\varphi_0} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{(q+k)^2-\varphi_0} - \frac{1}{(q+l)^2-\varphi_0} \right] - \right. \\ \left. - \frac{\pi}{2\sqrt{\varphi_0}} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0} \left[\frac{-\varphi_0 - ql - k^2 + kl + 2qk}{k^2 - \varphi_0} + \frac{\varphi_0 - 2lq + qk - lk + l^2}{l^2 - \varphi_0} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\varphi_0 + 2ql + kl - 3qk - k^2 - q^2}{(q+k)^2 - \varphi_0} + \frac{\varphi_0 + 2qk - 3ql - q^2 - l^2 + kl}{(q+l)^2 - \varphi_0} \right] \right\}. \quad (\text{П 1.8})$$

Приложение 2

Вычисление волновых функций.

Коэффициенты $T_{k_z n}$ из (10) могут быть выражены через миноры определителя (15)

$$\Delta(k_z, \varphi_0) = \det |D_{mn}|, \quad D_{mm} = 1, \quad D_{mn} = \frac{\varphi_{m-n}}{(k_z + 2m)^2 - \varphi_0}, \quad m \neq n, \quad (\text{П 2.1})$$

$$m, n = -\infty, \dots, 0, \dots, +\infty.$$

Вычисление определителя проводится тем же путем, что и в тексте; отличие состоит в том, что в определителе при вычислении $T_{k_z n}$ будут отсутствовать члены, соответствующие пересечению нулевой строки (разложение определителя проводится по нулевой строке) и p -столбца. Здесь мы выписываем члены с точностью до второго порядка включительно.

$$\Delta_{0p} = 1 - \frac{1}{2!} \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0, n \neq p}}^{\infty} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq p}}^{\infty} \frac{\varphi_{m-n} \varphi_{n-m}}{[(k_z + 2m)^2 - \varphi_0][(k_z + 2n)^2 - \varphi_0]}. \quad (\text{П 2.2})$$

После суммирования по индексу m и некоторых преобразований получаем

$$\Delta_{0p} = \left[1 - \frac{\pi}{8\sqrt{\varphi_0}} \frac{\sin \pi \sqrt{\varphi_0}}{\sin^2 \frac{\pi k_z}{2} - \sin^2 \frac{\pi}{2} \sqrt{\varphi_0}} \sum_{t=1}^{\infty} \frac{|\varphi_t|^2}{t^2 - \varphi_0} \right] +$$

$$+ \left\{ \frac{1}{2} \frac{1}{(k_z + 2p)^2 - \varphi_0} \sum_{\substack{t=-\infty \\ t \neq 0}}^{\infty} \frac{|\varphi_t|^2}{(k_z + 2p + 2t)^2 - \varphi_0} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2(k_z^2 - \varphi_0)} \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq p}}^{\infty} \frac{|\varphi_n|^2}{(k_z + 2n)^2 - \varphi_0} \right\}. \quad (\text{П } 2.3)$$

Согласно (24) выражение в квадратной скобке с точностью до квадратичных членов равен нулю.

Таким образом,

$$W(\xi) = M(k_z, \varphi_0) e^{ik_z \xi} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \Delta_{0p} e^{i2\pi p \xi}, \quad (\text{П } 2.4)$$

где $M(k_z, \varphi_0)$ определяется из условия нормировки.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25.I.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Aleksanian, I. A. Poluectov, Yu. M. Popov. IEEE, QE, 10, 297 (1974).
2. И. А. Полуэктов, В. И. Пустовойт. Препринт ФИАН, Москва, 1967. А. Г. Александриян, Р. Г. Аллавердян, Ал. Г. Александян. Квантовая электроника, 2, 1648 (1975).
3. И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов. ФТТ, 8, 345 (1966).
4. Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон. Курс современного анализа, М., 1963.
5. В. И. Смирнов. Курс высшей математики, т. III, часть I, 1950.
6. Г. Джонс. Теория зон Бриллюэна и электронные состояния в кристаллах, М., 1968.
7. Е. О. Кане. J. Phys. Chem. Solids, 1, 249 (1957).
8. Дж. Калуэй. Теория энергетической зонной структуры, М., 1969.
9. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1971.

ՈՒՆԻՎԵՐՍԻՏԵՏԻԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ
ՏԵԴԱԴՐՎԱԾ ԿԻՍՍՀԱՂՈՐԳՁԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԻ
ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա. Գ. ԱԼԵԿՍԱՆՅԱՆ, Է. Գ. ՄԻՐՁԱՐԵԿՅԱՆ

Հետազոտված է մազնիսական և ուլտրաձայնային ալիքի դաշտերում տեղադրված կիսահաղորդչի էներգետիկ սպեկտրը: Ստացված են անալիտիկ արտահայտություններ ալիքային ֆունկցիայի դիսպերսիայի օրենքի, էֆեկտիվ մասսայի, արգելված և թուլատրված զոտիների լայնությունների համար:

TO THE THEORY OF ELECTRON SPECTRUM
OF A SEMICONDUCTOR IN A MAGNETIC FIELD AND
IN AN ULTRASONIC WAVE FIELD

A. G. ALEKSANYAN, E. G. MIRZABEKYAN

The energy spectrum of a semiconductor in a magnetic field and in an ultrasonic wave field is investigated. The analytical expressions for the law of dispersion, the effective mass and the wave function are obtained.

К ТЕОРИИ ДОМЕННОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ДВУХДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Г. ВАРОСЯН

Проведено теоретическое рассмотрение доменной неустойчивости в электронном арсениде галлия при учете захвата электронов из центральной и бокового минимумов на акцепторные центры, энергетически расположенные в верхней половине запрещенной зоны.

При исследовании диодов Ганна на эпитаксиальных пленках $n\text{-GaAs}$ наблюдался ряд эффектов, связанных с захватом носителей на центры: нарушение когерентности осцилляций, превращение их в шумовые; ганновские осцилляции с монотонно уменьшающимся средним током с двумя возможными наклонами в течение каждого пролета (ток постоянен или уменьшается). Часто высокочастотные осцилляции имеют место только кратковременно и открывают путь для низкочастотных осцилляций [1—4]. Низкочастотные осцилляции в высокоомном $n\text{-GaAs}$ наблюдались в [5—9] и др. работах. В [10] наблюдались низкочастотные колебания тока в $n\text{-InP}$. В ряде работ [11—18] эти вопросы изучены теоретически с привлечением различных форм зависимости коэффициента захвата электронов от поля и различных соображений о природе центров захвата и пороге появления осцилляций. В этих работах рассматривается захват на ловушки электронов лишь из центральной долины.

Ниже мы воспользуемся методикой расчета, предложенной Б. Л. Гельмонтом и М. С. Шуром [16], для построения теории рекомбинационных доменов с учетом захвата на уровни электронов из центральной и боковой долин. Дело в том, что в работах [7—10] экспериментально показано, что при определенных условиях захват электронов из боковой долины может осуществляться значительно сильнее, чем из центральной долины. Заметим также, что в [19, 20] считается, что низкочастотные осцилляции в GaAs вызваны перезарядкой примесных уровней в сильных полях.

В наших расчетах используется следующая формула [7, 8] для зависимости времени захвата электронов τ от напряженности электрического поля E :

$$\frac{1}{\tau(E)} = \frac{1}{\tau_1} [1 + \eta(p - 1)], \quad (1)$$

причем

$$\tau_1 = \frac{1}{c_1(E) N^0} = \frac{\tau_{10}}{\nu(E)}, \quad \nu(E) = \frac{c_1(E)}{c_{10}},$$

$$\eta = \frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_2}{n}, \quad p = \frac{\tau_1}{\tau_2}. \quad (2)$$

Здесь n_1 и n_2 — концентрации электронов в центральном и боковом минимумах, n — полная концентрация электронов, τ_1 и τ_2 — времена захва-

та электронов из центрального и бокового минимумов, $c_1(E)$ — зависящий от поля коэффициент захвата на центры из центральной долины, c_{10} и τ_{10} — коэффициент и время захвата при слабом поле, N^0 — концентрация незаполненных акцепторных центров, энергетически расположенных в верхней половине запрещенной зоны, что позволяет считать их взаимодействующими лишь с зоной проводимости. Последнее возможно, в частности, при отсутствии в системе сколь-нибудь заметной концентрации дырок.

Для случая, когда $\rho = \text{const}$, (1) можно переписать в виде

$$\frac{\tau(0)}{\tau(E)} = \nu(E) [1 + \eta(p-1)]. \quad (3)$$

Объемный заряд $\rho = e(N_g - N^- - n)$ связан фактически только с изменением концентрации пустых и заряженных центров, т. е. $\rho \simeq e(N^0 - N_0^0) = e(N_0^- - N^-)$, где e — заряд электрона, N^- и N_0^- — концентрации заполненных центров при наличии и отсутствии электрического поля, N_0^0 — концентрация пустых центров при отсутствии электрического поля, N_g — концентрация доноров. Если учесть, что объемный заряд в домене мал ($\rho \ll eN_0^0$, eN_0^-), а скорость домена u меньше дрейфовой скорости электронов $V(E)$, то можно считать, что ток смещения также мал. При условии малости диффузионного тока стандартную систему уравнений теории рекомбинационного домена для однозарядного центра можно решить методом итераций (см. [16]).

В нулевом приближении имеем

$$n^{(0)} V(E) = n_3 V(E_1), \quad (4)$$

$$\frac{4\pi u}{e\epsilon} \rho^{(0)} \frac{d\rho^{(0)}}{dE} = \frac{n^{(0)}}{\tau(E)} - \frac{n_3}{\tau(0)}, \quad (5)$$

где $n_3 = gN_0^- \tau(0)$ и E_1 — концентрация электронов и напряженность электрического поля вне домена, g — обратное время тепловой генерации электронов с заполненных центров.

Решение уравнений (4) и (5) есть

$$[\rho^{(c)}(E)]^2 = \frac{\rho_0^2 u}{E_1 |u|} \int_{E_1}^E \left[\frac{j(E_1)}{j(E')} - 1 \right] dE', \quad (6)$$

где

$$j(E) = en_3 \frac{V(E)}{\nu(E)} [1 + \eta(p-1)]^{-1}, \quad \rho_0^2 = \frac{\epsilon en_3 E_1}{2\pi |u| \tau(0)}. \quad (7)$$

Из правила площадей для обратных токов [12, 16] можно найти экстремальное поле в домене (максимальное для домена сильного поля и минимальное для домена слабого поля). Мы ограничимся случаем $u < 0$, что соответствует движению домена от катода к аноду и существованию доменов сильного поля. Для $\nu(E)$, $\eta(E)$ и $V(E)$ мы используем зависимости [21—23]

$$v(E) = \sqrt{E/E_n}, \quad \eta = \frac{(E/F)^2}{1 + (E/F)^2}, \quad V(E) = V_0 \frac{(E/F)(1 + BE/F)}{1 + (E/F)^2}, \quad (8)$$

где $V_0 = AE_1$, $B = V'/V_0$, A — низкополевая подвижность, E_1 — поле, соответствующее максимальному значению дрейфовой скорости электронов при наличии ловушек [24, 25], F — нормировочное поле в зависимостях $\eta(E)$ и $V(E)$, $E_n < E_1$, V' — значение скорости насыщения на V - E -кривой. В отличие от [23] нами выбрана аппроксимация зависимости $V(E)$ с учетом насыщения дрейфовой скорости после участка отрицательной дифференциальной проводимости. С учетом вышеизложенного получаем

$$\rho^2(E) = \frac{2\rho_0^2 A}{V_0 \sqrt{E_n}} \left[\frac{F^{3/2}}{\sqrt{B}} \left(1 + \frac{p}{B^2} \right) \left(\arctg \sqrt{\frac{BE}{F}} - \arctg \sqrt{\frac{BE_1}{F}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{p}{3B} (E^{3/2} - E_1^{3/2}) - \frac{pF}{B^2} (\sqrt{E} - \sqrt{E_1}) \right] - \rho_0^2 \left(\frac{E}{E_1} - 1 \right). \quad (9)$$

Приняв следующие неравенства

$$\frac{\sqrt{E} - \sqrt{E_1}}{\sqrt{F/B} + \sqrt{BEE_1}/F} < 1, \quad \frac{B}{F} \sqrt{EE_1} < 1 < \frac{p\sqrt{EE_1}}{BF} \quad (10)$$

(что, например, выполняется при $E_1 = 200$ в/см, $B = 0,25$, $p = 10$), из условия $\rho(E_m) = 0$ находим

$$\frac{2pE_1^{3/2}}{3BF\sqrt{E_n}} \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_1}} - 1 \right)^2 = \sqrt{\frac{E_m}{E_1}} + 1. \quad (11)$$

В первом приближении из системы уравнений имеем

$$\frac{4\pi u}{\epsilon e} \frac{d}{dE} (\rho^{(0)} \rho^{(1)}) = \frac{\rho^{(0)}(E)}{e} \left\{ g + n_3 c(E) \frac{V(E_1)}{V(E)} + \frac{uc(E)}{V(E)} N_0^+ + \right. \\ \left. + \frac{4\pi e V(E_1)}{\epsilon V^3(E)} D n_3 c(E) N_0^+ \frac{dV(E)}{dE} + \frac{4\pi u n_3 V(E_1)}{\epsilon V^2(E)} \frac{dV(E)}{dE} \right\}. \quad (12)$$

Интегрируем (12), для скорости домена получаем

$$-u = V(E_1) \left\{ n_3 \left(\frac{1}{N_0^+} + \frac{1}{N_0^-} \right) + \frac{\tau(0)}{\tau_m} E_1 D \left\langle \frac{1}{V^3(E) \tau(E)} \frac{dV(E)}{dE} \right\rangle \right\} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{\tau(0)}{\tau_m} V(E_1) E_1 \left\langle \frac{1}{V^2(E)} \frac{dV(E)}{dE} \right\rangle \right\}^{-1}, \quad (13)$$

где $\tau_m = e/4\pi n_3 A$ — максвелловское время диэлектрической релаксации полупроводника, D — коэффициент диффузии электронов. Символ $\langle f \rangle$ означает операцию усреднения с весом $\rho^{(0)}$

$$\langle f \rangle = \left[\int_{E_1}^{E_m} \rho^{(0)} f dE \right] \left[\int_{E_1}^{E_m} \rho^{(0)} dE \right]^{-1}. \quad (14)$$

Скорость домена можно определить, вычислив интегралы

$$\Phi_1 = \int_{E_1}^{E_m} \rho^{(0)}(E) dE, \quad (15)$$

$$\Phi_2 = \int_{E_1}^{E_m} \frac{\tau(0) \rho^{(0)}(E)}{V^3(E) \tau(E)} \frac{dV(E)}{dE} dE, \quad (16)$$

$$\Phi_3 = \int_{E_1}^{E_m} \frac{\rho^{(0)}(E)}{V^3(E)} \frac{dV(E)}{dE} dE. \quad (17)$$

Тогда

$$-u = V(E_1) \left[n_3 \left(\frac{1}{N_0^0} + \frac{1}{N_0^-} \right) + \frac{E_1 D}{\tau_m} \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \right] \times \\ \times \left[1 + \frac{\tau(0)}{\tau_m} V(E_1) E_1 \frac{\Phi_3}{\Phi_1} \right]^{-1}. \quad (18)$$

При вычислении интегралов (15)–(17) используются (3) и (8), а также следующее неравенство, обозначения и приближения:

$$\frac{y+1}{(y-1)^2} > \alpha \equiv \frac{2pE^{3/2}}{3BF\sqrt{E_n}}, \quad y \equiv \sqrt{\frac{E}{E_1}}, \quad b \equiv \sqrt{\frac{F}{BE_1}}, \quad (19)$$

$$\sqrt{y^2-1} \approx y \left(1 - \frac{1}{2y^2} \right), \quad \frac{1}{2y^2-1} \approx \frac{1}{2y^2} \left(1 + \frac{1}{2y^2} \right).$$

Полученные выражения весьма громоздки и здесь они не приводятся. Приближенно их можно записать в виде

$$\Phi_1 \approx \rho_0 E_1 \left\{ \sqrt{\frac{E_m}{E_1} - 1} \left[\left(\alpha + \frac{2}{3} \right) \frac{E_m}{E_1} + 3\alpha - \frac{2}{3} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\alpha}{4} \sqrt{\frac{E_m}{E_1}} \left(\frac{E_m}{E_1} + \frac{15}{2} \right) \right] - \frac{15}{8} \alpha \ln \left| \sqrt{\frac{E_m}{E_1} - 1} + \sqrt{\frac{E_m}{E_1}} \right| \right\}, \quad (20)$$

$$\Phi_2 \approx \frac{7\rho_0 p V \sqrt{F^3}}{9 V_0^2 E_n \sqrt{B^3 E_1}}, \quad (21)$$

$$\Phi_3 \approx \frac{\rho_0 p}{3 V_0 B} \sqrt{\frac{E_1}{E_n}} \left(1 + \frac{5BF\sqrt{E_n}}{pV\sqrt{E_1^3}} \right). \quad (22)$$

Выражение (20) получено с помощью использования неравенств (10) и разложения подынтегрального выражения в ряд с учетом (19). Пренебрегая при тех же условиях (10) и (19) малыми членами по сравнению с b^2 и учитывая, что $b^2 > y^2$ и наибольшим членом после интегрирования в Φ_2 является $28 b^4/3y^2$ на нижнем пределе интегрирования, приходим к выражению (21). А (22) получено в пренебрежении малыми членами по сравнению с b^2 и $\frac{1}{B^2}$ и с использованием неравенств (10), (19) и $3 < 2 b^4 B^2$, а также разложений

$$\ln \left(1 + \frac{1}{b^2} \frac{E_m}{E_1} \right) \approx \frac{1}{b^2} \frac{E_m}{E_1},$$

$$\ln \frac{E_m}{E_1} \approx 1 - \frac{E_1}{E_m} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_1}{E_m} \right)^2.$$

Подстановка (20)–(22) в (18) показывает, что скорость домена в значительной степени зависит от отношения времени захвата ρ . Вклад второго члена в числителе (18) резко увеличивается по сравнению со вкладом второго члена в формулу (27) работы [16]. Если принять для $GaAs$ значения параметров $c(0) = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2 \text{ сек}^{-1}$, $N_0^0 \approx N_0^- = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $A = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{в сек}$, $D = 200 \text{ см}^2/\text{сек}$, $E_1 = 200 \text{ в/см}$, $\varepsilon = 12,5$, а также взять $B = 0,25$, $\rho = 10$, $E_n = 2,6 \text{ кв/см}$, $E_t = 6 \text{ кв/см}$, $F = 4,7 \text{ кз/см}$, $g = 400 \text{ сек}^{-1}$, то численные оценки по формуле (18) уже при $E_m \approx 6,1 \text{ кв/см}$ дают для скорости домена значение, приблизительно в полтора раза превышающее соответствующее значение u работы [16]. Обычно поправка, вносимая вторым членом в знаменателе, мала

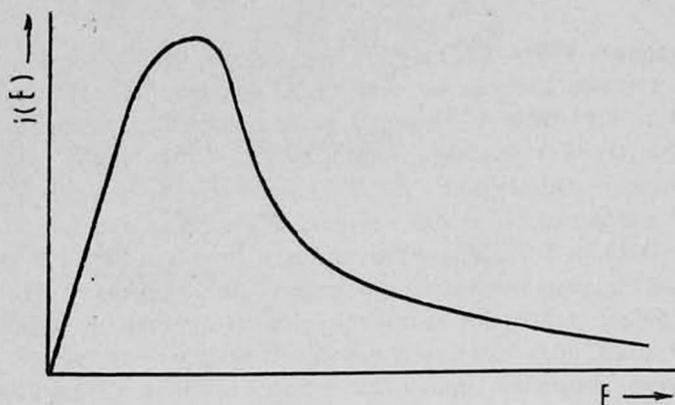
$$\frac{\tau(0)}{\tau_m} V(E_1) E_1 \frac{\Phi_3}{\Phi_1} < 1.$$

Из формулы (18) следует, что учет захвата на уровни электронов из боковой долины приводит к увеличению скорости домена. Превалирующий захват на центры медленных электронов из боковой долины, по существу, увеличивает число быстрых свободных электронов, остающихся незахваченными в центральной долине. Из (18) можно судить о зависимости скорости домена от концентрации свободных электронов, уровня подсветки и температуры решетки. Это находится в качественном согласии с выводами работ [5, 9, 16], в которых показано, что скорость тем выше, чем больше концентрация свободных электронов. Из наклона температурной зависимости скорости перемещения доменов в [9] установлено, что энергия активации скорости не совпадает с глубиной залегания уровней, определяемой электрическими измерениями. В (18) теперь температурная зависимость u определяется не только n_3 , но и другими членами, зависящими от температуры. Что же касается влияния примесной подсветки на движение домена, то зависимость u от интенсивности подсветки I может быть и нелинейной (так как теперь от I зависит не только $n_3 \sim g$, но и ρ). В рамках настоящего сообщения нельзя сказать что-либо определенное о влиянии света зона-зона на скорость домена из-за пренебрежения в настоящем рассмотрении наличием дырок.

