ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1972

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 3—10 (1972)

О РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ X°(960) и E(1420)-МЕЗОНОВ

И. А. НАГОРСКАЯ

Изучаются радиационные распады X° (969) и E (1420)-мезонов, особенно детально анализируются распады с рождением пары Далитца. Подчеркивается возможность определения спин-четности X° и E-мезонов по их радиационным распадам.

Введение

Известно, что спин-четности X°(960) и E(1420) мезонов в настоящее время не установлены однозначно [1, 2]. Имеющиеся экспериментальные данные исключают все возможные значения J^p, кроме альтернатив $J^p(X^{\circ}) = 0^-$ и 2^- для X°(960) мезона и $J^p(E) = 0^-$ и 1^+ для E(1420)-мезона. Таким образом, оба эти мезона являются кандидатами на место девятого мезона в нонет псевдоскалярных мезонов (π, k, η). В работе [2] указывается, что спин-четность 2^- для X°(960) является несколько более предпочтительной, чем 0^-. Относительно E(1420) мезона известно, что его масса совпадает с предсказываемой на основе [3] $SU_w(6)$ и алгебраической реализации $SU(3)$ симметрии [4] для девятого псевдоскалярного мезона. В работе [5] получена оценка вероятности распада $E \to \gamma\gamma$ в предположении о $E - \eta$ смешивании и подчеркивается важность экспериментального поиска этого распада. Обнаружение $E \to \gamma\gamma$ однозначно решило бы вопрос о спине E(1420) мезона в пользу гипотезы $J^p(E) = 0^-$ и полностью исключило бы другую, хотя и менее вероятную, альтернативу $J^p(E) = 1^+$.

В настоящее время планируется эксперименты по радиационным распадам X°(960) и E(1420) мезонов. Экспериментальное исследование электромагнитных распадов E-мезона может оказаться благодарной задачей, так как ширины их, по имеющимся оценкам [5], не малы. Такие эксперименты интересны не только с точки зрения определения квантовых чисел X° и E-мезонов, но и для проверки предсказаний теоретико-групповых и других моделей [6, 7].

В связи с имеющимся интересом к радиационным распадам X° и E-мезонов, настоящая работа посвящена детальному анализу этой проблемы. Особое внимание уделяется редким радиационным распадам X° и E-мезонов с рождением пар Далитца. В тех случаях, когда это имеет смысл, отмечается возможность определения спин-четности X°(960) и E(1420) мезонов по их радиационным распадам.

1. Радиационные распады X°(960) мезона

1. Распад $X^{\circ} \to \rho e^+ e^-$.

Матричный элемент распада $X^{\circ} \to \rho e^+ e^-$, если предположить спин-четность X°(960) мезона равную 0^-, имеет вид

$$M_0(X^\circ \to \rho e^+e^-) = g_{x\rho\gamma}(\Delta)\, \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\Delta_\alpha J_\beta q e_\delta, \tag{1}$$

где Δ—четырех-импульс виртуального фотона, $J_\beta = \bar{u}(p_-)\gamma_\beta v(p_+)\frac{1}{\Delta^2}$, q, e 4-импульс и поляризация ϱ^0 — мезона, соответственно; $p_+ (p_-)$ 4-импульс позитрона (электрона). Предполагая слабую зависимость формфактора от Δ^2, что оправдано, так как $4m_e^2 < \Delta^2 < (M_x - M_\rho)^2 \sim$ ~ 200 *Мэв*, вычислим коэффициент конверсии $k_1 = \Gamma(X^\circ \to \rho e^+e^-)/\Gamma(X^\circ \to \rho\gamma)$ и распределение dW на диаграмме Далитца. С точностью до $\Delta^2/m_x^2 < \frac{1}{25}$ получим

$$k_1 = \frac{\Gamma(X^\circ \to \rho e^+e^-)}{\Gamma(X^\circ \to \rho\gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi}\left[2ln\,\frac{M_x - M_\rho}{m_e} - 3{,}4\right] \simeq \frac{1}{150}, \tag{2}$$

$$dW = \frac{\alpha M_x}{(2\pi)^2}|g_{x\rho\gamma}|^2 \left\{(\Delta^2 + 2m_e^2)[(E_1 + E_2)^2 - \Delta^2] + \frac{\Delta^2}{2}(\Delta^2 - 4E_1E_2)\right\}\frac{dE_1dE_2}{\Delta^4}. \tag{3}$$