В заключение отметим, что для вольт-амперной характеристики образцов, имеющих в запрещенной зоне полупроводника глубокие центры, при учете сильного захвата на эти центры электронов из боковой долины из (7) и (8) можно получить выражение

$$j(E) = \frac{en_3 V(E)}{v(E) \left[1 + \frac{(E/F)^2 (\rho - 1)}{1 + (E/F)^2} \right]}, \quad (23)$$

из которого следует, что учет захвата из боковой долины может существенно изменить форму вольт-амперной характеристики (см. рисунок). Например, для $\rho = 10$ максимальное значение кривой $j(E)$ уменьшается примерно



Вольт-амперная характеристика.

в 6,5 раза, а начало участка, соответствующего насыщению дрейфовой скорости электронов, — приблизительно в 10 раз. Напомним, что в [8] величина ρ определялась как раз из близкой к (23) характеристики.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 22.XI.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Heeks. IEEE Trans., ED-13, 68 (1966).
2. Y. Tokutaru. Appl. Phys. Lett., 14, 212 (1969).
3. J. L. Teszner, D. Voccon-Gibod. J. Appl. Phys., 44, 2765 (1973).
4. С. А. Костылев, Л. М. Погорелая, Н. В. Привалов. ФТП, 8, 87 (1974); Материалы Всесоюзного симпозиума «Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна», стр. 163, Новосибирск, 1974.
5. H. K. Sacks, A. G. Milnes. Int. J. Electron., 30, 49 (1971).
6. M. Kikuchi. Solid-State Commun., 5, 855 (1967).
7. B. K. Ridley, J. J. Crisp, F. S. Shishtyanu. J. Phys. C, Solid State Phys., 5, 187 (1972).
8. Б. К. Ридли, Ф. С. Шишияну. ФТП, 7, 905 (1973).
9. Ф. С. Шишияну. ФТП, 9, 20 (1975).
10. Y. Tokutaru, N. Mikoshiba. Japan J. Appl. Phys., 12, 1753 (1973).
11. K. E. Kröll. Phys. Stat. Sol., 24, 707 (1967).
12. Б. Л. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, Изд. Наука, М., 1972.
13. H. C. Law, K. C. Kao. Solid State Electron., 13, 1119 (1970).
14. H. K. Sacks, A. G. Milnes. Int. J. Electron., 28, 565 (1970).
15. H. Kroemer. J. Appl. Phys., 43, 5124 (1972).
16. Б. Л. Гельмонт, М. С. Шур. ФТП, 5, 2116 (1971).
17. Ф. Ф. Каваринов, Р. А. Суриц. Материалы IV Зимней школы по физике полупроводников, Л-д, 1972, стр. 245.

18. G. Pataki. Труды Симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах. Изд. Минтис, Вильнюс, 1972.
19. Ю. В. Воробьев, Ю. И. Карханин, О. В. Третьяк. ФТП, 3, 1808 (1969).
20. О. В. Третьяк. ФТП, 4, 616 (1970).
21. H. Kroemer. IEEE Trans., ED-13, 27 (1966).
22. B. W. Hakki. J. Appl. Phys., 38, 803 (1967).
23. J. Wang. J. Inst. Math. and Appl., 11, 251 (1973).
24. П. А. Бородавский, В. А. Зименков, А. Г. Лазакова. Материалы Всесоюзного симпозиума «Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна», стр. 398, Новосибирск, 1974.
25. Б. С. Лисенкер, Л. И. Магарилл. Тезисы II симпозиума по физике плазмы и электрическим неустойчивостям в твердых телах, Вильнюс, 1974.

ԵՐԿԿՆՎՍԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ԳՈՄԵՆԱՅԻՆ
ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՎԱՐՈՍՅԱՆ

Կառարված է դոմենային անկայունության տեսական հաշվարկ էլեկտրոնային արսենիդ գալիումի համար՝ հաշվի առնելով էլեկտրոնների դրավումը կենտրոնական և կողմնային մի-նիմալներից ակցեպտորային կենտրոններ, որոնք էներգետիկորեն տեղավորված են արգել-ված գոտու վերին կեսում:

TO THE THEORY OF DOMAIN ELECTRICAL
INSTABILITY IN TWO-VALLEY SEMICONDUCTORS

V. M. HARUTYUNYAN, A. G. VAROSYAN

The theoretical consideration of domain instability in n -type $GaAs$ was carried out taking into account the electron trapping from the lower and the upper valleys on the acceptor centres energetically disposed in the upper half of energy gap.

ВЛИЯНИЕ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НА СРЕДНЮЮ ПО ВРЕМЕНИ ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ДИОДА ГАННА

В. М. АРУТЮНЯН

Изучено влияние на ВАХ полевого выброса электронов с глубоких акцепторных уровней и захвата ими электронов с центральной и боковой долин.

При движении домена сильного электрического поля (ДСЭП) в полупроводнике, в верхней половине запрещенной зоны которого наряду с мелкими ионизированными донорными центрами (с концентрацией N_g) имеются глубокие акцепторные центры (с концентрацией N_0), возможна ионизация акцепторов горячими электронами.

Основными процессами в указанной системе являются (рис. 1): обмен электронами между долинами, захват электронов из центрального и бокового минимумов на акцепторные центры, а также ударная ионизация горячими электронами в сильном электрическом поле домена электронов, на-

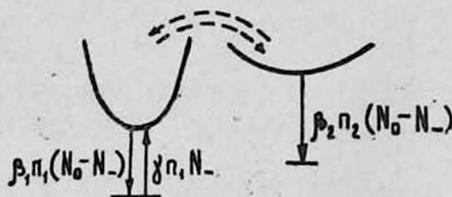


Рис. 1.

ходящихся на глубоких центрах, в зону проводимости. При этом считается, что поле недостаточно для непосредственного выброса электронов в верхнюю боковую долину и, тем более, для осуществления ударной ионизации типа зона-зона.

Наличие двух механизмов изменения концентрации свободных носителей заряда — увеличивающегося с полем E захвата электронов на глубокие уровни и увеличивающейся с полем примесной ударной ионизации, имеющих место в условиях интенсивного междолинного переноса, сильно затрудняет количественное описание явлений, происходящих в домене. Ясно, что в такой системе возникнет дополнительная неустойчивость [1]; при определенном соотношении между параметрами колебания могут иметь место даже при положительной дифференциальной проводимости [2], появятся аномалии в амплитудно-частотных зависимостях генерационно-рекомбинационного шума [3, 4]. Должны существенно измениться средняя по времени ВАХ диода и полевая зависимость дрейфовой скорости электронов, так как эти зависимости резко меняются при учете рассеяния электронов в центральной долине на ионизированных примесях [5] или учете захвата и ударной ионизации типа зона-зона [5—8]. Нами предпринята

попытка аналитически описать среднюю по времени ВАХ указанного выше диода.

Ниже предполагается, что концентрация электронов в центральной долине (n_1) и в боковых минимумах (n_2) связаны друг с другом в зависимости от напряженности электрического поля E в ДСЭП так

$$\frac{n_2}{n_1 + n_2} = \frac{n_2}{n} \approx \left(\frac{E}{\varepsilon_n} \right)^q, \quad (1)$$

причем ε_n превышает пороговое значение для «чистого» эффекта Ганна, равное в $GaAs$ 3,3 кВ/см. При выборе такого вида мы руководствовались тем, что в ряде работ [6, 9—11] эти зависимости рассчитаны или экспериментально измерены, причем в различных работах $q=2; 4,5$ и др. значениям. Учет непараболичности зоны проводимости в $GaAs$ приводит к значению q меньше единицы.

Однако указанные значения q относятся к случаю, когда в слабо легированном полупроводнике реализованы еще сравнительно малые напряженности электрического поля в домене. Поэтому для исследуемой здесь структуры вид (1) выбран фактически произвольно, поскольку пока невозможно отдать предпочтение какой-либо иной форме зависимости n_2/n от поля. Тепловым выбросом электронов с глубоких акцепторов в долины здесь пренебрегается из-за меньшей по сравнению с полевой скоростью тепловой генерации.

Если β'_1 и β'_2 — коэффициенты захвата из центральной и из боковой долин, N_- — концентрация глубоких акцепторов, уже захвативших электрон, то скорости захвата есть $\beta'_1 n_1 (N_0 - N_-)$ и $\beta'_2 n_2 (N_0 - N_-)$. Тогда для каждого типа электронов можно записать следующие уравнения:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial J_{n1}}{\partial x} = \gamma n_1 N_- - \beta'_1 n_1 (N_0 - N_-), \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \frac{\partial J_{n2}}{\partial x} = -\beta'_2 n_2 (N_0 - N_-), \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = -\gamma n_1 N_- + \beta'_2 n_2 (N_0 - N_-), \quad (4)$$

где γ — коэффициент ударной ионизации акцептор — зона проводимости.

Если в рассматриваемой области полей считать скорости электронов в центральной (v_{n1}) и боковой (v_{n2}) долинах не зависящими от поля, то введем обозначения

$$\xi = \frac{n_2}{n_1}, \quad \tau_{10} = \frac{1}{\beta'_1 N_0}, \quad \tau_{21} = \frac{1}{\beta'_2 N_0} \cdot \frac{v_{n2} - v_D}{v_{n1} - v_D} = \frac{1}{\beta'_2 N_0}, \quad (5)$$

из риманова решения уравнений (2)—(4) нетрудно получить следующее выражение для величины объемного заряда $\rho = e(N_g^+ - N_- - n_1 - n_2)$:

$$\frac{\rho}{e} = \frac{N_g + \left(\frac{1}{\tau_{21}} - \frac{1}{\tau_{10}}\right) \left(\gamma N_0 + \frac{1}{\tau_{10}} - \frac{1}{\tau_{21}}\right)^{-1} N_0 - \frac{(1+\xi) J_n}{e(v_{n1} + \xi v_{n2})}}{1 + \frac{(1+\xi) v_D}{v_{n1} + \xi v_{n2}} - \frac{N_0(v_{n1} - v_D)}{\gamma N_0 + \frac{1}{\tau_{10}} - \frac{1}{\tau_{21}}} \frac{4\pi e}{\varepsilon} \frac{\partial \ln \xi}{\partial E}} \quad (6)$$

Приняв следующие реально выполнимые неравенства

$$\xi_m v_{n2} > v_{n1} > v_{n2}, \quad \beta_3 > \beta'_1, \quad \gamma_m > \beta'_1, \quad (7)$$

из (6) можно получить выражение

$$\frac{\gamma_m}{\beta_3} = \frac{v_{n2} - v_D}{v_{n1} - v_D} \frac{J_2}{J - J_1}, \quad (8)$$

где J — полный ток,

$$J_1 = e v_{n2} N_g, \quad J_2 = e v_{n2} N_0. \quad (9)$$

Индекс m указывает на значение величин в вершине, где напряженность электрического поля E_m максимальна.

Для использованных в [7, 13] зависимостей

$$\gamma = \gamma_\infty \exp\left(-\frac{c}{E^2}\right), \quad \beta_3 = \beta_3^0 \left(\frac{E}{\varepsilon_n}\right)^2 \quad (10)$$

из уравнения (8) имеем

$$\left(\frac{\varepsilon_n}{E_m}\right)^2 \exp\left(-\frac{c}{E_m^2}\right) = \frac{\beta_3^0}{\gamma_\infty} \frac{v_{n1} - v_D}{v_D - v_{n2}} (\tilde{n} - 1), \quad (11)$$

где

$$\tilde{n} = \frac{N_0}{N_g \left(1 - \frac{J}{J_1}\right)}. \quad (12)$$

При ионизации типа уровень—зона проводимости дырки не возникают и поэтому до порогового значения напряженности электрического поля $E_{кр}$ можно пользоваться результатами, полученными в [14], согласно которым выражение для величины объемного заряда записывается в виде

$$\rho(E) = \rho_0 \sqrt{\frac{E}{E_R} - 1}. \quad (13)$$

Значения ρ_0 и v_D можно получить из формул (15) и (29) работы [13].

Из (13) при граничных условиях

$$E = E_R, \quad x = 0; \quad E = E_{кр}, \quad x = x_{кр} \quad (14)$$

имеем

$$x_{кр} = \frac{\varepsilon E_R}{2\pi\rho_0} \sqrt{\frac{E_{кр}}{E_R} - 1}, \quad E_I = E_R \left(1 + \frac{4\pi^2\rho_0^2}{\varepsilon^2 E_R} x^2\right), \quad (15)$$

где E_R — величина напряженности электрического поля на границе доме-

на. Из выражения (6) для ρ при использовании неравенств (7) и легко выполняемого с ростом E приближения

$$\left(1 + \frac{v_D}{v_{n2}}\right) E (\gamma - \beta_3) > (v_{n1} - v_D) \frac{4\pi ek}{\varepsilon} \quad (16)$$

можно получить выражение для E в виде

$$\begin{aligned} E - E_{кр} - \frac{\beta_3^0 \bar{n}}{\varepsilon_n^2} \left\{ (E^3 + 2cE) \frac{1}{3\gamma(E)} - (E_{кр}^3 + 2cE_{кр}) \frac{1}{2\gamma(E_{кр})} - \right. \\ \left. - \frac{4\sqrt{c^3}}{3\gamma_\infty} \left[y\left(\frac{\sqrt{c}}{E}\right) - y\left(\frac{\sqrt{c}}{E_{кр}}\right) \right] - \frac{\beta_3^0 (\bar{n} - 1)}{5\varepsilon_n^2} \left[\left(E^3 + \frac{4}{3} cE^3 + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{16}{3} c^2 E \right) \frac{1}{\gamma^2(E)} - \left(E_{кр}^3 + \frac{4}{3} cE_{кр}^3 + \frac{16}{3} c^2 E_{кр} \right) \frac{1}{\gamma^2(E_{кр})} \right] + \right. \\ \left. + \frac{16\sqrt{2}c^5\beta_3^0(\bar{n}-1)}{5\gamma_\infty^2\varepsilon_n^2} \left[y\left(\frac{\sqrt{2c}}{E}\right) - y\left(\frac{\sqrt{2c}}{E_{кр}}\right) \right] \right\} = \frac{4\pi e N_0 (x - x_{кр})}{\varepsilon_n \left(1 + \frac{v_D}{v_{n2}}\right)}. \quad (17) \end{aligned}$$

Таблица значений функции $y(u)$ содержится в [15], стр. 80.

Ширину слоя умножения ДСЭП получим с помощью граничного условия $E = E_m$, $x = d$. Это означает пренебрежение размером обогащенного слоя по сравнению с шириной обедненного слоя, что имеет место в реальных диодах. Среднюю по времени ВАХ диода можно найти из выражения

$$V = \frac{1}{2} E_m (d - x_{кр}) + \frac{1}{2} E_{кр} d. \quad (18)$$

Для численных оценок в уравнении (11) используем следующие значения входящих в (11) величин: $N_g = 0,95 N_0$, $\gamma_\infty = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ [7], $\varepsilon_n = 2,6 \text{ кв/см}$ [14], $\beta_2' = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ [7, 16] (полученные величины E_m и J/J_1 сохраняются и в случае, когда ε_n больше порога возникновения ганновских осцилляций [4], например, для $\beta_2' = 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$ и $\varepsilon_n = 3,7 \text{ кв/см}$), $\sqrt{c} = 100 \text{ кв/см}$, $v_{n1} - v_D = 1,16 (v_D - v_{n2})$. Тогда уравнению (11) удовлетворяют следующие пары величин E_m и тока: $E_m = 19 \text{ кв/см}$ и $J = 0,007 J_1$; $E_m = 20 \text{ кв/см}$ и $J = 0,38 J_1$; $E_m = 21 \text{ кв/см}$ и $J = 0,875 J_1$, т. е. имеет место резкий рост тока с напряжением. ВАХ имеет вид, схематически показанный на рис. 2. Можно убедиться, что на ВАХ, по крайней мере при $J < J_1$, нет участка ОС S-типа. Численные расчеты показали, что значения J/J_1 при фиксированном значении E_m уменьшаются с увеличением отношения N_g/N_0 . Таким образом, развитие примесной ударной ионизации глубоких уровней может существенно изменить один из важных параметров диода — ширину ВАХ. Уменьшение ширины ВАХ чаще всего является физической причиной отказа при работе прибора.

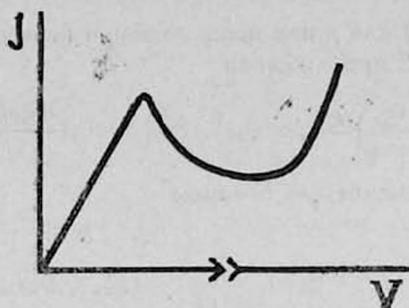


Рис. 2.

В заключение отметим, что сейчас в литературе нет установившегося мнения о виде зависимости коэффициентов ударной ионизации глубоких уровней γ и захвата β от напряженности электрического поля [14, 17]. Часто отсутствуют и экспериментально найденные значения констант, входящих в эти зависимости.

Заметим, что настоящее рассмотрение легко распространить на случай существенно иных, чем (10), зависимостей γ и β_3 от E . Аналитические выражения для E и $d-x_{кр}$ будут выражаться (см. [14]) через специальные функции (интегральную показательную функцию $Ei(z)$; связанную с интегралом ошибок функцию $y(u)$ [15] и др. при степенной зависимости β_3 от E с положительным показателем степени, кратным $1/2$, и при экспоненциальной зависимости γ от E типа $\gamma \sim \exp(-b/E)$ и $\gamma \sim \exp(-c/E^2)$). Выбор γ в виде $\gamma_0 e^{\lambda E}$ позволяет получить аналитические выражения для любой растущей с E степенной зависимости β_3^*). В [14] проведен также анализ случая, когда примесная ударная ионизация имеет место в условиях полевой зависимости $v_{л1}^*$.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 3.X.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Артеменко и др. ФТТ, 14, 1613 (1972).
2. В. Л. Бонч-Бруевич. ФТП, 3, 357 (1969).
3. А. Ф. Кравченко и др. ФТП, 8, 721 (1974).
4. Б. С. Лисенкер и др. ФТП, 9, 151 (1975); Микроволновая электроника, 4, 317 (1975).
5. М. Е. Левишингейн, Ю. К. Пожела, М. С. Шур. Эффект Ганна, Изд. Советское радио, М., 1975.
6. Генерация СВЧ колебаний с использованием эффекта Ганна, Материалы Всесоюзного симпозиума, Новосибирск, ИФП СО АН СССР, 1974.
7. Б. Л. Гельмонт, М. С. Шур. ФТП, 7, 76, 453, 538 (1973).
8. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Изв. вузов, Радиотехника, 17, 87 (1974); Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 115, 189 (1975); Радиотехника и электроника, 20, 1960 (1976).
9. Н. Кроетер. IEEE Trans., ED-13, 27 (1966).
10. В. Ш. Накки. J. Appl. Phys., 38, 808 (1967).

* Выполнение неравенства (16) требуется, разумеется, для всех вариантов зависимостей γ и β_3 .

11. J. Wang. J. Inst. Math. and Appl., 11, 251 (1973).
12. G. A. Acket. Phil. Res. Repts., 22, 541 (1967).
13. Б. А. Гельмонг, М. С. Шур. ФТП, 5, 2116 (1971).
14. В. М. Арутюнян и др. Препринт ИРФЭ АН АрмССР № 2, Ереван, 1975.
15. Е. Янке и др. Специальные функции, Изд. Наука, М., 1964.
16. J. S. Heeks, A. D. Woode. IEEE Trans., ED-14, 512 (1967).
17. В. А. Кузьмин и др. ФТП, 9, 1729 (1975).

ԽՈՐԸ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ՀԱՐՎԱԾԱՅԻՆ ԻՈՆԻԶԱՑԻԱՅԻ
ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԳԱՆՆԻ ԴԻՈԴԻ ԸՍՏ ԺԱՄԱՆԱԿԻ
ՄԻՋԻՆ ՎՈՒՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐՈՒ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է խորը ակցեպտորային մակարդակներից էլեկտրոնների դաշտի օգնությամբ ազատման և հիմնական և եզրային հովիտներից էլեկտրոնների գրավման ազդեցությունը վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա:

THE EFFECT OF IMPACT IONIZATION OF DEEP LEVELS ON THE TIME—AVERAGED CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC OF GUNN DIODE

V. M. HARUTYUNYAN

The effect of field emptying of deep acceptor levels and the capture of electrons from the central and high valleys on the C—V characteristic has been studied.

ДИСЛОКАЦИОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА
В МОНОКРИСТАЛЛАХ Ge

А. А. ДУРГАРЯН, М. А. ФАХЕМ

Методом свободных изгибных колебаний проведено экспериментальное исследование поглощения ультразвука в кристаллах n -Ge на частотах $1 \div 6$ кГц в температурном интервале $20 \div 500^\circ\text{C}$. Обнаружены три релаксационных максимума с энергией активации 0,64, 0,81 и 1,04 эв соответственно при температурах 180° , 320° и 420°C , которые объясняются с помощью модели дислокационных перегибов. Из экспериментальных результатов вычислены концентрация точечных дефектов на дислокациях ($C \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$), коэффициент диффузии точечных дефектов вдоль дислокаций ($D \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$) и коэффициент демпфирования ($B \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ дин сек см}^{-2}$). Исследована также ориентационная зависимость поглощения ультразвука в кристаллах Ge.

Движение дислокаций в кристаллах с ковалентными связями значительно затруднено вследствие высокого барьера Пайерлса. Это и является одной из причин отсутствия единой точки зрения на характер поглощения ультразвука в этих кристаллах, несмотря на наличие большого числа теоретических [1—3] и экспериментальных [4—11] работ.

Кесслер [4] обнаружил релаксационный пик с энергией активации 1,1 эв в кристаллах Ge при 380°C на частоте 40 кГц и объяснил его миграцией вакансий в поле напряжения дислокаций. Аналогичный пик на частоте 10 кГц получен Александровым и др. [5]. Сузуки связывает этот пик с перераспределением вакансий, сопровождающим движение перегибов [6]. Аналогичные результаты получены в работах [7, 11], где наблюдавшиеся максимумы поглощения ультразвука связываются с образованием и движением перегибов на дислокациях. Саутгейт [8] обнаружил два пика поглощения ультразвука в кристаллах Ge с энергией активации $\approx 1,1$ эв на частоте 100 кГц при температуре 470°C , обязанный электронам, и при $T = 770^\circ\text{C}$, связанный с диффузией кислорода. Жмудский и др. [9] на частоте 2 кГц наблюдали монотонное возрастание поглощения ультразвука в температурном интервале $20 \div 500^\circ\text{C}$ и объясняли его колебанием дислокаций в поле точечных дефектов. В работе [10] в кристаллах Ge в области $80 \div 400^\circ\text{K}$ также не обнаружено максимумов поглощения ультразвука, обусловленных дислокациями.

Движение дислокаций и дислокационное поглощение ультразвука в ковалентных кристаллах описывается с помощью моделей резких перегибов [1], точек торможения [2] и струнной модели [3]. Уточнение и развитие этих моделей, а также выяснение характера поглощения ультразвука в этих кристаллах возможно лишь при дальнейшем экспериментальном исследовании релаксационных процессов в кристаллах со структурой алмаза.

Целью настоящей работы является выяснение характера релаксационного поглощения ультразвука в монокристаллах Ge в килогерцевом диапазоне частот в области температур $20 \div 500^\circ\text{C}$.

Методика эксперимента

Поглощение ультразвука и модуль Юнга в кристаллах Ge (марки 2ЭС 15.III.26 с удельным сопротивлением $\rho \approx 15$ ом см, плотностью дислокаций $N \approx 6 \cdot 10^3$ см⁻²) определялись методом затухания свободных изгибных колебаний [12] с погрешностью, не превышающей $\pm 1\%$. Измерения проводились в интервале частот 1–6 кгц в амплитудно-независимой области поглощения ультразвука.

Скорость нагрева и охлаждения образцов не превышала 0,7 град/мин. Деформация образцов Ge осуществлялась методом четырехточечного изгиба при температуре 750°C. Плотность дислокаций N менялась от исходной $\approx 6 \cdot 10^3$ до $\approx 10^6$ см⁻². Степень пластической деформации определялась отношением величины остаточного перегиба к длине образца. Образцы вырезались по направлению [111] в виде брусков длиной 80–60 мм и сечением от 2×6 до 7×6 мм².

Результаты эксперимента и их обсуждение

На кривой температурной зависимости поглощения ультразвука в кристаллах Ge на частоте 4,23 кгц наблюдались три максимума поглощения при температурах 180°, 320° и 420°C (рис. 1). При этом направление колебаний составляло угол 13,8° с нормалью к плоскости (11 $\bar{2}$).

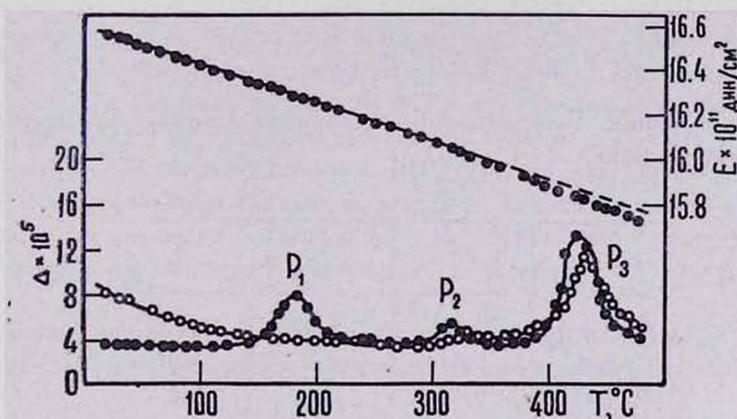


Рис. 1. Температурная зависимость поглощения ультразвука (Δ) и модуля упругости (E) в монокристаллах Ge на частоте 4230 гц: ● — при направлении колебаний под углом 13,8° к направлению нормали к плоскости (11 $\bar{2}$); ○ — при направлении колебаний под углом 13,8° к направлению [110].

При изменении направления колебаний на 90°, т. е. когда колебания происходили под углом 13,8° по отношению нормали к плоскости (1 $\bar{1}$ 0), оставаясь в плоскости (111), пик P_1 при $T=180^\circ\text{C}$ полностью исчезал, а второй (P_2) и третий (P_3) пики несколько уменьшались и смещались в область высоких температур. Смещение пика в область высоких температур обусловлено увеличением частоты измерения.

Учитывая монорелаксационность этих пиков, из графика логарифмической зависимости частоты пика от обратной температуры были рассчитаны энергия активации процессов (E_a) и частотный фактор (f_0) (рис. 2).

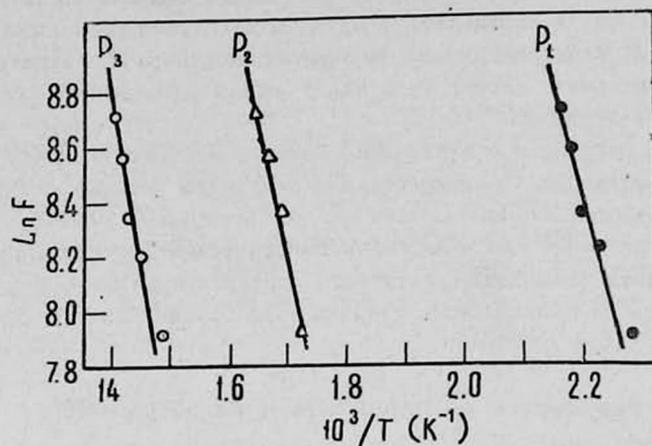


Рис. 2. Логарифмическая зависимость частоты пика от обратной температуры: ●, Δ и ○ — соответственно для первого, второго и третьего пика.

Энергия активации (E_0) рассчитывалась также по формуле Верта [13] (см. таблицу)

$$E_0 = kT \ln \frac{kT}{hf}$$

где k — постоянная Больцмана, h — постоянная Планка, f — частота пика, T — температура пика.

Таблица

	P_1	P_2	P_3
f_0 (сек ⁻¹)	$6,5 \cdot 10^{10}$	$3,5 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$
E_a (эв)	0,64	0,81	1,04
E_0 (эв)	0,7	1	1,2

Как видно из таблицы, результаты обоих расчетов в пределах ошибок совпадают. После химической полировки глубиной 150 мкм в смеси ($HF+3HNO_3$) высота пиков P_1 и P_3 не изменялась, а высота второго пика значительно уменьшилась. Отжиг при $T=650^\circ\text{C}$ в течение 21 часа привел к исчезновению пиков P_1 и P_3 и значительному увеличению высоты пика P_2 . Влияние различной степени деформации (0,1%, 1,1% и 2,2%) на поглощение ультразвука в области пиков показано на рис. 3. Исходя из того, что пик P_1 (рис. 3а) исчезает после отжига и вновь наблюдается после деформации, можно считать, что этот пик имеет дислокационное происхождение. Из ориентационной зависимости поглощения ультразвука следует, что пик P_1 связан с дислокациями, лежащими в плоскости (111) и ориентиро-

ванными по направлению $[1\bar{1}0]$. Кроме того, из экспериментального определения плотности дислокаций в плоскости $(1\bar{1}0)$ по ямкам травления было получено число, примерно в 10 раз большее, чем для других плоскостей.

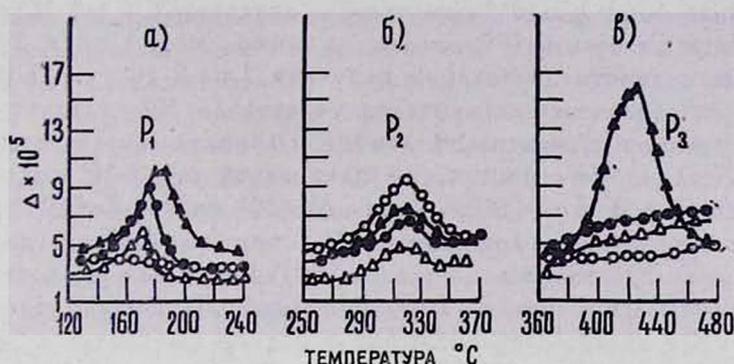


Рис. 3. Температурная зависимость поглощения ультразвука (Δ) в области пиков: (а) — для пика P_1 ; (б) — для пика P_2 ; (в) — для пика P_3 : \circ — после отжига при температуре 650°C в течение 21 часа; \triangle — после деформации (0,1%); \bullet — после деформации (1,1%); \blacktriangle — после деформации (2,2%).

Пики поглощения ультразвука в кристаллической решетке типа алмаза, связанные с легким движением дислокационных перегибов, наблюдаются в кристаллах Ge при низких температурах и имеют энергию активации 0,07 эв [14]; при высоких температурах ($\approx 1000^\circ\text{C}$) наблюдаются пики поглощения с энергией активации $\approx 1,6$ эв, связанные с образованием парных перегибов [15]. Энергия активации 0,64 эв для пика P_1 больше энергии легкого движения перегибов (0,07 эв), но меньше энергии, необходимой для образования парных перегибов, и близка к энергии активации движения геометрических перегибов [11, 12]. Изменение высоты пика связано с изменением плотности дислокаций и перегибов при деформации и отжиге.

С учетом монорелаксационности процесса и предположения о движении геометрических перегибов время релаксации можно записать в виде [1, 11]

$$\tau = \frac{L^2}{\pi^2 \nu l^2} \exp \frac{E}{kT},$$

где ν — частота Дебая (10^{13} сек^{-1} , L — длина дислокационного сегмента, l — длина геометрического перегиба, E — энергия активации, $\tau_0 = \frac{L^2}{\pi^2 \nu l^2}$ — характеристическое время процесса. Полагая $L = 50 l$, получаем значение $\tau_0 = 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ сек}$, или частотный фактор $f_0 \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, что совпадает с частотным фактором, полученным из условия $\omega\tau = 1$ для пика P_1 (см. таблицу).

Другой выбор длины сегмента по сравнению с [11], где принимается $L = 10 l$ ($\rho \approx 5 \text{ ом см}$, $N \approx 10^4 \text{ см}^{-2}$), обусловлен тем, что в настоя-

щей работе использовались более совершенные кристаллы ($\rho = 15$ ом см, $N = 6 \cdot 10^3$ см⁻²). При малых наклонах дислокаций относительно долины Пайерлса модель перегибов и струнная модель К. Г. Л. должны дать одинаковые результаты [12]. При этом условии учитывая, что высота пика $\Delta_{\max} = 1,7 \cdot 10^{-5}$, плотность дислокаций $N \approx 6 \cdot 10^3$ см⁻², модуль сдвига G_{Ge} есть $6 \cdot 10^{11}$ дин/см², а также $\omega = 1$, $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$ сек, для длины сегмента дислокации получаем $L = 1,2 \cdot 10^{-3}$ см. При такой длине дислокационного сегмента из условия $L = 50l$ следует, что наклон дислокации относительно долины Пайерлса составляет угол $\approx 2^\circ$. Для кристаллов Ge с плотностью дислокаций $N \approx 5 \cdot 10^8$ см⁻² получено, что $L = 7,9 \cdot 10^{-5}$ см [16], а при $N = 10^5$ см⁻² — $L = 10^{-4}$ см [11], откуда следует, что в кристаллах Ge при плотностях дислокаций $N < 10^5$ см⁻² L должна быть больше 10^{-4} см, что как раз и получается (при $N = 6 \cdot 10^3$ см⁻² имели $L = 1,2 \cdot 10^{-3}$ см). При этих условиях значение $L = 50l$ является приемлемым.

Химическая полировка глубиной 150 мкм уменьшает высоту пика P_2 , а отжиг при $T = 650^\circ\text{C}$ в течение 21 часа приводит к увеличению его высоты (рис. 3б). Деформация (0,1%) при $T = 750^\circ\text{C}$ в течение 7 часов и последующее охлаждение со скоростью 5 град/мин приводят к исчезновению пика P_2 . При повторных деформациях (1,1% и 2,2%) и охлаждении со скоростью 20 град/мин пик возрастает соответственно на 20% и 30%. Известно [11], что шлифовка и последующий отжиг при средних температурах ($500 \div 600^\circ\text{C}$) приводят к увеличению плотности дислокаций в поверхностном слое. Вагатсома и др. рентгенотопографическим методом показали, что отжиг деформированных кристаллов при средних температурах приводит к перераспределению дислокаций, которое связано движением и аннигиляции перегибов на дислокациях [11]. Такие явления наблюдаются также в деформированных кристаллах при медленном охлаждении. По-видимому, такое увеличение плотности дислокаций в приповерхностном слое и привело к появлению пика после отжига при 650°C .

Деформация $\approx 0,1\%$ при 750°C и последующее медленное охлаждение, эквивалентное отжигу, привело к исчезновению пика P_2 . Действительно, отжиг при 750°C без нагрузки также приводит к исчезновению пика P_2 . Увеличение высоты пика при деформациях обусловлено увеличением плотности дислокаций (до 10^8 см⁻²) и перегибов.

Энергия активации пика P_2 ($E = 0,81$ эв) составляет почти половину энергии активации движения дислокаций или половину энергии образования парных перегибов в кристаллах Ge [15], и это дает основание предполагать, что пик P_2 обязан образованию моноперегибов на дислокациях, расположенных в приповерхностном слое кристаллов Ge.

Пик P_2 исчезает после отжига при температуре 650°C . Деформация (0,1% и 1,1%) при температуре 750°C в течение 7 часов оказывается недостаточной для возникновения этого пика (рис. 3в). После этих деформаций наблюдается лишь возрастание фона поглощения ультразвука в температурной области этого пика. Пик вновь появляется после деформации $\approx 2,2\%$ при $T = 780^\circ\text{C}$ в течение 21 часа при последующем охлажде-

нии со скоростью 20 град/мин. Химическая полировка глубиной 150 мкм не влияет на высоту пика. Наблюдается незначительная зависимость пика от ориентации, т. е. при изменении направления колебаний в плоскости (111) от направления $[1\bar{1}2]$ к направлению $[1\bar{1}0]$ высота пика уменьшается незначительно. На основании этого можно предположить, что пик P_3 связан с объемными дислокациями, ось которых направлена по $[111]$ или имеет составляющие в этом направлении. Согласно модели точек торможения [2], максимум поглощения ультразвука пропорционален плотности перегибов и расстоянию между точками торможения (ступеньки, вакансии, примеси). По-видимому, при деформациях $\approx 0,1\%$ и $\approx 1,1\%$ скорость увеличения плотности точек торможения больше, чем скорость образования перегибов, т. е. для пика P_3 при этих деформациях больше сказывается влияние отжига, чем деформации, и вследствие этого наблюдается только увеличение фона поглощения ультразвука. Энергия активации этого пика составляет 1 эв, а частотный фактор $f_0 \approx 1,4 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$.

Кесслер [4] на частоте 40 кГц и $T=380^\circ\text{C}$ и Калзечи и др. [7] на частоте $2 \div 5$ кГц и $T=380^\circ\text{C}$ получили пик поглощения в кристаллах Ge с энергией активации $\approx 1,1$ эв. Кесслер связывает полученный пик с миграцией вакансий в поле напряжения дислокаций. Сузуки и Калзечи [6, 7] считают, что полученный Кесслером пик связан с перераспределением точечных дефектов на дислокациях.