Для гипотезы $J^p(X^\circ) = 2^-$ коэффициенты конверсии и распределение dW на диаграмме Далитца с точностью до $\frac{\Delta^2}{M_x^2} < \frac{1}{25}$ совпадают с формулами (2) и (3), поэтому по величине k_1 и виду dW нельзя сделать вывода относительно спина X°(960) мезона.

Такую информацию, однако, можно извлечь, если рассмотреть угловую корреляцию между относительным импульсом π-мезонов от распада ρ° мезона и импульсами e^+e^- пары в системе покоя ρ° мезона. Для гипотезы $J^p(X^\circ) = 0^-$ получим резко выраженную зависимость распределения π-мезонов от углов вылета:

$$W(\theta, \varphi, \gamma) = \sin^2\gamma\left[\frac{\Delta^2}{2} - 2\bar{p}^2\sin^2\theta\sin^2\varphi\right], \tag{4}$$

где θ угол между направлениями импульсов $\vec{p}$ электрона и $\vec{k}$—X°-мезона в системе покоя ρ°, γ-угол между $\vec{k}$ и импульсом π-мезона $\vec{q}$, φ угол между плоскостями $(\vec{k}, \vec{p})$ и $(\vec{k}, \vec{q})$.

Амплитуда распада $X^\circ \to \rho e^+e^-$ для альтернативы 2^- имеет вид

$$\begin{aligned} M_{2^-} = {} & g_1(\Delta^2)\cdot T_{\mu\nu}(k)\,\tilde{F}_{\mu\lambda}(\Delta)\,\rho_{\lambda\nu}(q) + g_2(\Delta^2)\cdot T_{\mu\beta}F_{\mu\lambda}(\Delta)(q_\lambda e_\beta + q_\beta e_\lambda) + \\ & + g_3(\Delta^2)\cdot T_{\mu\nu}(k)\,q_\mu q_\nu \tilde{F}_{\alpha\beta}(\Delta)\,\rho_{\alpha\beta}(q). \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $T_{\mu\nu}(k)$—тензор поляризации X°-мезона, $\rho_{\alpha\beta} = q_\alpha e_\beta - q_\beta e_\alpha$, $\tilde{F}_{\mu\lambda} = \varepsilon_{\mu\lambda\alpha\beta}(\Delta_\alpha J_\beta - \Delta_\beta J_\alpha)$. Есть основание считать, что основной вклад дает лишь первая амплитуда. Так, учет этой амплитуды в распаде $X^\circ \to \rho\gamma$ дает хорошее согласие с экспериментальными данными по этому распаду [2], если принять $J^P(X^0) = 2^-$. Пренебрегая членами порядка $\Delta^2/M_x^2 < \frac{1}{25}$, получим

$$W(\theta, \varphi, \gamma) = \left\{ \frac{1}{2}(\Delta^2 - 2\bar{p}^2 \sin^2\theta) + \frac{2M_\rho^2 - M_x^2}{6M_x^2} \sin^2\gamma \left[\frac{\Delta^2}{2} - 2\bar{p}^2 \sin^2\theta \sin^2\varphi \right] \right.$$

$$\left. - \frac{M_x^2 + M_p^2}{2M_x^2} \Delta^2 \left[\left(\frac{M_x^2 - M_p^2}{2M_p^2} - \frac{|\vec{p}_1|}{M_\rho} \right) \cos\gamma - \frac{|\vec{p}_1|}{M_\rho} \frac{\Delta^0 - 2p_0}{|\vec{k}|} \cos\psi \right] \right\} |\vec{k}|^2. \quad (6)$$

$$\cos\psi = \cos\theta \cos\gamma + \sin\theta \sin\gamma \cos\varphi.$$

Здесь фактор $\frac{2M_\rho^2 - M_x^2}{6 M_x^2} \simeq 0{,}08$, следовательно, в (6) зависимость от углов φ и γ слабая. Таким образом, изучение угловых корреляций в распаде $X^0 \to \rho e^+ e^-$ при достаточном статистическом уровне позволит различить гипотезы 0^- и 2^- для X^0 (960) мезона.