Из теории взаимодействия дислокаций с точечными дефектами [4, 7] для максимума поглощения ультразвука следует выражение

$$\Delta_{\max} = 10^{-10} NL^4 CGkT, \quad (1)$$

где $C \approx 4,5 \cdot 10^{22} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$ — концентрация точечных дефектов G — модуль сдвига, а для времени релаксации процесса —

$$\tau_0 = 10^{-1} \left(\frac{v_0^3}{A}\right) \left(\frac{kT}{D}\right), \quad (2)$$

где $A = \frac{4}{3} \left(\frac{1+n}{1-n}\right) Gb\eta\rho^3$ — постоянная взаимодействия примесь-дислокация, $v_0 \approx b \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, D — коэффициент диффузии в Ge, n — коэффициент Пуассона, ρ — радиус атома и $(1+n)\rho$ — радиус точечного дефекта. Используя эти уравнения и принимая, что равновесная концентрация вакансий при температуре пика есть $C \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, а коэффициент взаимодействия $A \approx 10^{19} \text{ эрг см}$, Кесслер для температурнезависимого коэффициента диффузии получил $D_0 = 10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$, что на несколько порядков меньше значения коэффициента диффузии для вакансий [17].

Из уравнений (2) для пика P_3 с учетом значений $f_0 = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$, $T = 700^\circ\text{K}$, $\Delta_{\max} = 1,6 \cdot 10^{-5}$, $L = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ и $A = 3,4 \cdot 10^{19} \text{ эрг см}$ получено $C = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Как и следовало ожидать, полученное значение для концентрации точечных дефектов вокруг дислокаций оказывается много больше, чем равновесная концентрация дефектов в кри-

сталле ($C \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$), полученная из соотношения $C = 4,5 \cdot 10^{22} \times \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$, где $E \approx 2 \text{ эв}$ — энергия образования вакансий.

Для коэффициента диффузии из выражения (2) при $\tau_0 \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ получается значение $D = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$ при $\eta = 0,01$ и $D = 2,5 \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{сек}$ при $\eta = 0,1$, т. е., как и следовало ожидать, коэффициент диффузии увеличивается с уменьшением радиуса точечного дефекта.

Расчет температурнезависимого коэффициента диффузии по Брейлсфорду [1] ($D_0 = \frac{2l^2f_0}{\pi}$) дает значение $D_0 = 51,5 \text{ см}^2/\text{сек}$ при средней длине перегиба $l = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, а для коэффициента диффузии при температуре пика P_3 с энергией активации $\approx 1 \text{ эв}$ получается значение $D = 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$. Близкий результат для коэффициента диффузии вдоль дислокаций ($D = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$) получается также при использовании метода расчета Ямафуджи [18]. Полученные результаты для концентрации точечных дефектов и коэффициента диффузии вдоль дислокаций дают основание предполагать, что пик P_3 обусловлен перераспределением точечных дефектов на перегибах вдоль дислокаций.

Значение коэффициента диффузии ($10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$), полученное Кесслером, по-видимому, нужно отнести к температурозависимому коэффициенту диффузии, а несколько большее значение D связано с повышенной плотностью дислокаций и концентрацией примесей.

Расчет коэффициента демпфирования (B) для пика P_3 по Лейбфриду [19] дает значение $4 \cdot 10^{-4} \text{ дин сек см}^{-2}$, а из условия $B = \frac{kT}{b^3\nu_D}$ [7], где $\nu_D = 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ — частота Дебая, получается значение $2,2 \cdot 10^{-4} \text{ дин сек см}^{-2}$. Из значения максимума поглощения P_3 по К. Г. Л. [12] было получено $1,6 \cdot 10^{-2} \text{ дин сек см}^{-2}$.

Как видно из полученных результатов, теоретическое значение коэффициента демпфирования меньше, чем полученное из экспериментальных данных. Такое расхождение, наблюдаемое и для металлов, обусловлено, по-видимому, некоторыми микроскопическими параметрами (концентрацией примесей, углом между действующей силой и направлением дислокаций и др.), которые не учитываются при расчете.

Линейный спад модуля упругости (рис. 1) до 370°C связан с ангармонизмом колебаний решетки [12]. Незначительное отклонение от линейности выше 370°C обусловлено термоактивационными процессами.

Ереванский государственный
университет

Поступила 26.VI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Bratlsford. Phys. Rev., 122, 778 (1961); 128, 1033 (1962); 137A, 1562 (1965); J. Appl. Phys., 36, 3941 (1965).
2. S. Ninomiya, R. Thomson, F. Carcia-Moliner. J. Appl. Phys., 35, 3607 (1964).
3. A. Seeger. Phil. Mag., 1, 651 (1956).

4. J. O. Kessler. Phys. Rev., 106, 645 (1957).
5. А. Н. Александров и др. ФТТ, 10, 2871 (1968).
6. H. Suzuki. J. Phys. Soc. Japan, 18, Suppl. 1, 182 (1963).
7. F. Calzetti, P. Gondi, S. Montovani. Nuovo Cim., B54, 165 (1968); J. Appl. Phys., 40, 4798 (1969).
8. P. D. Southgate. Proc. Phys. Soc., 76, 385, 398 (1960).
9. А. Э. Жмудский и др. Ученые записки ЕГУ, 1, 55 (1969).
10. W. L. Haworth, R. Mottas, H. K. Birnbaum. J. Appl. Phys., 43, 3658 (1972).
11. K. Ohori, K. Sumino. Phys. Stat. Sol. (a), 9, 151 (1972).
12. А. А. Дургарян, М. А. Фахем. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 116 (1976).
13. А. Н. Александров, В. С. Мордюк. Внутреннее трение и физические свойства тугоплавких металлов, Саранск, 1963, стр. 31.
14. L. P. Khiznichenko et al. Phys. Stat. Sol., 21, 805 (1967).
15. R. Labuch. Phys. Stat. Sol., 10, 645 (1965).
16. A. Granato, R. Truell. J. Appl. Phys., 27, 1219 (1956).
17. H. Letow, N. Portnoy, L. Shifkin. Phys. Rev., 102, 636 (1956).
18. K. Yamafuji, Ch. Vemer. J. Appl. Phys., 36, 3283 (1965); см. также Актуальные вопросы теории дислокаций, Изд. Мир, М., 1968, стр. 115.
19. G. Z. Leibfried. Phys. Bd., 127, 344 (1950).

ՈՒՆԻՎԵՐՍԻՏԵՏԻ ԳԻՍՆՈՒԿԱՑԻՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ
Ge-ի ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԻՆԳՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Մ. Ա. ՖԱՀԵՄ

Աշխատանքում կատարված է ուլտրաձայնի կլանման փորձնական ուսումնասիրությունը Ge բյուրեղներում $1 \div 6$ կՖց հաճախությունների և $20 \div 500^\circ\text{C}$ ջերմաստիճանային տիրույթներում: Հաշտարկված են երեք ուլտրաձայնի մարսիմոմենտներ՝ 180° , 320° և 420°C ջերմաստիճաններում համապատասխանաբար 0,64, 0,81 և 1,04 էվ ալտիվացման էներգիայով, որոնք բացառվում են դիսլոկացիոն ծովածրնների մոդելով: Փորձնական արդյունքներից կլանվող հաշտված է դիսլոկացիաների վրա կետային դեֆեկտների խտությունը ($C \approx 2 \cdot 10^{13}$ սմ), դիսլոկացիայի երկայնքով դիֆուզիայի գործակիցը ($D \approx 3 \cdot 10^{-6}$ սմ²/վրկ) և արդեղակման B գործակիցը ($B \approx 2 \cdot 10^{-2}$ դին սմ⁻²): Ge բյուրեղներում ուսումնասիրված է նաև ուլտրաձայնի կլանման օրինաացիոն կախումը:

DISLOCATION ABSORPTION OF ULTRASOUND
IN Ge SINGLE CRYSTALS

A. H. DURGARYAN, M. A. FAHEM

Using the free flexural oscillation method the absorption of ultrasound in Ge single crystals at resonance frequencies $1 \div 6$ KHz was experimentally investigated in the temperature range $20 \div 500^\circ\text{C}$. Three relaxation peaks with activation energies 0.64, 0.81 and 1.04 eV are observed at temperatures 180, 320 and 420°C respectively. These peaks are explained in terms of the dislocation kink model. On the basis of experimental results the concentration of point defects around dislocations $C \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, their diffusion coefficient along dislocations $D \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ and the damping coefficients $B \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ dyn sec cm}^{-2}$ have been calculated. The dependence of ultrasound absorption in Ge crystals on the crystal orientations was investigated as well.

ЭПР ИОНОВ Mo^{3+} В МОНОКРИСТАЛЛАХ ЛЮТЕЦИЕВО-АЛЮМИНИЕВОГО ГРАНАТА

Э. Г. ШАРОЯН, О. С. ТОРОСЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН, Э. А. МАРКОСЯН

Исследованы спектры ЭПР ионов Mo^{3+} в лютециево-алюминиевом гранате при $\nu=9,35$ Гц и $T=77^\circ\text{K}$. Показано, что ионы Mo^{3+} изоморфно замещают ионы Al^{3+} в октаэдрической координации. Из-за большого расщепления в нулевом поле наблюдается только один переход $-1/2 \rightarrow +1/2$. Определены константы спин-гамма-тонна, описывающего экспериментальные данные, а также обсуждены причины уширения сигнала ЭПР ионов Mo^{3+} в лютециево-алюминиевом гранате по сравнению с иттриево-алюминиевым гранатом.

Введение

В работах [1, 2] было обнаружено, что при выращивании монокристаллов иттриево-алюминиевого граната ($Y_3Al_2O_{12} \equiv YAlG$) и корунда (Al_2O_3) в молибденовых контейнерах при некоторых условиях имеет место вхождение ионов Mo^{3+} в решетку этих кристаллов и изоморфное замещение ими ионов Al^{3+} , находящихся в октаэдрической координации. Нами выращены монокристаллы лютециево-алюминиевого граната ($Lu_3Al_2O_{12} \equiv LuAlG$), в которых также обнаружены и подробно исследованы методом ЭПР ионы Mo^{3+} .

Методика эксперимента

Монокристаллы $LuAlG$ были выращены расплавленным методом направленной кристаллизации [3]. В качестве исходных компонент использовались окись лютеция высокой чистоты (марки ЛюО-1) и кристаллы сапфира, полученные предварительно методом Вернейля. Компоненты в стехиометрических количествах расплавлялись (для $LuAlG$ $T_{пл} = 2000 \pm 30^\circ\text{C}$) в молибденовых контейнерах в атмосфере азота с небольшим количеством водорода (15÷20%). Кристаллизация осуществлялась со скоростью 1,5÷2,0 мм/час. Полученные образцы были бесцветными, область спектральной прозрачности составляла 0,25÷6 мкм.

Спектры ЭПР были измерены на радиоспектрометре ЭПР-2 ИХФ на частоте 9,35 Гц при $T=77^\circ\text{K}$. Монокристаллы ориентировались в резонаторе ЭПР-спектрометра с помощью гониометра, вращающего кристалл вокруг двух взаимно перпендикулярных осей. Точность ориентировки монокристаллов была $\pm 12'$. Магнитные поля мерились измерителем типа ЕП-2, частота СВЧ излучения измерялась гетеродинным волномером ЧА-5.

Результаты и обсуждение

Кристаллическая структура гранатов описана в [4, 5]. Монокристаллы $LuAlG$ относятся к пространственной группе $O_h^{10} - Ia3d$ с кубической

кристаллической решеткой; постоянная решетки исследованных нами монокристаллов при комнатной температуре — $a = 11,920 \text{ \AA}$. Ионы Al^{3+} в гранатах занимают два структурно-неэквивалентных положения: в одном ион Al^{3+} окружен октаэдром ионов кислорода O^{2-} — положения 16 (а), в другом — тетраэдром ионов кислорода — положения 24 (d). На каждой пространственной диагонали элементарной ячейки $LuAlG$ расположены по два иона Al^{3+} в октаэдрической координации: октаэдры искажены вдоль общей оси $[111]$ и повернуты вокруг нее на равные углы $\pm \alpha$ (28°) в противоположных направлениях. На осях $[001]$ $LuAlG$ попарно расположены ионы Al^{3+} в тетраэдрическом окружении, которые искажены вдоль общей оси $[001]$ и также повернуты вокруг нее на равные углы $\pm \beta$ ($\sim 15^\circ$) в противоположных направлениях. Таким образом, в элементарной ячейке $LuAlG$ имеется 8 неэквивалентных положений ионов Al^{3+} в октаэдрической координации и 6 неэквивалентных положений — в тетраэдрической координации. В случае, когда эффективный спин парамагнитного иона, замещающего ион Al^{3+} , $S < 2$, оси искажения $[111]$ и $[001]$ являются осями аксиальной симметрии, и потому два центра, находящиеся на этих осях, магнитно эквивалентны. Для ионов Mo^{3+} $S = 3/2$ и, следовательно, при изоморфном замещении ионов Al^{3+} ионами Mo^{3+} в элементарной ячейке граната имеется 4 магнитно-неэквивалентных октаэдрических положения и 3 тетраэдрических.

При произвольной ориентации монокристаллов $LuAlG$ относительно магнитного поля в интервале магнитных полей 1500–3500 э наблюдалась система из 4-х линий, что указывает на замещение ионов Al^{3+} в октаэдрических положениях. При ориентации пространственной диагонали параллельно магнитному полю один из сигналов ЭПР смещается в область максимального магнитного поля, а остальные три сливаются, так как три другие пространственные диагонали образуют с H одинаковый угол $\theta = 70^\circ 32'$. Это аналогично поведению ионов Mo^{3+} в $YAlG$. На рис. 1 при-

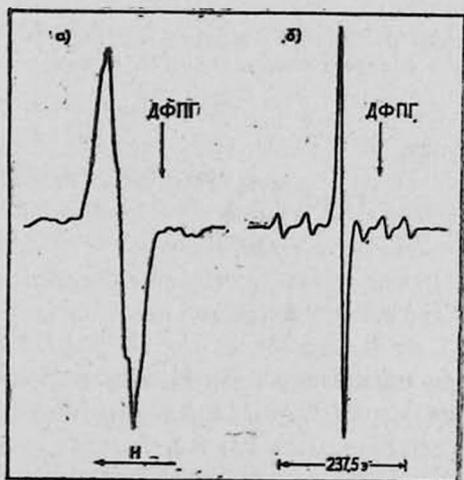


Рис. 1. Спектры ЭПР ионов Mo^{3+} в монокристаллах $LuAlG$ (а) и $YAlG$ (б) ($H \parallel z$, $T = 77^\circ K$).

ведены спектры ионов Mo в $LuAlG$ и $YAlG$ при $T=77^\circ K$ и $H \parallel [111]$. В случае узких линий (Mo^{3+} : $YAlG$) вид спектров ЭПР ионов Mo характерен. Центральная интенсивная линия обусловлена четными изотопами Mo , ядерный спин которых равен нулю; 6 компонентов СТС обусловлены нечетными изотопами Mo^{95} и Mo^{97} , ядерный спин которых $I=5/2$. Отношение интегральных интенсивностей центральных линий к сумме линий СТС хорошо совпадает с природным распространением изотопов молибдена ($Mo^{чет} - 75\%$, $Mo^{нечет} - 25\%$).

В случае $LuAlG$ из-за уширения линии сверхтонкая структура четко не проявляется. Только крайние компоненты СТС ионов Mo разрешаются в кристаллах $LuAlG$ (рис. 1а). На рис. 2 приведены зависимости ширины центральной линии от ориентации кристалла в магнитном поле для $LuAlG$ и $YAlG$ (кривые 2, 3). При углах $\theta < 5^\circ$ для $LuAlG$ центральная линия проявляет некоторую структуру, состоящую из 7 линий, которая лучше

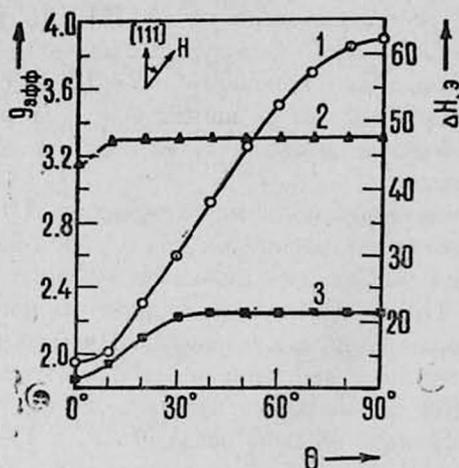


Рис. 2. Угловая зависимость $g^{эфф}$ и ширины линии ЭПР ионов Mo^{3+} в монокристаллах $LuAlG$ (переход $-1/2 \leftrightarrow +1/2$, $\nu = 9,35$ Гц, $T = 77^\circ K$).

всего разрешается при $H \parallel [111]$ (см. рис. 1а). Естественным объяснением различий спектров ЭПР ионов Mo в столь близких по структуре кристаллах, как $LuAlG$ и $YAlG$, является учет лигандной сверхтонкой структуры: у ядер Lu $I=7/2$, $\mu=2,9$ ядерн. магн., $Q=5,9$ барн, в то время как у ядер Y спин, магнитный и электрический квадрупольный моменты равны нулю. Каждый ион Mo в октаэдрической координации находится на равном расстоянии ($3,34 \text{ \AA}$) от 6 ядер Lu , а при $H \parallel [111]$, поскольку все углы между направлением магнитного поля H и прямыми, соединяющими ядра Lu с ионом Mo , одинаковы ($39^\circ 10'$), все ядра Lu становятся эквивалентными в магнитном отношении. Для случая, когда энергия квадрупольного взаимодействия больше энергии взаимодействия ядерного магнитного момента Lu с магнитным полем, образованным ионом Mo , следует рассмотреть эквивалентное взаимодействие электронного спина Mo с 6 ядрами Lu

с эффективными спинами $1/2$, что приводит к расщеплению линии на 7 компонент с соотношением интенсивностей $1:6:15:20:15:6:1$. Действительно, расчетная кривая с вышеуказанным соотношением интенсивностей в предположении лоренцевой кривой с параметром $\beta=1,2$, где β есть отношение ширины линии к величине расщепления, хорошо совпадает с экспериментальной формой кривой поглощения. При $\theta > 5^\circ$ наблюдается одиночная линия: исчезновение структуры, очевидно, связано с анизотропией магнитного расщепления. Таким образом, можно заключить, что уширение линии поглощения ионов Mo в $LuAlG$, а также его расщепление при $\theta < 5^\circ$ обусловлены лигандной СТС с ядрами Lu . Возможно, некоторое уширение линии связано также и с неоднородностью направления оси симметрии $[111]$ по объему кристалла, т. е. блочностью и мозаичностью образцов. Следует отметить, что исследуемые нами образцы $LuAlG$ имеют большую тенденцию к растрескиванию, чем $YAlG$.

На рис. 2 (кривая 1) приведена зависимость эффективного g -фактора от θ — угла между приложенным внешним магнитным полем H и осью аксиальной симметрии $[111]$ при частоте $9,35 \text{ ГГц}$. Экстремальные значения эффективного g -фактора равны: $g^{\text{эфф}}(0^\circ) = 1,960 \pm 0,005$ и $g^{\text{эфф}}(90^\circ) = 3,894 \pm 0,005$. Соотношение $g_{\perp}^{\text{эфф}} \approx 2g_{\parallel}^{\text{эфф}}$ указывает на то, что величина расщепления в нулевом поле (РНП) $2D$ много больше частоты наблюдения — $9,35 \text{ ГГц}$, а также что полный спин системы $S=3/2$ и что единственно наблюдаемая линия ЭПР (без учета магнитно-неэквивалентных положений), очевидно, соответствует переходу $-1/2 \leftrightarrow +1/2$. Ионом молибдена с $S=3/2$ является Mo^{3+} . Таким образом, из вышеприведенных фактов следует, что наблюдаемые нами сигналы ЭПР в $LuAlG$ обусловлены ионами Mo^{3+} , изоморфно замещающими ионы Al^{3+} в тригонально искаженных кислородных октаэдрах. В тетраэдрической координации ионы молибдена обнаружены не были. Измеренная концентрация Mo^{3+} , полученная сравнением с эталонным образцом, есть $3 \cdot 10^{17}$ ион/г.