2. Распады $X^0 \to \gamma e^+ e^- (\gamma \mu^+ \mu^-)$, $X^0 \to e^+ e^- (\mu^+ \mu^-)$, $X^0 \to \pi^+ \pi^- \pi^0$

Распад $X^0 \to \gamma\gamma$ экспериментально наблюдался двумя группами [8, 9]. Относительная ширина $\Gamma(X^0 \to \gamma\gamma)/\Gamma(X^0 \to all)$, усредненная по обоим экспериментам $9{,}9^{+4{,}4}_{-3{,}9}\%$, поэтому можно ожидать заметное число пар Далитца в этом распаде.

Коэффициент конверсии, вычисленный в предположении о гладкости формфактора [10] с матричным элементом $M_0 \frac{g_{x\gamma\gamma}(\Delta^2)}{2} \tilde{F}_{\alpha\beta}(\Delta) \cdot k_\alpha \varepsilon_\beta$ (k, ε четырех-векторы импульса и поляризации фотона), имеет вид

$$k_2 = \frac{\Gamma(X^0 \to \gamma e^+ e^-)}{\Gamma(X^0 \to \gamma\gamma)} = \frac{2\alpha}{3\pi} \left(2 \ln \frac{M_x}{m_e} - 3{,}5 \right) \simeq \frac{1}{65} \cdot \quad (7)$$

Однако из-за большого энерговыделения (~ 1 *Гэв*) нельзя пренебрегать зависимостью формфактора от Δ^2. Приведенная ниже формула и оценки получены с использованием модели векторной доминантности. Формула верна для распада любого псевдоскалярного мезона в $\gamma e^+ e^-$ в этой модели с точностью 0,01:

$$\Gamma(X^0 \to \gamma e^+ e^-) = \frac{\alpha^2 M_x^3}{24\pi} \left\{ \sum_{l=\rho,\,\omega,\,\varphi} \frac{|f_{x,\,v_l\gamma}|^2}{\gamma_l^2} \left[2 \ln \frac{M_x}{m_e} - \frac{5}{3} + (1-\eta_l)^3 \frac{M_l}{\Gamma_l} \Phi_l \right] + \right.$$

$$+ 2 \sum_{l,\,k=\rho\omega\varphi} \frac{f_{xv_l\gamma} f_{xv_k\gamma}}{\gamma_l \gamma_k} \left[2 \ln \frac{M_x}{m_e} - \frac{5}{3} + \frac{M_l \Gamma_l (1-\eta_k) + M_k \Gamma_k (1-\eta_l)}{(M_k^2 - M_l^2) + (M_k \Gamma_k + M_l \Gamma_l)^2} \times \right.$$

$$\left. \left. \times \left[M_k^2 (1-\eta_l)^2 \Phi_l - M_l^2 (1-\eta_k)^2 \Phi_k \right] \right] \right\} \cdot \quad (8)$$

Здесь M_l, Γ_l — масса и ширина соответствующего промежуточного векторного мезона (ρ, ω, φ), $\eta_l = \frac{M_l^2}{M_x^2}$, $\Phi_l = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arc\,tg} \frac{M_l}{\Gamma_l}(1 - \eta_l)$.