Спектры ЭПР Mo^{3+} в $LuAlG$ без учета сверхтонкой структуры хорошо описываются спин-гамильтонианом аксиальной симметрии с $S=3/2$

$$H = D \left(S_z^2 - \frac{5}{4} \right) + g_{\parallel} \beta H_z S_z + g_{\perp} \beta (H_x S_x + H_y S_y), \quad (1)$$

где все обозначения общепринятые.

Известно [6], что для случая, когда РНП много больше частоты наблюдения, т. е. $2D \gg h\nu$, и $S=3/2$, имеем

$$g^{\text{эфф}}(0^\circ) = g_{\parallel}, \quad g^{\text{эфф}}(90^\circ) = 2g_{\perp} \left[1 - 3/4 \left(\frac{g_{\perp}^2 H_{\perp}^2}{2D} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Величина g_{\perp} может быть определена, как было показано в работе [2], используя значение $g^{\text{эфф}}$ при угле $\theta = 35^\circ 16'$ ($\cos^2 \theta = 2/3$); тогда

$$g^{\text{эфф}}(35^\circ 16') = \sqrt{2/3 g_{\parallel}^2 + 4/3 g_{\perp}^2}. \quad (3)$$

Для ионов молибдена в $LuAlG$ при $\nu = 9,35 \text{ ГГц}$ $g_{\parallel} = 1,960 \pm 0,005$, $g^{\text{эфф}}(35^\circ 16') = 2,76 \pm 0,01$ и из (3) получаем $g_{\perp} = 1,95 \pm 0,001$. Имея

значение g_{\perp} , а также $g^{\text{эфф}}(90^\circ)$ и H_{\perp} , с помощью соотношения (2) получаем оценочную величину РНП $|2D| = 105 \pm 85 \text{ Гц}$. Большая ошибка в определении $2D$ обусловлена, прежде всего, малой разностью $2g_{\perp} - g^{\text{эфф}}(90^\circ)$. Для определения значения $2D$ вышеописанным методом с лучшей точностью необходимы измерения при более высокой частоте, а также более точная ориентировка монокристаллов [2]. Знак константы РНП можно установить, если воспользоваться соотношением Абрагама—Прайса $2D = \lambda(g_{\parallel} - g_{\perp})$. Учитывая, что константа спин-орбитальной связи ионов Mo^{3+} $\lambda > 0$, можно заключить, что $2D > 0$.

Из спектра рис. 1а была оценена также константа СТС ионов Mo^{3+} в LuAlG , а также константа лигандной СТС, обусловленная ядром Lu при $\theta = 0^\circ$: $A_{\text{Lu}}^{\text{Mo}} \approx 143 \text{ МГц}$, $A^{\text{Lu}}(39^\circ 10') = 15 \text{ э}$.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 15.IV.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Ch. S. Bagdasarov et al. Phys. Stat. Sol. (b), 46, 745 (1971).
2. E. G. Sharoyan et al. Phys. Stat. Sol. (b), 65, 773 (1974).
3. A. G. Petrosyan et al. Kristall und Technik, 10, 467 (1975).
4. S. Geller, M. Gilileo. Phys. Chem. Sol., 3, 30 (1957).
5. S. Geller, M. Gilileo. Phys. Rev., 110, 73 (1958).
6. J. E. Geusic, M. Peter, E. O. Schlz-Du Bois. Bell Syst. Tech. J., 38, 291 (1959).

Mo^{3+} իոնների էլեկտրոնային ՊԱՐԱՄԱԳԻՆՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍՆԸ ԼՅՈՒՏԵՏԻՈՒՄ-ԱԼՅՈՒՄԻՆԻՍԻՆ ՆՌԻԱԲԱՐԻ ՄԻԱՔՑՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Է. Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ, Զ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ, Ա. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Է. Ա. ՄԱՐԿՈՍՅԱՆ

Հետազոտված են Mo^{3+} իոնների էլեկտրոնային պարամագնիսական ռեզոնանսի (էՊՌ) սպեկտրները $\nu = 9,35 \text{ Գհց}$ և $T = 77^\circ\text{K}$ դեպքում: Ցույց է տրված, որ Mo^{3+} իոնները իզոմորֆ կերպով փոխարինում են Al^{3+} իոններին օկտաէդրական կոորդինացիայում: Զերոյական դաշտում ճեղքման մեծ արժեքի պատճառով դիտվում է միայն մեկ անցում՝ $-1/2 \leftrightarrow +1/2$: Որոշված են փորձնական տվյալները նկարագրող սպին-համընդհանրական պարամետրերը: Քննարկված են լյուտեցիում-ալյումինային նոնաբարում Mo^{3+} իոնների էՊՌ ազդանշանի լայնացման պատճառները համեմատած իտրիում-ալյումինային նոնաբարի հետ:

EPR OF Mo^{3+} IONS IN LUTETIUM ALUMINIUM GARNET SINGLE CRISTALS

E. G. SHAROYAN, O. S. TOROSYAN, A. G. PETROSYAN, E. A. MARCOSYAN

The EPR spectra of Mo^{3+} ions in the lutetium aluminium garnet crystal at $\nu = 9,35 \text{ GHz}$ and $T = 77^\circ\text{K}$ are investigated. It is shown that Mo^{3+} ions isomorphously replace Al^{3+} ions in the octahedral sites. Due to the large zero-field splitting only the $-1/2 \leftrightarrow +1/2$ transition is observed. The constants of the spin Hamiltonian which describes the experimental data are determined. Factors causing the broadening of EPR signal of Mo^{3+} ions in lutetium aluminium garnet as compared with that in yttrium aluminium garnet are discussed.

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИОТРОПНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ПЕНТАДЕЦИЛСУЛЬФОНАТА НАТРИЯ

М. Х. МИНАСЯНЦ, А. А. ШАГИНЯН, И. Г. ЧИСТЯКОВ

Проведено рентгеноструктурное исследование неориентированных и ориентированных (натяжением) образцов пентадецилсульфоната натрия. Установлено, что в неориентированных образцах имеются хаотично расположенные домены, внутри которых молекулы образуют параллельно расположенные ламеллярные структуры. По толщине ламеллы являются мономолекулярными. Угол наклона оси молекул к поверхности раздела ламелла-вода составляет 56° . При ориентации образца имеет место укрупнение доменов.

Известно, что дифильные вещества и их водные растворы обладают специфическими структурными свойствами, обусловленными сосуществованием двух противоположных тенденций в одной молекуле. Вследствие того, что часть молекулы обладает гидрофильностью, а другая — липофильностью, в воде образуются агрегаты, внутри которых молекулы дифиля ориентированы таким образом, что неполярные парафиновые цепочки обращены внутрь агрегата, а полярные головки расположены на гидратированных поверхностях агрегатов. В высококонцентрированных водных растворах дифиля независимо от состава водной дисперсии образуется ряд различных жидко-кристаллических (ЖК) мезофаз, обладающих помимо лиотропного полиморфизма также и термотропным полиморфизмом [1, 2]. Различные ЖК-фазы такой системы, полученной на основе жирных кислот, мыл и полярных липидов, были охарактеризованы особенно благодаря рентгеноструктурным методам исследования [3—6].

В настоящей работе нами проведены рентгеноструктурные исследования как неориентированных, так и ориентированных (натяжением) образцов пентадецилсульфоната натрия ($C_{15}H_{31}SO_3Na$) марки К-30. Рентгеновские снимки получены на камере типа РКОП с медным K_α -излучением (фильтр Ni). Время экспозиции составляло три часа. До снятия рентгенограмм в течение получаса образец выдерживался при $80^\circ C$, а затем охлаждался до комнатной температуры. Образцы имели вид цилиндра диаметром 1 мм ($\mu t = 1,5$).

На рентгенограмме неориентированного образца имеется одно гало, а также четыре линии соответственно с межплоскостными расстояниями 4,74; 27,4; 3,98; 2,83 и 2,00 Å. Образец был исследован также и на камере типа РКД, дающей возможность получить рефлексы в интервале углов $2\theta = 5^\circ \div 85^\circ$. Межплоскостные расстояния и относительные интенсивности всех рефлексов, полученных с помощью медного излучения, приведены в таблице.

Присутствие гало свидетельствует о том, что в образце существуют участки с неориентированными молекулами, в то время, как остальные рефлексы, имеющие форму однородных окружностей, говорят о том, что в образце имеются также совершенно хаотично расположенные друг относи-

Таблица
Межплоскостные расстояния и относительные интенсивности рефлексов пентадецилсульфоната натрия

Рефлекс	Обозначение рефлексов	Межплоскостное расстояние в Å	Относительн. интенсивн.
гало	$d_{г1}$	4,74	9
1	d_1	27,45	10
2	d_2	3,98	2
3	d_3	2,83	7
4	d_4	2,00	6
5	d_5	1,61	4
6	d_6	1,39	1
7	d_7	1,24	4
8	d_8	1,14	4
9	d_9	0,99	1
10	d_{10}	0,93	2
11	d_{11}	0,89	2
12	d_{12}	0,85	2

тельно друга домены, внутри которых молекулы К-30 расположены совершенно упорядоченно.

Для расшифровки полученных рентгенограмм представим схематически возможные внутримолекулярные структуры лиотропных ЖК. Как известно [3], в лиотропных ЖК при отсутствии воды или в присутствии малой концентрации воды реализуется внутримолекулярная ламеллярная структура, т. е. имеется чередование параллельно расположенных друг относительно друга бимолекулярных слоев дифиля и слоев воды (рис. 1). В ламеллах моле-

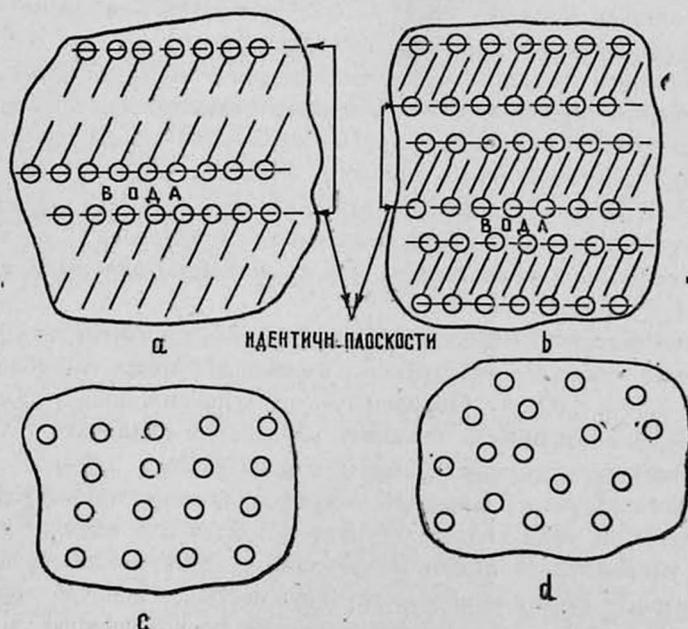


Рис. 1. Схема структуры доменов лиотропного жидкого кристалла.

кулы дифиля могут ориентироваться или под углом к поверхности раздела ламелла-вода, или перпендикулярно к ней. Оставаясь ориентированными, молекулы в ламеллах могут располагаться друг относительно друга или хаотично (рис. 1d) или в определенном порядке (рис. 1c). По толщине ламелла может быть как бимолекулярной (рис. 1a), так и мономолекулярной (рис. 1b).

Транс-структура углеводородного скелета молекулы К-30 приведена на рис. 2, где угол между соседними С—С-связями составляет 109° . При определенных внешних воздействиях в ламеллах может теряться ориентационный порядок. Даже в ориентированном состоянии из-за наличия вращательных и колебательных движений вокруг оси молекулы идентичные атомы углерода, находящиеся в разных молекулах, в каждый данный момент могут располагаться на разных плоскостях, проходящих через ось молекулы дифиля. Так как при рентгенографии в возникновении рефлекса участвуют многочисленные молекулы, то «средняя или статистическая молекула» будет иметь вид цилиндра (рис. 2). По количеству рефлексов

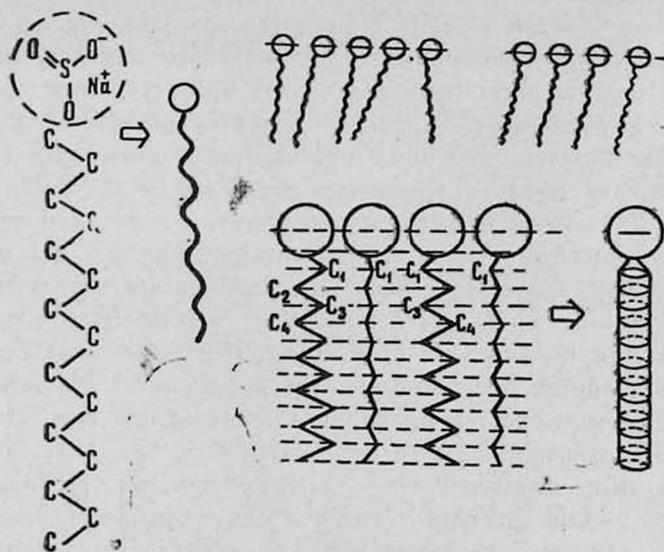


Рис. 2. Схематическая структура молекулы К-30 и варианты ее расположения в ламелле.

рентгенограммы в случае динамического состояния молекул дифиля в ламеллах будут беднее по сравнению со случаем, когда идентичные атомы углерода, находящиеся в разных молекулах, имеют определенное пространственное расположение.

Из значения величины межплоскостного расстояния $d_1 = 27,4 \text{ \AA}$ вычитывая межламеллярное расстояние, равное $\sim 10 \text{ \AA}$ [4], для толщины ламеллы получаем $17,4 \text{ \AA}$. Сопоставление этой величины с длиной молекулы К-30 транс-конфигурации, вычисленной по формуле $l = 1,265 n_C + 3 \text{ \AA}$ (n_C — число углеродных атомов в молекуле дифиля, 3 \AA — длина полярной головки) и равной $\sim 21 \text{ \AA}$, дает основание полагать, что молекулы К-30 в ламеллах расположены подобно тому, как это представлено на рис. 1b, и

что угол наклона молекул по отношению к поверхности ламелла—вода составляет 56° . На рентгенограмме обилие рефлексов, соответствующих межплоскостным расстояниям d_1 — d_{12} , свидетельствует о том, что атомы углерода в ламеллах имеют определенное пространственное расположение.

Таким образом, в образце, подверженном термообработке, имеются участки ламеллярной структуры типа рис. 1. В ламеллах молекулы дифила и атомы углерода имеют определенное пространственное расположение. Однако вследствие хаотичного расположения доменов в пространстве полученная рентгенограмма похожа на рентгенограмму поликристаллов.

На рис. 3 приведена рентгенограмма образца, ориентированного растяжением, при 35°C . Как видно из рисунка, на рентгенограмме имеются два диффузных гало с межплоскостными расстояниями $d_{\text{гл. 1}} = 4,74$ и $d_{\text{гл. 2}} = 8,75 \text{ \AA}$, причем по сравнению с первым гало второе гало имеет несколько большую интенсивность. Рефлексы, обусловленные ламеллярной структурой, в экваториальном направлении рентгенограммы становятся серповидными, что свидетельствует об ориентации ламелл по направлению механического растяжения образца. На рентгенограмме получены также отражения второго и третьего порядков, обусловленные ламеллярным слоем. По сравнению с рентгенограммой, полученной при отсутствии ориентации (которая здесь не представлена), в случае ориентированного образца число рефлексов увеличивается, хотя и их интенсивность небольшая (межплоскостные расстояния вновь появившихся рефлексов — $d'_2 = 3,24$, $d'_3 = 3,06$, $d'_3 = 2,54 \text{ \AA}$). Указанный эффект свидетельствует о наличии упорядочения структуры, имеющего место при ориентации образца. Все остальные рефлексы рентгенограммы не становятся серповидными. Это свидетельствует о том, что при ориентации доменов переориентация длинных осей молекул К-30 внутри ламелл не происходит. Интересно отметить, что на рентгенограммах ориентированного образца рефлексы не являются сплошными: каждая из окружностей состоит из множества штрихов, что, вероятно, говорит об укрупнении доменов (до размеров $\sim 10^{-3} \text{ см}$).

Рентгенограмма того же образца была снята через три месяца после ориентации (рис. 4). Из рисунка видно, что уже все рефлексы превратились в серповидные, что свидетельствует о переориентации углеводородных цепочек молекул внутри ламелл.

Ереванский государственный
университет

Институт экспериментальной
биологии АН АрмССР
Институт кристаллографии
АН СССР

Поступила 5.III.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. Spegt, A. E. Skoulios. *Acta Cryst.*, 16, 301 (1963).
2. P. A. Spegt, A. E. Skoulios. *Acta Cryst.*, 17, 198 (1964).
3. B. Gallot, A. E. Skoulios. *Kolloid-Zeitschrift und Zeitschrift für Polymere*, 2, 143 (1966).
4. J. M. Vicent, A. E. Skoulios. *Acta Cryst.*, 20, 441 (1966).

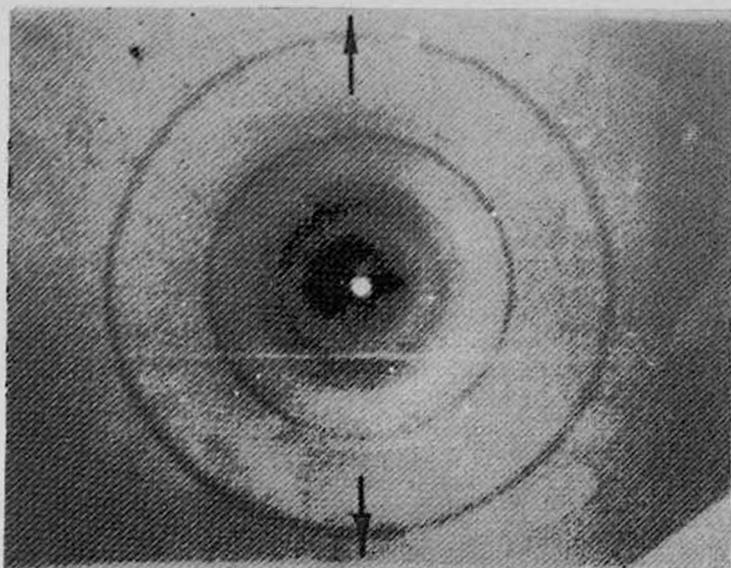


Рис. 3. Рентгенограмма ориентированного образца (стрелками показано направление растяжения).

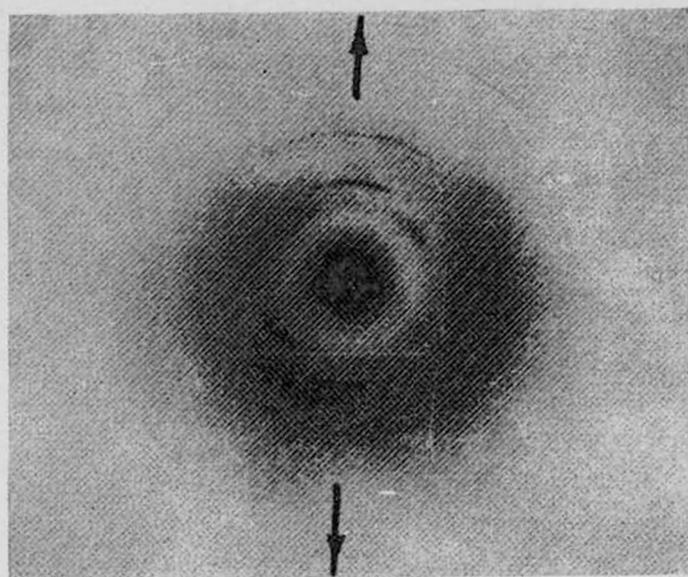


Рис. 4. Рентгенограмма образца, подверженного механической ориентации в течение 3 месяцев (стрелками показано направление растяжения).