Константы $1/\gamma_l$ входят в основное тождество для электромагнитного тока в модели векторной доминантности

$$J_{\mu}^{e\,1m}(x) = -\left\{\frac{M_{\rho}^2}{\gamma_{\rho}}\rho_{\mu}(x) + \frac{M_{\omega}^2}{\gamma_{\omega}}\omega_{\mu}(x) + \frac{M_{\varphi}^2}{\gamma_{\varphi}}\varphi_{\mu}(x)\right\}, \qquad (9)$$

$SU(3)$ связывает константы γ_l известным соотношением

$$\frac{1}{\gamma_{\rho}^2} : \frac{1}{\gamma_{\omega}^2} : \frac{1}{\gamma_{\varphi}^2} = 9:1:2, \qquad (10)$$

а предположив еще SU_w (6), можно найти связь между вершинами $f_{xv_l\gamma}$:

$$f_{x\rho\gamma} : f_{x\omega\gamma} : f_{x\varphi\gamma} = 3:1:\sqrt{2}\,\frac{\sqrt{2}-2\,\mathrm{tg}\,\alpha}{\sqrt{2}+\mathrm{tg}\,\alpha}, \qquad (11)$$

где α — угол $X^{\circ}-\eta$ смешивания, $\mathrm{tg}\,\alpha = -0{,}19$[6]. Соотношения (10) и (11) приводят к факторизации выражения (8), что позволяет вычислить, с учетом $\frac{\gamma_{\rho}^2}{4\pi} \approx 2$, относительную вероятность $\Gamma(X_0 \to \gamma e^+e^-)/\Gamma(X^{\circ} \to \rho\gamma)$, так как этот результат не зависит от неизвестной константы $f_{x\rho\gamma}$.

Получены следующие оценки для распадов $X^{\circ} \to \gamma e^+e^-$ и $X^{\circ} \to \to \gamma\mu^+\mu^-$:

$$\frac{\Gamma(X^{\circ} \to e^+e^-\gamma)}{\Gamma(X^{\circ} \to \rho\gamma)} \approx 1{,}6\cdot 10^{-3}; \quad \frac{\Gamma(X^{\circ} \to e^+e^-\gamma)}{\Gamma(X^{\circ} \to all)} \approx 0{,}5\cdot 10^{-3};$$
$$\frac{\Gamma(X^{\circ} \to \mu^+\mu^-\gamma)}{\Gamma(X^{\circ} \to \rho\gamma)} \simeq 0{,}31\cdot 10^{-3}; \quad \frac{\Gamma(X^{\circ} \to \mu^+\mu^-\gamma)}{\Gamma(X^{\circ} \to \rho\gamma)} \approx 0{,}1\cdot 10^{-3}. \qquad (12)$$

Матричный элемент распада $X^{\circ} \to e^+e^-\gamma$ для гипотезы $J^P(X^{\circ}) = 2^-$ имеет вид (5). (Здесь q и e четырех-импульс и поляризация фотона). С учетом (10) и (11) при $\mathrm{tg}\,\alpha = 0$ модель векторной доминантности дает следующие оценки для ширин распадов:

$$\Gamma(X^{\circ} \to \gamma e^-e^-) = \frac{\alpha^2 M_x^3}{48(2\pi)^2}\{|g_{x\rho\gamma}^{(1)}|^2\cdot 0{,}195 + |g_{x\rho\gamma}^{(2)}|^2\cdot 0{,}004 + |g_{x\rho\gamma}^{(3)}|^2\, 0{,}137 +$$
$$+ g_{x\rho\gamma}^{(1)}g_{x\rho\gamma}^{(2)}\cdot 0{,}026 + g_{x\rho\gamma}^{(1)}\cdot g_{x\rho\gamma}^{(3)}\, 0{,}016 + g_{x\rho\gamma}^{(2)}g_{x\rho\gamma}^{(3)}\cdot 0{,}01\}. \qquad (13)$$

$$\Gamma(X^{\circ} \to \gamma\mu^+\mu^-) = \frac{\alpha^2 M_x^3}{48(2\pi)^2}\{|g_{x\rho\gamma}^{(1)}|^2\cdot 0{,}169 + |g_{x\rho\gamma}^{(2)}|^2\cdot 0{,}004 + |g_{x\rho\gamma}^{(3)}|^2\cdot 0{,}011 +$$
$$+ g_{x\rho\gamma}^{(1)}g_{x\rho\gamma}^{(2)}\, 0{,}026 + g_{x\rho\gamma}^{(1)}g_{x\rho\gamma}^{(3)}\cdot 0{,}011 + g_{x\rho\gamma}^{(2)}g_{x\rho\gamma}^{(3)}\cdot 0{,}098\}. \qquad (14)$$