5. A. Tardien, V. Luzzati. J. Mol. Biol., 75, 711 (1973).

6. L. Mateu, V. Luzzati. J. Mol. Biol., 75, 697 (1973).

ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ՊԵՆՏԱԳԵՑԻԼՍՈՒԼՖՈՆԱՏ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ
ՌԵՆՏԳԵՆԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅԻՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Մ. Խ. ՄԻՆԱՍՅԱՆՅ, Ա. Ա. ՇԱԳԻՆՅԱՆ, Ի. Գ. ՉԻՏՅԱԿՈՎ

Կատարված է նատրիումի պենտադեցիլսուլֆոնատ հեղուկ բյուրեղի ունեցնող անորոշ-վածքային հետազոտություն: Յուրջ է տրված, որ շերտնորոշված նմուշներում կան միանգամայն բառայնորեն ցրված դոմեններ, որոնցում մոլեկուլները դասավորվում են միմյանց զուգահեռ լամելների ձևով: Յուրաքանչյուր լամելի հաստությունը համապատասխանում է միամոլեկուլյար շերտի հաստությանը: Մոլեկուլի առանցքի թեքության անկյունը լամել-շերտ բաժանման մակերևույթի նկատմամբ 56° է: Մեխանիկական (ձգումով) կողմնորոշման հետևանքով դոմենների չափերը մեծանում են:

X-RAY STRUCTURE STUDY OF PENTADECYL SULPHONATE
NATRIUM LIOTROPIC LIQUID CRYSTAL

M. Ch. MINASYANTS, A. A. SHAGINYAN, I. G. CHISTYAKOV

The X-ray study of oriented and unoriented samples of $C_{15}H_{31}SO_3Na$ was carried out. It is shown, that in unoriented samples there are random oriented domains in which molecules form the parallel lamellar structures. The lamellae are monomolecular in the direction perpendicular to the interface. The angle between molecular axis and the interface is equal to 56° . In oriented samples the domains are larger than in unoriented ones.

КАЛИБРОВОЧНАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ
ЭФФЕКТИВНОГО ДЕЙСТВИЯ ПОЛЯ ЯНГА-МИЛЛСА

Г. К. САВВИДИ

1. В известной работе Швингера [1] изучалась проблема поляризации вакуума внешним электромагнитным полем. Вычисления проводились в однопетлевом приближении [2]. В работах [2, 3] была поставлена задача об изучении поляризационных эффектов в других теориях, в частности, в теории Янга-Миллса (Я. М.) и гравитации. При этом в калибровочных теориях всегда возникает вопрос о калибровочной инвариантности физических величин. Необходимо различать два аспекта этой проблемы: G -инвариантность — инвариантность теории относительно калибровочных преобразований — и α -инвариантность — независимость физических величин от калибровочного параметра.

На основе обобщенных тождеств Уорда [4, 5] можно показать, что при отсутствии источников в теории Я. М. имеет место α -инвариантность. Однако явного доказательства этого факта не существовало. Целью настоящей работы является прямое доказательство α -инвариантности теории Я. М. в однопетлевом приближении как при произвольной ковариантной [3—5], так и произвольной нековариантной калибровках.

2. Рассмотрим поле Я. М., связанное с простой компактной группой G . Классическое действие есть

$$S_{Y. M.} = -\frac{1}{4} \int d^4x G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a, \quad (1)$$

где

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g t^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (2)$$

есть тензор напряженности, t^{abc} — структурные константы группы, антисимметричные по всем трем индексам. Действие (1) инвариантно относительно инфинитезимальных калибровочных преобразований

$$A_\mu^a \rightarrow A_\mu^a + \nabla_\mu^{ab}(A) \delta \zeta^b, \quad (3)$$

где

$$\nabla_\mu^{ab}(A) = \delta^{ab} \partial_\mu - g t^{acb} A_\mu^c \quad (4)$$

есть ковариантная производная, обладающая свойством

$$[\nabla_\mu, \nabla_\nu] = -g \hat{G}_{\mu\nu}^a, \quad (5)$$

причем $\hat{G}_{\mu\nu}^{ab} = t^{acb} G_{\mu\nu}^c$.

3. В случае произвольной ковариантной калибровки [3—5] однопетлевой вклад $W^{(1)}$ в эффективное действие Γ равен

$$\mathcal{W}^{(1)} = \mathcal{W}_{Y.M.}^{(1)}(\alpha) + \mathcal{W}_{F.P.}^{(1)}, \quad (6)$$

где

$$\mathcal{W}_{Y.M.}^{(1)}(\alpha) = \frac{i}{2} \text{Sp} \ln [H(\alpha)], \quad (7)$$

$$\mathcal{W}_{F.P.}^{(1)} = -i \text{Sp} \ln [H_0], \quad (8)$$

$$H_{\mu\nu}(\alpha) = g_{\mu\nu} \nabla_\nu \nabla_\mu \bar{\sigma} - 2g \hat{G}_{\mu\nu} + (\alpha - 1) \nabla_\mu \nabla_\nu, \quad (9)$$

$$H_0 = \nabla_\nu \nabla_\nu, \quad (10)$$

α — калибровочный параметр. Поляризационный вклад (7) обусловлен квантами поля Я. М., а вклад (8) — фиктивными частицами [7—9].

Для полей, удовлетворяющих свободным уравнениям движения

$$\nabla_\mu^{ab} G_{\mu\nu}^b = 0, \quad (11)$$

из (5) и (9) получаем

$$\nabla_\mu H_{\mu\nu}(\alpha) = \alpha H_0 \nabla_\nu. \quad (12)$$

Поляризационный вклад фиктивных частиц (8) не зависит, естественно, от калибровочного параметра α . Следовательно, необходимо доказать независимость от α выражения (7) для полей, удовлетворяющих (11). С этой целью воспользуемся дифференциальным свойством определителей [10, 11]

$$\delta \ln \text{Det } X = \delta \text{Sp} \ln X = \text{Sp } X^{-1} \delta X, \quad (13)$$

откуда следует, что

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{W}_{Y.M.}^{(1)}(\alpha) &= \frac{i}{2} \text{Sp} \{H^{-1}(\alpha) \delta H(\alpha)\} = \\ &= \frac{i}{2} \text{Sp} \{H_{\mu\nu}^{-1}(\alpha) \nabla_\nu \nabla_\mu\} \delta\alpha = \frac{i}{2} \text{Sp} \{ \nabla_\mu H_{\mu\nu}^{-1}(\alpha) \nabla_\nu\} \delta\alpha, \end{aligned} \quad (14)$$

где мы воспользовались соотношением (9). Вычислим выражение, стоящее под общим следом. Для этого умножим равенство

$$H_{\mu\nu}(\alpha) H_{\nu\lambda}^{-1}(\alpha) = g_{\mu\lambda}$$

слева на ∇_μ и, используя (12), получим

$$\nabla_\mu H_{\mu\nu}^{-1}(\alpha) \nabla_\nu = \frac{1}{\alpha}. \quad (15)$$

Теперь можно проинтегрировать уравнение (14), что дает

$$\mathcal{W}_{Y.M.}^{(1)}(\alpha) = \mathcal{W}_{Y.M.}^{(1)}(1) + \frac{i}{2} \ln \alpha \text{Sp } 1. \quad (16)$$

Таким образом, с точностью до тривиального слагаемого, не зависящего от поля, однопетлевой вклад в эффективное действие поля Я. М. не зависит от α и равен

$$\mathcal{W}^{(1)} = \frac{i}{2} \text{Sp} \ln H(1) - i \text{Sp} \ln H_0, \quad (17)$$

где

$$H_{\mu\nu}(1) = g_{\mu\nu} \nabla_\sigma \nabla_\sigma - 2g \hat{G}_{\mu\nu}. \quad (18)$$

Вычисление величины (17) для ковариантного постоянного поля проведено в работе [3].

Совершенно аналогичным методом нетрудно доказать α -инвариантность и при произвольной нековариантной калибровке

$$-\frac{\alpha}{2} \int d^4x (\partial_\mu A_\mu^a)^2.$$

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить проф. С. Г. Матиняна и И. А. Баталина за полезное обсуждение

Ереванский физический
институт

Поступила 24.8.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Schwinger. Phys. Rev., 82, 664 (1951).
2. С. Г. Матинян, Г. К. Саввиди, ЯФ, 25, № 1 (1977).
3. И. А. Баталин, С. Г. Матинян, Г. К. Саввиди. ЯФ (в печати).
4. R. Kallosh. Nucl. Phys., B78, 293 (1974).
5. J. Honerkamp. Nucl. Phys., B48, 269 (1975).
6. R. Fukuda, J. Kugo. Preprint RIFP-237, 1975.
7. R. P. Feynman. Acta Phys. Pol., 24, 697 (1963).
8. B. De Witt. Phys. Rev., 162, 1195, 1239 (1967).
9. L. D. Faddeev, V. N. Popov. Phys. Lett., 25B, 29 (1967).
10. Ю. Швингер. Теория квантованных полей, Изд. ИЛ, М., 1956.
11. Ю. Швингер. Частицы, источники, поля, Изд. Мир, М., 1976, т. 2.

ՅԱՆԳ-ՄԻԼՆԻ ԳԱՇՏԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏՐԱՄԱՉԱՓԱՅԻՆ ԻՆՎԱՐԻԱՆՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Կ. ՍԱՎՎԻԴԻ

Ապացուցված է Յանգ-Միլլսի դաշտի էֆեկտիվ ազդեցության տրամաչափային ինվարիանտությունը մեկօղակային մոտավորությունում, աղբյուրների բացակայության դեպքում: Ապացուցվել է ինտեգրալ էֆեկտիվ կամայական կոմպակտ և ոչ կոմպակտ տրամաչափային ձևափոխությունների համար:

GAUGE INVARIANCE OF THE EFFECTIVE ACTION OF YANG-MILLS FIELD

G. K. SAVVIDI

The gauge invariance for the effective action of Yang-Mills source-free field in the one-loop approximation has been proved. The proof is valid for arbitrary covariant as well as for arbitrary non-covariant gauges.

О КОНТАКТНЫХ УРОВНЯХ НА ГРАНИЦЕ
РАЗДЕЛА ДВУХ ИДЕАЛЬНЫХ ПОДСИСТЕМ

А. Т. ДАРБАСЯН, Э. А. КАСАМАНЯН

Исследование локализованных состояний, возникающих на границе раздела двух сред, является важной задачей, представляющей практический интерес. Подобные задачи возникают в теории поверхностных состояний, когда поверхность кристалла покрыта диэлектрической пленкой окисных соединений, при исследовании контактных уровней в гетеропереходах и т. д. В этих системах в общей запрещенной зоне обеих идеальных подсистем могут возникнуть контактные уровни*, которые в определенных условиях могут играть существенную роль. Если эти уровни глубокие, то из-за сравнительно большой концентрации (порядка $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-2}$) они могут быть эффективными центрами генерации, рекомбинации или прилипания.

Исследование контактных уровней в гетеропереходах проведено, например, в работе [1] на основе модели Кронига-Пенни для кристаллического потенциала. Мы здесь рассмотрим общий случай произвольного одномерного периодического потенциала и получим качественный вывод в случае, когда подсистемы имеют разные постоянные решетки.

Для последовательного рассмотрения возможности возникновения контактных уровней и определения их положения в общей запрещенной зоне запишем соответствующее уравнение через функции Грина отдельных подсистем [2] ($\hbar = 2m_0 = 1$)

$$\frac{1 + \frac{\partial}{\partial x_1} G_1(x_1, x_1)}{G_1(x_1, x_1)} = \frac{-1 + \frac{\partial}{\partial x_2} G_2(x_2, x_2)}{G_2(x_2, x_2)}, \quad (1)$$

где x_1 — расстояние от контактной точки до ближайшего узла левой подсистемы, $(a_2 - x_2)$ — соответственно правой подсистемы (a_1, a_2 — постоянные решетки).

Сначала допустим, что обе подсистемы вместе составляют одну идеальную систему; тогда в запрещенной зоне нет дискретных состояний. Это обстоятельство позволяет несколько дополнить сведения относительно поведения функций в уравнении (1), рассмотренного в [2].

Результат можно представить в наглядной схематической форме (см. рисунок), где для простоты рассматривается запрещенная зона, следующая за первой разрешенной. Пунктирными линиями изображен график правой

* Мы рассматриваем одномерную задачу. При переходе к трехмерному случаю при определенных предположениях вместо уровня будем иметь двумерную подзону.

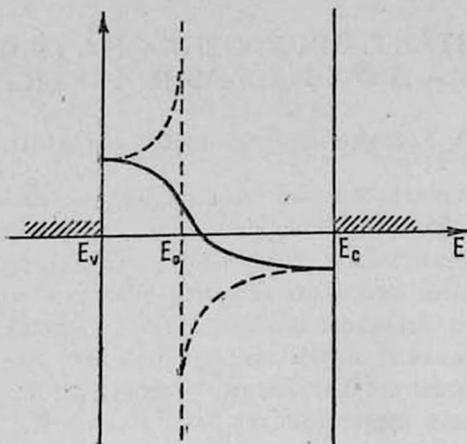


Рис. 1.

части уравнения как функция энергии при фиксированном значении параметра x_1 , сплошными линиями — левой части уравнения (1). При энергии $E=E_0$ правая часть имеет бесконечный разрыв ($E=E_0$ соответствует поверхностному уровню в модели бесконечно высокой потенциальной стенки).

Изменение параметра x_1 в пределах $0 < x_1 < \frac{a_1}{2}$ перемещает положение E_0

от нижнего до верхнего края данной запрещенной зоны, затем при $\frac{a_1}{2} < x_1 < a_1$ разрыв имеет уже левая часть уравнения (1), а правая больше не имеет. Важным свойством этого семейства графиков является то, что пересечение возможно лишь на краях зоны.

Доказательство равенства левой и правой частей уравнения (1) на краях зон тривиально, если принять во внимание общее свойство одномерной функции Грина в периодическом поле, а именно, что она на краях зон, вообще говоря, имеет особенность типа $(E-E_c)^{-\frac{1}{2}}$ (см. [3]).

Рассмотрим теперь случай, когда деформируется одна ячейка приконтактной области. При увеличении расстояния между двумя соседними атомами при неизменном потенциале в запрещенной зоне возникает один единственный уровень, причем он отщепляется от верхней разрешенной зоны и опускается по запрещенной зоне по мере увеличения этого расстояния.

Теперь увеличим постоянную решетки правой подсистемы, оставляя потенциал неизменным. Очевидно, виртуальные уровни в каждой из ям правой подсистемы опускаются, запрещенная зона становится уже, края этой зоны также опускаются. При неизменном положении контактной точки относительно левой подсистемы параметр x_2 увеличивается, асимптота удаляется от нижнего края запретной зоны и одновременно уменьшается значение правой части уравнения (1) на новом нижнем краю. Таким образом, имеет место обязательное (и причем здесь единственное) пересечение кривых ле-

вой и правой частей уравнения (1). Следовательно, в этом случае также возникает один уровень в общей запрещенной зоне двух подсистем, причем этот уровень отщепляется от нижней разрешенной зоны.

Последовательное рассмотрение требует, чтобы были приняты во внимание оба вышеуказанных обстоятельства одновременно, так как длину граничной ячейки разумнее всего считать полусуммой постоянных решеток правой и левой подсистем. Это может привести к появлению уже двух состояний в общей запрещенной зоне.

Итак, мы имеем доказательство возможности возникновения двух контактных уровней на границе раздела идеальных одномерных подсистем, причем периодический потенциал никак не конкретизируется. Подобные контактные уровни могут возникнуть также в полупроводниках, находящихся под высоким анизотропным давлением. Возникающие здесь уровни, видимо, должны быть глубокими и могут быть теми уровнями, которые необходимы в вероятном объяснении возникновения отрицательного дифференциального сопротивления [4].

Ереванский государственный
университет

Поступила 21.II.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Русанов. Письма ЖТФ, 1, 216 (1975).
2. Э. А. Касаманян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 436 (1976).
3. Э. А. Касаманян. ЖЭТФ, 69, 281 (1975).
4. Г. М. Авакьянц, Э. Г. Меликян. ФТП, 6, 2232 (1972).

ԵՐԿՈՒ ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ԵՆԹԱՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻՆ
ԿՈՆՏԱԿՏԱՅԻՆ ՄԱԿԱՐԳԱԿՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Տ. ԴԱՐԲԱՍՅԱՆ, Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է կոնտակտային մակարդակների առաջացման հնարավորությունը, երբ ենթասխտանները ունեն ցանցի տարբեր հաստատուններ: Ցույց է տրված, որ այստեղ առաջանում են երկու կոնտակտային մակարդակներ անկախ պարբերական պոտենցիալի բացահայտ տեսքից:

ON THE CONTACT LEVELS ON THE BORDER OF TWO IDEAL SUBSYSTEMS

A. T. DARBASYAN, Z. H. KASAMANYAN

The possibility for the rise of contact levels is investigated for the case where the subsystems have different lattice constants. Two contact levels are shown to be formed irrespective of the specific form of one-dimensional periodic potential.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ОКИСИ КАДМИЯ

Я. А. ПОТАПЕНКО, В. А. ДРОЗДОВ, Н. А. КАЛЬНЕВ

Пленки окиси кадмия давно находят практическое применение для изготовления «незамерзающих» стекол в авиации, прозрачных электродов, просветляющих покрытий и т. д. [1]. В то же время они являются наименее изученными из группы $A^{II}B^{VI}$ вследствие трудностей, связанных с получением образцов, и тенденции окиси кадмия к отклонению от стехиометрического состава. Рассмотрение некоторых свойств пленок окиси кадмия было проведено в работах [2—7].

В настоящей статье изложены результаты, полученные при изучении электрических свойств пленок в зависимости от режимов катодного распыления. Для приготовления пленок окиси кадмия использовался метод реактивного катодного распыления кадмия на постоянном токе в кислородсодержащей атмосфере. Электропроводность и окраска полученных слоев окиси кадмия в сильной степени зависели от условий получения. Образцы *n*-типа с удельным сопротивлением $\sim 1 \div 10^2$ ом см получались при малых скоростях распыления (разрядный ток ~ 1 ма/см², время распыления — больше часа). Полученные слои имели толщину $\approx 0,1$ мкм с характерной окраской серого цвета. Значение подвижности электронов проводимости у этих образцов было $\sim 0,8 \div 1$ см²/в сек. При повышении скорости распыления пленки имели более высокую электропроводность. При разрядном токе в $4 \div 5$ ма/см² получались слои с удельным сопротивлением $\sim 10^{-3}$ ом см, а их толщина достигала 1 мкм. Образцы на просвет имели слабую коричневую окраску.

С ростом напряжения распыления удельное сопротивление пленок уменьшается, а концентрация носителей увеличивается (рис. 1а, б). Концентрация основных носителей тока определялась из измерений коэффициента Холла по методике, описанной в работе [8]. При этом наблюдается тенденция к насыщению концентрации электронов проводимости в образцах, полученных при напряжении распыления свыше 1600 в. Холловская подвижность экспоненциально возрастает до напряжения распыления 1400 в и при дальнейшем увеличении напряжения возрастает незначительно (рис. 1в). Таким образом, увеличение электропроводности образцов окиси кадмия с увеличением напряжения распыления обусловлено возрастанием концентрации носителей и их подвижности до напряжения распыления 1400 в. Следовательно, процессы кристаллизации пленки оказывают существенное влияние на параметры получаемых образцов.