В распад $X^{\circ} \to \gamma\mu^+\mu^-$ с хорошей точностью дает вклад лишь амплитуда $g_{x\rho\gamma}^{(1)}$:

$$\Gamma(X^{\circ} \to \gamma\mu^+\mu^-) = \frac{\alpha^2 M_x^{(3)}}{48(2\pi)^2}\cdot |g_x^3|^2\cdot 0{,}169.$$

Распад $X^{\circ} \to \rho\gamma$ для гипотезы $J^P(X^{\circ}) = 2^-$ хорошо описывается амплитудой [2]

$$g_{X\rho\gamma} T_{\mu\nu}(Q) \tilde{F}_{\mu\lambda}(k) \rho_{\lambda\nu}(q).$$

Таким образом, для распада $X^\circ \to \gamma\mu^+\mu^-$ имеем

$$\Gamma(X^\circ \to \mu^+\mu^-\gamma)/\Gamma(X^\circ \to \rho\gamma) \approx 3{,}5 \cdot 10^{-5}.$$

Для распада $X^\circ \to \gamma e^+e^-$ в модели векторной доминантности такой результат получить нельзя из-за большого вклада логарифмических членов.

Распады $X^\circ \to e^+e^-$ $(X^\circ \to \mu^+\mu^-)$ подавлены фактором $(m_e/M_x)^2 \sim \sim 10^{-7}$ $((m_\mu/M_x)^2 \sim 10^{-2})$ для обеих гипотез $J^p(X^\circ) = 0^-$ и 2^-, так как $CP(X^\circ) = -1$ [11].

Если $J^p(X^\circ) = 2^-$, то сильный распад $X^\circ \to \eta\pi^+\pi^-$ подавлен из-за центробежного барьера и относительный вклад радиационных мод должен быть большим.

Это качественное соображение находится в хорошем согласии с экспериментальными данными: $\Gamma(X^\circ \to \rho\gamma)/\Gamma(X^\circ \to all) \sim 30\%$, $\Gamma(X^\circ \to \to \gamma\gamma)/\Gamma(X^\circ \to all) \sim 10\%$, т. е. вероятности радиационных распадов того же порядка, что и сильный распад: $\Gamma(X^\circ \to \eta 2\pi)/\Gamma(X^\circ \to all) \sim \sim 60\%$. Тогда вероятность электромагнитного распада $X' \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$ может оказаться порядка $1-2\%$ (имеющаяся экспериментальная оценка $\Gamma(X^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ)/\Gamma(X^\circ \to all) < 5\%$) Экспериментальное обнаружение распада $X^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$ и исследование диаграммы Далитца такого распада помогло бы выяснить вопрос о спине X° (960) мезона, так же как по распаду $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$ удалось получить аргументы в пользу псевдоскалярности η-мезона.

II. Радиационные распады E (1420) мезона

1. Распады $E \to \rho\gamma$, $E \to \gamma\gamma$

В связи с имеющейся альтернативой $J^p(E) = 0^-$ и 1^+ для E мезона в настоящее время планируются эксперименты по обнаружению распада $E \to 2\gamma$. Приведенные в работе [5] оценки вероятностей распадов с углом $E-\eta$ смешивания $\alpha = -6{,}5^\circ$ равны $\Gamma(E \to \rho\gamma)/\Gamma(E \to all) \sim 10\%$, $\Gamma(E \to \gamma\gamma)/\Gamma(E \to all) \approx (0{,}5-1)\%$, что благоприятствует экспериментальному поиску этих распадов.

Обнаружение распада $E \to 2\gamma$ окончательно установило бы псевдоскалярность E(1420)-мезона и исключило бы альтернативу $J^p(E) = 1^+$.