Слои с первоначально малой проводимостью (порядка единиц ом⁻¹ см⁻¹) при нагревании до 500°C увеличивают электропроводность на 1—2 порядка; в слоях с большой электропроводностью проводимость при нагревании уменьшается. По всей вероятности, слои с малой проводимости

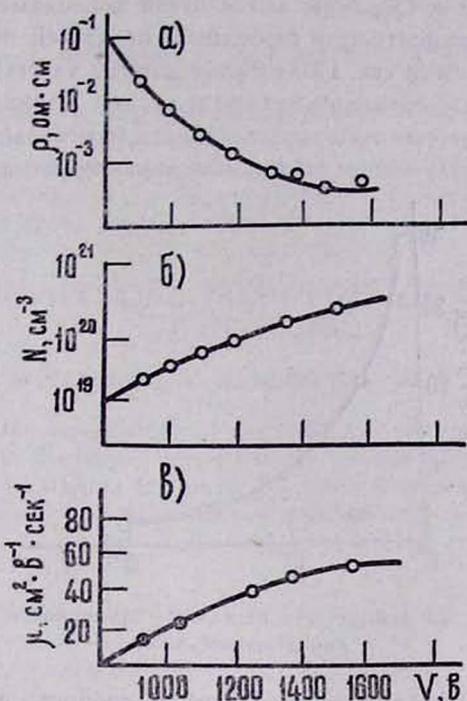


Рис. 1. Зависимость электрофизических параметров от напряжения распыления.

стью, полученные при малом разрядном токе, являются термодинамически неравновесными для более высоких температур.

Используя катоды с различным процентным содержанием меди или индия, мы имели возможность одновременно с получением пленки окиси кадмия производить ее легирование и получать образцы электронного типа проводимости в большом интервале концентраций носителей от 10^{16} до 10^{21} см^{-3} . При определенной доле кислорода легирование медью уменьшает проводимость ($7 \cdot 10^1 \div 6,9 \cdot 10^{-2} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$), а индием — увеличивает ее ($7,6 \cdot 10^1 \div 8,2 \cdot 10^2 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$). Изменение подвижности в пленках окиси кадмия с примесью индия в интервале концентраций электронов от $2 \cdot 10^{15}$ до $1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ представлено на рис. 2. Подвижность увеличивается по мере уменьшения концентрации носителей тока. На основании хода зависимости подвижности от величины концентрации электронов проводимости можно предположить, что уменьшение подвижности обусловлено не только рассеянием электронов на положительных ионах избыточного кадмия, а также на дополнительных центрах, создаваемых атомами индия, тогда как рассеяние на тепловых флуктуациях играет меньшую роль.

Приведем сравнение полученных данных с литературными источниками. Пленки окиси кадмия, полученные в работе [2], имели достаточно низкое удельное сопротивление $\sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ ом см}$ при толщине $\sim 0,3 \text{ мкм}$. Автор работы [2] использовал более высокие разрядные токи при напряже-

нии распыления 800 в. Образцы имели n -тип проводимости. В работе [3] получено значение концентрации свободных носителей $\sim 5 \cdot 10^{16} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\sim 50 \text{ см}^2/\text{в сек}$. Полученные данные качественно согласуются с [4] по легированию образцов индием и медью. Подвижность в полученных образцах больше, так как использовались оптимальные условия катодного распыления с получением стабильных характеристик.

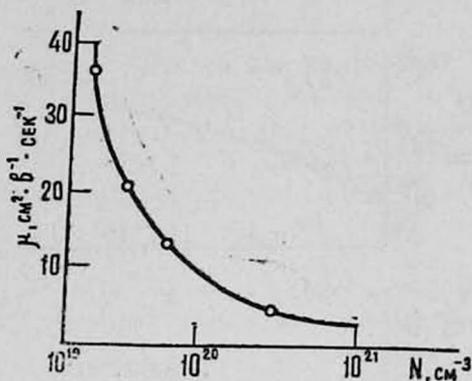


Рис. 2. Зависимость подвижности электронов проводимости от концентрации носителей тока.

В работах [5—7] изучаются оптические свойства и отмечается влияние температурных обработок на электрические параметры пленок окиси кадмия. Авторы работы [6], используя длительную тепловую обработку в различных газовых средах, получали образцы в интервале электронных концентраций $1,32 \cdot 10^{20} \div 12,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$; при этом подвижность электронов, вычисленная из оптических постоянных в ИК-области, соответственно изменялась в пределах $42 \div 2 \text{ см}^2/\text{в сек}$. Характер этих зависимостей совпадает, но подвижность полученных образцов в пределах указанных концентраций меньше. Это связано с тем, что увеличение концентрации свободных носителей достигалось введением индия, который служил дополнительным источником рассеяния электронов проводимости.

Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова

Поступила 30.XI.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика тонких пленок, т. 3, Изд. Мир, М., 1968.
2. J. S. Preston. Proc. Roy. Soc. (London), A202, 449 (1950).
3. H. Finkenrath. Z. Physik, 158, 511 (1960).
4. T. K. Lakshmanan. J. Electrochem. Soc., 110, 548 (1963).
5. В. К. Милославский. Оптика и спектроскопия, 3, 251 (1957).
6. В. К. Милославский, А. И. Ранюк. Оптика и спектроскопия, 11, 536 (1961).
7. В. К. Милославский, О. М. Шкляревский. ФТП, 5, 926 (1971).
8. Н. А. Кальнев, И. Н. Магден. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 322 (1974).

ԿԱԴՄԻՈՒՄԻ ՕՔՍԻԴԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

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

Աշխատանքում բերված են կադմիումի օքսիդի թաղանթների էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի հետազոտման արդյունքները, կախված պարզման հոսանքից և կատոդային փոշիացման լարումից, ինչպես նաև թերմոմշակման ղանաղան ձևերից: Ցույց է տրված լեզիրացնող խառնուրդների ազդեցությունը էլեկտրահաղորդականության, հաղորդականության էլեկտրոնների կոնցենտրացիայի և նրանց շարժունակության վրա:

ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF CADMIUM
OXIDE FILMS

Ya. L. POTAPENKO, V. A. DROZDOV, N. A. KALNEV

The results of the investigation of electrophysical parameters of cadmium oxide films depending on the discharge current and the voltage of cathode spraying as well as on different heat treatments are given. The effect of admixtures on the electric conductivity, the concentration of conduction electrons and their mobility is shown.

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

ЮБИЛЕЙНАЯ НАУЧНАЯ СЕССИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР, ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА И ЕРЕВАНСКОГО ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА, ПОСВЯЩЕННАЯ 70-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ ЧЛЕНА-КОРРЕСПОНДЕНТА АН АРМЯНСКОЙ ССР
НОРАЙРА МАРКАРОВИЧА КОЧАРЯНА

19 октября 1976 г. в конференц-зале Академии наук АрмССР состоялась объединенная юбилейная научная сессия, посвященная 70-летию со дня рождения члена-корреспондента АН АрмССР, заслуженного деятеля науки АрмССР, доктора физико-математических наук, профессора Норайра Маркаровича Кочаряна.

Вступительным словом сессию открыл вице-президент АН АрмССР Э. Г. Мирзабекян.

Сегодня мы собрались, чтобы отметить 70-летие со дня рождения Норайра Маркаровича Кочаряна — патриарха физики у нас в Армении, члена-корреспондента АН АрмССР, профессора, заслуженного деятеля науки. Многие из присутствующих в этом зале, в том числе и я, учились у Н. М. Кочаряна, были его дипломниками, сотрудниками и аспирантами. У всех нас в памяти сохранился образ Норайра Маркаровича — выдающегося ученого-организатора, прекрасного педагога, очень доброжелательного, справедливого и принципиального человека. И сегодняшней сессией, в программу которой включены доклады, в какой-то мере отражающие широкий диапазон его научных интересов, мы хотим подвести итоги большого пути, по которому развивались те направления физики, начало которым было положено Н. М. Кочаряном. Хотим вспомнить добрые дела, которые совершил Норайр Маркарович у истоков зарождения физики в Армении.

Когда в тридцатые годы Норайр Маркарович, будучи еще молодым, вступил на многотрудный путь служения науке, ему было нелегко. Трудно было потому, что среди многочисленных направлений физики ему необходимо было остановить свой выбор на тех из них, которые были бы наиболее актуальными и перспективными. И Норайр Маркарович, будучи ученым с широким кругозором, сумел правильно сориентироваться, выбрав такие направления, которые всегда были и остаются на переднем крае науки. В первую очередь это относится к физике космических лучей, где он сумел проявить свои качества выдающегося ученого и организатора. Норайром Маркаровичем здесь, в Армении, были начаты пионерские работы в этой области, которые в скором времени приобрели широкий размах как у нас в республике, так и за ее пределами. И очень отрадно, что та область науки, которой Норайр Маркарович посвятил большую часть своей деятельности, на сегодняшней сессии представлена докладом выдающегося ученого нашей страны, крупнейшего специалиста по физике космических лучей ака-

демика Сергея Николаевича Вернова. Это лишний раз свидетельствует о том большом авторитете, которым пользовался Н. М. Кочарян среди ученых Советского Союза, особенно среди физиков-космиков.

Поскольку вопросы происхождения космических лучей тесно примыкают к некоторым астрофизическим проблемам, оргкомитет счел необходимым включить в программу сессии доклад, находящийся на стыке астрофизики и физики космических лучей. Большой интерес представит также доклад по физике высоких энергий, затрагивающий некоторые аспекты взаимодействия частиц высоких энергий с веществом.

Н. М. Кочарян в своей научной деятельности не ограничивался только исследованиями в области физики космических лучей. Он считал, что в Армении есть и условия, и необходимость более широкого развития различных областей физики. И Норайр Маркарович проявил своеобразное мужество, заключающееся в том, что несмотря на весьма плохое состояние здоровья, в возрасте 54 лет, будучи уже общепризнанным специалистом в области физики космических лучей, взялся за организацию новых для Армении направлений физики—физики полимеров и физики твердого тела. Он заложил в ЦНИ физико-технической лаборатории АН АрмССР основы для исследований ферромагнитного резонанса, ЯМР и ЭПР, спектроскопии субмиллиметрового радиодиапазона. Эти работы нашли широкое развитие у нас в Армении, что также отражено в программе сегодняшней сессии. Сегодня мы заслушаем ряд докладов, посвященных новейшим методам исследования физических свойств твердых тел.

Поскольку жизнь и деятельность Норайра Маркаровича подробно будет освещена в специальном докладе, я не задержусь на этом вопросе. Скажу только, что вся жизнь Норайра Маркаровича есть подвиг в широком смысле этого слова, потому что не просто каждый день, каждый месяц, каждый год на протяжении 40 лет последовательно, упорно проводить эту четкую, ясную, принципиальную линию, направленную на служение науке, своему народу.

Я думаю, что сегодня мы будем свидетелями интересных докладов и убедимся в том, что те старания, те усилия и тот труд, который вложил Н. М. Кочарян в развитие науки в Армении, не пропали даром. Сегодня в Армении мы имеем широко представленные области физики, становление и успешное развитие которых неразрывно связано с именем Норайра Маркаровича Кочаряна.

На сессии были заслушаны доклады:

1. Г. М. Гарибян, Э. А. Киракосян. О научной, педагогической и организационной деятельности Н. М. Кочаряна.
2. С. Н. Вернов. Перспективы исследования космических лучей.
3. Г. М. Гарибян, Ян Ши. Жесткое переходное излучение.
4. Г. С. Саакян. Пульсары—как один из источников космических лучей.
5. А. Ц. Амагуни. Использование Ереванского ускорителя для исследований по физике твердого тела.

6. П. А. Безиргян. Рентгеноинтерферометрические исследования дефектов кристаллов.

7. Э. Г. Шароян. Радиоспектроскопические исследования кристаллов. Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

Г. М. Гарибян, Э. А. Киракосян. О научной, педагогической и организационной деятельности Н. М. Кочаряна

16 октября исполнилось 70 лет со дня рождения Нораира Маркаровича Кочаряна, члена-корреспондента АН АрмССР, заслуженного деятеля науки республики.

Н. М. Кочарян родился в 1906 г. в Ереване. После окончания в 1925 г. школы им. Х. Абовяна он два года проработал преподавателем в г. Степанаване. Вернувшись в 1927 г. в Ереван, Нораир Маркарович, блестяще выдержав вступительные экзамены, был принят на физико-математическое отделение естественного факультета Ереванского государственного университета.

В 1931 г. Нораир Маркарович окончил курс обучения и был оставлен при университете. Несколько позже он был приглашен также на работу в Ереванский политехнический институт. На кафедре физики медицинского института Н. М. Кочарян начал работать еще до окончания университета. Многие годы Нораир Маркарович возглавлял кафедры экспериментальной физики в ЕрГУ, физики — в ЕрПИ, был первым деканом физического факультета ЕрГУ. Многие помнят блестящие лекции Нораира Маркаровича.

В 1934 г. Нораир Маркарович был командирован в Ленинград, где под руководством академика Д. В. Скобельцына начал работать в области исследования космических лучей. В том же году Н. М. Кочаряном были организованы и начаты исследования космических лучей на горе Арагац совместно с сотрудниками Ленинградского физико-технического института. Это были первые исследования на высотах гор в Советском Союзе. Результатом исследований стало обнаружение восточно-западной асимметрии частиц космического излучения. Этим было положено начало широко развернутому впоследствии в СССР (при активном участии Нораира Маркаровича) изучению космических лучей на больших высотах. Для получения данных на разных широтах после экспериментов в Ленинграде было решено организовать исследования в Ереване, где Н. М. Кочарян уже создал нужную базу. Полеты в стратосферу, осуществленные в 1936 г., привели к открытию большого широтного эффекта космических лучей в стратосфере.

В 1942 г. Н. М. Кочарян с присущим ему энтузиазмом принял участие в исследовании космических лучей, начатых в Армении академиками А. И. Алихановым и А. И. Алиханяном. В 1943 г. был организован Физический институт АН АрмССР, где первым заместителем директора стал Н. М. Кочарян. В 1949 г. Нораир Маркарович возглавил созданную им в институте лабораторию по исследованию космических лучей сначала в Ереване, а затем на г. Арагац.

В 1955 г. Н. М. Кочарян защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Это была первая защита

докторской диссертации на базе исследований, проведенных в Физическом институте АН АрмССР. В диссертацию вошли исследования по протонной и мезонной компонентам космического излучения. В 1956 г. за цикл работ по исследованию в области космических лучей Н. М. Кочарян был избран членом-корреспондентом АН АрмССР. Долгие годы Норайр Маркарович был членом редакционной коллегии журнала «Известия АН АрмССР, Физика».

К 1960 г. у Н. М. Кочаряна назрела идея развития в институте новых направлений физики, и он принял активное участие в организации и развитии в Армении областей физики, более непосредственно связанных с народным хозяйством. За два года в стенах Физического института была создана необходимая база для развития новых направлений, и в 1962 г. была организована Центральная научно-исследовательская физико-техническая лаборатория АН АрмССР, руководителем которой стал Н. М. Кочарян. Основными направлениями исследований были выбраны физика полимеров, металлофизика и физика магнитных явлений. В последние годы жизни научные интересы Н. М. Кочаряна определялись физикой полимеров. Многие из исследований, начатых Н. М. Кочаряном, продолжают и сейчас развиваться в нашей республике.

За заслуги в развитии физической науки и подготовке кадров квалифицированных специалистов в феврале 1967 г. Норайру Маркаровичу Кочаряну было присвоено звание заслуженного деятеля науки АрмССР. Член КПСС с 1944 г. Н. М. Кочарян принимал активное участие в общественной жизни республики.

Сегодня, отмечая 70-летие со дня рождения Норайра Маркаровича Кочаряна, мы испытываем два противоположных чувства—грусти и радости; первое из них вызвано тем, что уже нет среди нас Норайра Маркаровича, а радости—за то, что плодом его трудов явилось создание ряда направлений физики в Армении, подготовка высококвалифицированных кадров физиков, которые успешно продолжают начатое им дело. И сегодняшняя сессия является данью уважения человеку, который стоял у истоков зарождения физики в Армении, приложил много сил для ее становления и развития, снискал всеобщее признание и глубокое уважение.

С. Н. Вернов. Перспективы исследования космических лучей

Деятельность Норайра Маркаровича Кочаряна вызывает восхищение всех физиков Советского Союза. Его большие заслуги видны и здесь в Армении, где он создал много новых направлений, выполнил свои замечательные работы и воспитал большое количество учеников, которые в различных направлениях современной физики продолжают традиции Норайра Маркаровича, ведут исследования, имеющие важное фундаментальное и большое прикладное значение как для народного хозяйства республики, так и для всего Советского Союза.

Особенно приятно отметить, что еще в 1934 г. впервые в Армении началась большая работа по изучению космических лучей. Это был первый случай исследования космических лучей на высотах гор, осуществленный в Армении благодаря неутомимой деятельности Норайра Маркаровича. Для этой цели академик Д. В. Скобельцын направил в Ереван свою ученицу Н. С. Иванову и В. М. Дукельского из Ленинградского физико-технического института. К этому времени на горе Арагац была построена небольшая избушка, где жили люди и размещалась установка. В высокогорных условиях были получены интересные и важные результаты, показывающие, что большинство частиц приходит с запада, а не с востока, и, следовательно, космические лучи отклоняются в магнитном поле Земли. Этим было положено начало той большой работе по исследованию космических лучей на больших высотах, которые затем проводились в различных точках Советского Союза.

Мне доставляет особое удовольствие воспоминание 40-летней давности, когда мною совместно с Норайром Маркаровичем осуществлялись полеты шаров-зондов в стратосферу в районе Еревана. В то время очень остро стоял вопрос, что представляют собой первичные частицы космических лучей, и было необходимо одновременно с теми полетами, которые были нами проведены в северных широтах СССР, а именно в Ленинграде, провести полеты где-то в южной части СССР. Мы выбрали Ереван, так как уже знали по предыдущей работе, проводившейся в Армении, что здесь есть Норайр Маркарович Кочарян, очень доброжелательно относящийся ко всем научным исследованиям и создавший экспериментальную базу, необходимую для проведения такой сложной по тем временам работы. Осуществленные в Армении четыре полета в стратосферу привели к открытию большого широтного эффекта космических лучей в стратосфере. Эти работы, начатые еще в 1936 г., затем продолжались и развивались в различных направлениях.

Не останавливаясь на ряде последующих исследований, отмечу, что в 1976 г. Ленинской премии удостоена работа А. Н. Чарахчяна и его сотрудников за открытия, сделанные в течение многих лет по изучению космических лучей в стратосфере в СССР и Антарктиде. Ими было показано, что Солнце само является источником космических лучей практически каждый раз, когда там возникает мощная хромосферная вспышка. Группе Чарахчяна принадлежит открытие большого числа солнечных космических лучей и просвечивание с их помощью межпланетного пространства. В настоящее время по методике Чарахчяна полеты осуществляются и в Ереване. Они проводятся в Ереванском физическом институте (ЕрФИ) Х. П. Бабаяном, и результаты этих измерений играют важную роль в общем анализе космических лучей.

С 1942 г. Норайр Маркарович с присущим ему энтузиазмом принимал участие в широких исследованиях космических лучей, проводившихся в Армении академиком А. И. Алихановым и член-корр. АН СССР А. И. Алиханяном. Эти работы, выполненные на различных высотах над уровнем моря с помощью усовершенствованного Н. М. Кочаряном масс-

спектрометра Алиханяна—Алиханова, привели к открытию протонов в составе космических лучей. В настоящее время на горе Арагац отделом космических лучей ЕрФИ создана уникальная комплексная станция по изучению ядерно-физических и космо-физических аспектов космических лучей. Осуществленная на этой станции Э. А. Мамиджанияном, В. В. Авакяном и А. Г. Оганесяном идентификация μ -мезонов и протонов в составе космических лучей позволила определить долю μ -мезонов на высотах гор при энергиях в сотни млрд эв. В свое время спектр μ -мезонов и протонов, полученный Кочаряном, был единственным в мире и является эталонным в энергетической области до 60 млрд эв. В настоящее время на горе Арагац продолжают эти исследования в области больших энергий. Эти работы выполняются с помощью созданного Т. Л. Асатиани магнитного спектрометра μ -мезонов.

Одним из важных методов исследования является изучение природы первичного космического излучения с помощью искусственных спутников. Как известно, в Ереване Г. М. Гарибяном ведутся очень важные теоретические исследования переходного излучения. Выяснилось, что переходное излучение позволяет определить состав первичного космического излучения и исследовать основное звено во всей цепи создаваемых космическими лучами явлений. В ближайшее время в ЕрФИ планируется проведение таких экспериментов на больших высотах с помощью шаров-зондов и спутников, которые позволят выяснить природу и состав первичного космического излучения.

Мне очень радостно отметить, что именно работами Норайра Маркаровича здесь в Армении были заложены основы тех многочисленных исследований, которые затем развивались в различных уголках СССР. Мы всегда помним большие заслуги Норайра Маркаровича Кочаряна и отдаем должное тем результатам, которые были им получены, и стараемся работать с тем же энтузиазмом, с которым работал он.

Г. М. Гарибян, Ян Ши. Жесткое переходное излучение

Роль поляризуемости среды в образовании переходного излучения является определяющей. При значениях лоренц-фактора заряда $1 \ll \gamma \ll \ll \gamma_0 = \omega_0 / \mu c$ (ω_0 и μ — плазменная частота и коэффициент поглощения вещества; см. таблицу) спектр переходного излучения приходится, в основном, на рентгеновскую и несколько более жесткую область. В этой области частот действительная часть поляризуемости много больше ее мнимой части, и для них свойства переходного излучения хорошо известны (см., напр., [1]). В частности, известно, что граничная частота спектра и полная интенсивность переходного излучения, образованного на одной границе раздела среды с вакуумом, прямо пропорциональны γ . Однако в случае системы границ (пластины или стопки пластин) деструктивная интерференция волн, образованных на разных границах системы, приводит к подавлению частотного спектра в жесткой части и, следовательно, к значи-

тельной задержке роста полной интенсивности с возрастанием γ , начиная с некоторого характерного для данной конкретной системы значения γ .

Недавно было найдено, что ситуация на самом деле намного лучше. Дело в том, что при $\gamma \gg \gamma_0$ в спектре переходного излучения появляются весьма жесткие кванты, для которых мнимая часть поляризуемости становится того же порядка или больше ее действительной части. Тогда поглощающая способность начинает играть все более важную роль в образовании этой жесткой части переходного излучения. Было показано [2], что частотный спектр для одной границы при $\gamma \gg \gamma_0$ уже простирается до новой граничной частоты $\omega'_{гр} = \mu\gamma^2$. Следовательно, и полная интенсивность излучения, начиная с $\gamma \sim \gamma_0$, будет пропорциональна γ^2 .

Отмеченное обстоятельство в корне меняет положение в случае системы границ. Указанная выше деструктивная интерференция для жестких частот несколько нарушается при $\gamma \gg \gamma_0$, и спектр простирается до частоты, пропорциональной γ^2 [3]. Следовательно, и полная интенсивность будет снова сильно зависеть от γ , а именно, будет пропорциональна γ^2 . Все сказанное выше справедливо до тех пор, пока энергия кванта излучения много меньше энергии самого заряда. При $\gamma \gg \gamma_{пр} = m_0c/\mu\hbar$ (m_0 — масса покоя заряда) полная интенсивность излучения снова будет линейно зависеть от γ .

Таблица
Значения γ_0 для двух веществ

	С	Рь
γ_0	$4 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян. Научное сообщение ЕФИ—27 (73).
2. Г. М. Гарибян, Ян Ши. Письма ЖЭТФ, 24, 269 (1976).
3. А. Л. Авакян, Г. М. Гарибян, Ян Ши (в печати).

Г. С. Саакян. Пульсары — как один из источников космических лучей

Мне выпало большое счастье быть учеником Норайра Маркаровича Кочаряна. Впечатления от его прекрасных лекций до сих пор сохранились в моей памяти. В Норайре Маркаровиче гармонично сочетались незаурядные способности, высокая культура языка и располагающая внешность. Спустя много лет после окончания Университета мне вновь довелось встретиться с Норайром Маркаровичем. С 1950 по 1957 годы я работал в области физики космических лучей. Как учиться, так и работать с Норайром Маркаровичем было чрезвычайно приятно. После 1957 года я перешел работать в другую область физики. Но тот вкус, та привязанность, которую я питал к прежней области по совместной работе с Норайром Маркарови-

чем, сохранились во мне. Через 18 лет у меня вновь появился интерес к этой области. И сегодня мне очень приятно, что на этой юбилейной сессии имею возможность выступить с докладом по теме, родственной той, которой посвятил значительную часть своей научной деятельности Нораир Маркарович Кочарян.

Известно, что явления, наблюдаемые в пульсарах, связаны с вращающимися магнитными барионными звездами. Мною совместно с рядом сотрудников [1] кафедры теоретической физики ЕГУ показано, что у таких звезд образуется плоская кольцеобразная плазменная магнитосфера с толщиной $Z = \frac{7,42 \cdot 10^6}{\Omega} T_6^{1/2}$, внутренним радиусом $r_1 = \left(\frac{2GM}{3\Omega^2}\right)^{1/3}$ и наружным радиусом $r_2 = c/\Omega$, где M — масса звезды, Ω — ее угловая скорость, $T = 10^6 T_6$ — температура плазмы. Из-за сильной замагниченности плазмы магнитосфера жестко вращается со звездой, вследствие чего у наружного края частицы становятся крайне релятивистскими. Например, у Крабовидной туманности эта энергия порядка 10^{16} эв. На наружном кольце, где ларморовский радиус сравнивается с $r = c/\Omega$, тяжелые частицы (протоны, ионы) отрываются от магнитосферы и, двигаясь по расходящейся спирали, уходят в межзвездное пространство. Электроны же благодаря синхротронному излучению сильно тормозятся на весьма малых расстояниях. Энергия частиц, генерируемых по этому механизму, такая же, что и в наблюдаемом потоке первичного космического излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Авакян, А. К. Аветисян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракян, Э. В. Чубарян. *Астрофизика*, 11, 110 (1975).

А. Ц. Амагуни. Использование Ереванского ускорителя для исследований по физике твердого тела

Н. М. Кочарян был одним из инициаторов развития исследований по физике твердого тела в Ереванском физическом институте. В период проектирования, сооружения и запуска Ереванского электронного синхротрона на 6 Гэв естественно, что исследования по физике твердого тела не нашли широкого распространения в стенах института. Однако с запуском ускорителя в 1967 году открылись уникальные возможности проведения исследований по физике твердого тела.

В настоящее время в институте ведется заметный объем работ по исследованию радиационных дефектов в твердых телах, в частности, по установлению условий радиационной стойкости полупроводниковых изделий. В научном плане эти исследования направлены на изучение природы областей разупорядочения и механизма их образования при облучении электронами высоких энергий. В плане внедрения результатов этих исследований в промышленность — это обоснованные рекомендации по способу выращивания и отбора радиационно устойчивых кристаллов, разработка метода рас-

ширения частотного диапазона полупроводниковых диодов путем облучения и др.

В последние годы исследования по физике твердого тела получили новое развитие в связи с созданием на ускорителе каналов выведенного синхротронного излучения. На них в сотрудничестве с другими научными центрами Москвы, Киева, Тбилиси и Еревана начаты работы по исследованию свойств поверхностей твердых тел, рентгеновской топографии полупроводников и металлов, абсолютных прецизионных измерений различных констант кристаллов. Перспективы использования синхротронного излучения в исследованиях твердого тела и других областях науки довольно широки и заманчивы. Это обстоятельство заставляет ученых института думать о дальнейшем развитии базы для этих исследований как в плане расширения использования ускорителя, так и в плане разработки и создания сильноточного накопителя электронов как источника интенсивного синхротронного излучения.

П. А. Безирянян. Рентгеноинтерферометрические исследования дефектов в кристаллах

Член-корреспондент АН АрмССР Норайр Маркарович Кочарян был человеком науки. Он до последней минуты своей жизни живо руководил научной работой своей лаборатории. Норайр Маркарович имеет также большие заслуги в организации учебного процесса в Ереванском государственном университете и других вузах республики.

Первые его научные интересы проявились в области оптики. Кафедра физики твердого тела, которая создана на базе организованной Кочаряном кафедры экспериментальной физики, фактически продолжает ее традиции — занимается оптикой рентгеновских лучей. Основной программой кафедры физики твердого тела является исследование физических свойств твердых тел в зависимости от совершенства их структур. Для решения этой проблемы на кафедре ведутся исследования в области физики рентгеновских лучей, физики тонких пленок, электронографии, физики низких температур и механических свойств кристаллов.

Кафедра имеет большие научные успехи, особенно в области рентгеновской интерферометрии, рентгеновских резонаторов, рентгеновской микроскопии и физики тонких пленок. Рентгеновская интерферометрия — молодая область науки. Она возникла в 60-ых годах и бурно развивается в настоящее время. На кафедре и в проблемной лаборатории физики твердого тела созданы рентгеновские интерферометры, которые дают возможность исследовать рентгеновскими методами микродефекты почти совершенных кристаллов. С их помощью можно обнаружить относительные изменения межплоскостных расстояний порядка 10^{-4} и повороты атомных плоскостей с точностью 10^{-7} рад.

Впервые разработана общая теория рентгеновских резонаторов и они практически осуществлены. Открыто замечательное свойство автофокусировки рентгеновских лучей в кристаллах: рентгеновский луч, последователь-

но асимметрично отражаясь от атомных плоскостей, фокусируется. Имеет большое народнохозяйственное значение визуализация рентгено топографических картин. Кафедра и проблемная лаборатория физики твердого тела совместно с ереванским СКТБ полупроводниковой техники создали рентгенотелевизионную систему, на экране монитора которой четко видны рентгено топографические изображения дефектов.

Э. Г. Шарьян. Радиоспектроскопические исследования кристаллов

Радиоспектроскопические исследования физических свойств твердых тел в нашей республике были начаты Норайром Маркаровичем Кочаряном в 60-ых годах в ЦНИ физико-технической лаборатории АН АрмССР. Н. М. Кочарян всегда уделял большое внимание развитию и совершенствованию современных методов исследования. Под его руководством был выполнен цикл работ по исследованию полимеров методом ядерного магнитного резонанса [1], были подготовлены соответствующие кадры и заложена материальная основа для успешного развития исследований в области магнитного резонанса. В последующие годы радиоспектроскопические исследования были продолжены сотрудниками и учениками Н. М. Кочаряна в различных научных учреждениях республики, в особенности, в отделе физики твердого тела Института физических исследований АН АрмССР. Настоящий доклад посвящен некоторым радиоспектроскопическим исследованиям, проводимым в вышеупомянутом отделе методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

Исследованы ионы переходных групп железа, палладия и редких земель в активных и в нелинейных кристаллах квантовой электроники. В частности, исследованы ионы Mo^{3+} в корунде [2], Mo^{3+} и Cr^{3+} в лютециево-алюминиевом и в «смешанных» иттрий-лютеций-алюминиевых гранатах [3, 4], ионы Cr^{3+} в иодате лития, ионы Gd^{3+} в молибдате свинца. Исследованы также органические молекулярные кристаллы фталоцианинов [5], а также биологически важнейшие соединения [6]. На примере исследованных в отделе монокристаллов показано, какая информация может быть получена при анализе спектров ЭПР, при анализе сверхтонкой, тонкой и суперсверхтонкой (лигандной) структур.

С 1974 г. начаты радиоспектроскопические исследования в субмиллиметровом диапазоне длин волн, которые ведутся в одной из групп отдела ФТТ, возглавляемой сыном Норайра Маркаровича Кочаряна — К. Н. Кочаряном. Здесь на базе прибора МАСС-1 ($4 \div 0,8$ мм) собран чувствительный ЭПР-спектрометр субмиллиметрового диапазона (10^{12} спин/гс). предложена и осуществлена новая методика точного измерения начального расщепления в нулевом магнитном поле [7], исследованы ионы Fe^{3+} и Cr^{3+} в рутиле, андалузите, иодате лития [8, 9], а также начаты работы по измерению коэффициентов поглощения и преломления диэлектрических материалов в субмиллиметровой области. Материалы доклада опубликованы в работах [2—9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Кочарян. Космические лучи. Физика полимеров, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1973.
2. E. G. Sharoyan, O. S. Torosyan, E. A. Markosyan, V. T. Gabrielyan. Phys. Sta. Sol. (b), 65, 773 (1974).
3. Э. Г. Шароян, О. С. Торосян, Э. А. Маркосян. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по спектроскопии кристаллов, Казань, 1976, стр. 220.
4. Э. А. Маркосян, А. Г. Петросян, О. С. Торосян, Э. Г. Шароян. ФТТ, 16, 929 (1974).
5. Э. Г. Шароян, А. А. Самуэлян. Тезисы докладов III Всесоюзного совещания по комплексам с переносом заряда и ион-радикальным солям, Изд. Зинатие, Рига, 1976, стр. 81.
6. G. V. Abaghyan, A. S. Apresyan. Studia Biophysica, 53, 95 (1975).
7. К. Н. Кочарян, А. А. Мирзаханян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 484 (1976).
8. А. А. Ахумян, К. Н. Кочарян, Р. М. Мартиросян, А. А. Мирзаханян. ФТТ, 17, 3698 (1975); ФТТ, 18, 2073 (1976).
9. К. Н. Кочарян, А. А. Мирзаханян. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по спектроскопии кристаллов, Казань, 1976, стр. 131.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>С. В. Есайбегян.</i> Поляризационные эффекты в электрон-дейтронном рассеянии при наличии слабого нейтрального тока	3
<i>Г. М. Арутюнян, А. С. Саакян.</i> Штарк-эффект в полупроводнике при наличии квантующего магнитного поля	11
<i>С. Л. Арутюнян, Э. М. Казарян.</i> Энергетический спектр экситона и поглощение света с учетом экситонных эффектов в размерно-квантованной проволоке	16
<i>М. М. Аракелян, В. С. Сардарян.</i> Особенности распространения звука в одномерно квантованных средах в условиях электронного парамагнитного резонанса	22
<i>А. Г. Алексанян, Э. Г. Мирзабекян.</i> К теории электронного спектра полупроводника, помещенного в магнитное поле и в поле ультразвуковой волны	28
<i>В. М. Арутюнян, А. Г. Варосян.</i> К теории доменной электрической неустойчивости в двухдолинных полупроводниках	41
<i>В. М. Арутюнян.</i> Влияние ударной ионизации глубоких уровней на среднюю по времени вольт-амперную характеристику диода Ганна	48
<i>А. А. Дургарян, М. А. Фахем.</i> Дислокационное поглощение ультразвука в монокристаллах <i>Ge</i>	54
<i>Э. Г. Шароян, О. С. Торосян, А. Г. Петросян, Э. А. Маркосян.</i> ЭПР ионов Mo^{3+} в монокристаллах лютециево-алюминиевого граната	62
<i>М. Х. Минасянц, А. А. Шагинян, Н. Г. Чистяков.</i> Рентгеноструктурное исследование лиотропного жидкого кристалла пентадецилсульфоната натрия	67

К Р А Т К И Е С О О Б Щ Е Н И Я

<i>Г. К. Саввиди.</i> Кэлибровочная инвариантность эффективного действия поля Янга-Миллса	72
<i>А. Т. Дарбасян, З. А. Касаманян.</i> О контактных уровнях на границе раздела двух идеальных подсистем	75
<i>Я. Л. Потапенко, В. А. Дроздов, Н. А. Кальнев.</i> Электрофизические свойства пленок окиси кадмия	78

С О В Е Щ А Н И Я И К О Н Ф Е Р Е Н Ц И И

Юбилейная научная сессия Академии наук Армянской ССР, Ереванского государственного университета и Ереванского физического института, посвященная 70-летию со дня рождения члена-корреспондента АН Армянской ССР Нораира Маркаровича Кочаряна	82
--	----

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ս. Վ. Եսայրեզյան. Բենեացման էֆեկտները էլեկտրոն-դեյտրոն ցրման մեջ թույլ չեզոք հոսանքի առկայության դեպքում	3
*Գ. Մ. Հաբուրյունյան, Ա. Ս. Սահակյան. Շտարկ-էֆեկտը կիսահաղորդիչներում, քվանտացնող մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում	11
Ա. Լ. Հաբուրյունյան, Է. Մ. Ղազարյան. Էքսիտոնի էներգիայի սպեկտրը և լույսի կլանումը լափային քվանտացված լարում էքսիտոնային էֆեկտների հաշվառումով	16
Մ. Մ. Առաքելյան, Վ. Ս. Սարգսյան. Էլեկտրոնային պարամագնիսական ուղղանանի պայմաններում ձայնի տարածման առանձնահատկությունները միաչափ քվանտացված միջավայրում	22
Ա. Գ. Ալեհանյան, Է. Գ. Միրզաբեկյան. Ուլտրաձայնային ալիքի դաշտում և մագնիսական դաշտում տեղադրված կիսահաղորդչի էլեկտրոնային սպեկտրի տեսության վերաբերյալ	28
*Վ. Մ. Հաբուրյունյան, Ա. Գ. Վառսյան. Երկհոլտային կիսահաղորդիչներում դոմենային էլեկտրական անկայունության տեսության վերաբերյալ	41
*Վ. Մ. Հաբուրյունյան. Խորը մակարդակների հարվածային իոնիզացիայի ազդեցությունը Գաննի դիոդի ըստ ժամանակի միջին վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա	48
Ա. Հ. Գուրգարյան, Մ. Ա. Ֆանեմ. Ուլտրաձայնի դիսլոկացիոն կլանումը Ge-ի մոնոքրյուրնիչներում	54
Է. Գ. Շառոչան, Հ. Ս. Թորոսյան, Ա. Գ. Պետրոսյան, Է. Ա. Մարկոսյան. <i>M₀₃₊</i> իոնների էլեկտրոնային պարամագնիսական ուղղանանը լյուտեցիում-ալյումինային նոնաքարի միաբյուրեղիչներում	62
Մ. Լ. Մինասյանց, Ա. Ա. Շահինյան, Ի. Գ. Չիստյակով. Նատրիումի պենտադեցիլուոլֆոնատ հեղուկ բյուրեղի սենտրոնականացվածքային հետազոտությունը	67

Համառոտ հաղորդումներ

Գ. Կ. Սավվիդի. Յանգ-Միլլսի դաշտի էֆեկտիվ ազդեցության տրամաշափային կենտրոնացումը	72
Ա. Տ. Գաբրասյան, Զ. Հ. Կասաբանյան. Երկու սյարբերական ենթասիտեմների բաժանման սահմանին կոնտակտային մակարդակների առաջացման մասին	75
Յա. Լ. Պոստպեկո, Վ. Ա. Դուգոլով, Ն. Ա. Կալեն. Կադմիումի օքսիդի թաղանթների էլեկտրաֆիզիկական հատկությունները	78

Խորհրդակցություններ և կոնֆերանսներ

Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի, Երևանի պետական համալսարանի և Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտի հոբելյանական Հայկական ՍՍՀ ԳԱ թղթակիցանոցում ներառյալ Մարզպարի Քոչարյանի 70-ամյակին նվիրված գիտական նստաշրջան	82
--	----