В распаде $E \to \rho\gamma$ интересно изучить распределение по углу θ между относительным импульсом пионов от распада $\rho^\circ \to 2\pi$ и импульсом γ-кванта в системе покоя ρ°-мезона. Если $J^p(E) = 0^-$, то $W(\theta) \sim \sin^2\theta$ и отклонение от такого распределения несовместимо с псевдоскалярностью E-мезона. Для гипотезы 1^+ амплитуда $M1$ перехода приводит к распределению $W(\theta) \sim 1 + \cos^2\theta$, а простейший релятивистский матричный элемент $M_{1+} = g b_\mu(Q) \tilde{F}_{\mu\nu}(k) e_\nu(q)$ (b_μ и e_ν поляризации E и ρ мезона, $\tilde{F}_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}(k_\alpha \varepsilon_\beta - k_\beta \varepsilon_\alpha)$) дает

$$W(\theta) \sim 1 + \cos^2\theta - \frac{M_E^2 - M_\rho^2}{M_E^2} \sin^2\theta \simeq \cos^2\theta.$$

Таким образом, обнаружение распада $E \to \rho\gamma$ и изучение распределения $W(\theta)$ позволило бы решить вопрос о спине $E(1420)$ мезона.

2. Распады $E \to \rho e^+e^-$, $E \to \gamma e^+e^-$, $E \to e^+e^-$, $E \to 2e^+e^-$

Рассмотрим распад $E \to \rho e^+e^-$. Отклонение углового распределения от вида (4) есть свидетельство в пользу гипотезы 1^+.

Коэффициент конверсии для $J^p(E) = 0^-$ в предположении о гладкости формфактора равен $\left(\lambda = \frac{M_\rho}{M_E}\right)$

$$k_4 = \frac{\Gamma(E \to \rho e^+e^-)}{\Gamma(E \to \rho\gamma)} = \frac{\alpha}{3\pi}\left\{\ln\left[\frac{M_E^2}{m_e^2}\frac{(1-\lambda^2)^2}{\lambda}\right] - 3 + \right.$$

$$\left. + \frac{1+\lambda^2}{(1-\lambda^2)^3}\left[(4\lambda^2 - 1 - \lambda^4)\ln\frac{1}{\lambda} - \frac{1-\lambda^4}{\lambda}\right]\right\} \simeq \frac{1}{113}. \qquad (15)$$

Для распада $E \to \gamma e^+e^-$ формула Далитца (7) дает оценку для коэффициента конверсии $(J^p(E) = 0^-)$ $k = \Gamma(E \to \gamma e^+e^-)/\Gamma(E \to \gamma\gamma) \simeq \simeq 1/45$. Однако из-за большого энерговыделения необходимо учитывать зависимость формфактора $g_{E\gamma\gamma}(\Delta^2)$. Модель векторной доминантности (формулы (8) — (11) с углом $E - \eta$ смешивания $\alpha = -6{,}5°$) приводит к оценке для относительной вероятности $\Gamma(E \to \gamma e^+e^-)/\Gamma(E \to \to \rho\gamma) = 3{,}5 \cdot 10^{-4}$.

Распад $E \to e^+e^-$ для $J^p(E) = 0^-$ подавлен фактором $(m_e/M_E)^2 \sim \sim 10^{-7}$, из-за сохранения спиральности, в то время как для $J^p(E) = 1^+$ такого подавления нет. Поэтому, если такой распад будет наблюдаться на эксперименте, это явится аргументом в пользу гипотезы $J^p(E) = 1^+$.

Если E-мезон псевдоскалярен, то существует известная корреляция [12] между поляризациями виртуальных фотонов и плоскостями рождения пар e^+e^- в распаде $E \to 2e^+e^-$. В этом случае распределение $W(\Phi)$ по углу Φ между плоскостями рождения пар имеет вид

$$W(\Phi) = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \frac{2}{3\pi} \int\limits_{2m_e}^{M_E - 2m_e} dq_1 \int\limits_{2m_e}^{M_E - q_1} dq_2 \left\{1 + \frac{(q_1^2 - q_2^2)^2}{M_E^4} - \frac{2(q_1^2 + q_2^2)}{M_E^2}\right\}^{3/2} \times \qquad (16)$$

$$\times \cdot F(q_1^2, q_2^2)\frac{1}{q_1 q_2}\sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{q_1^2}}\sqrt{1 + \frac{4m_e^2}{q_2^2}}\left\{1 + \frac{4m_e^2}{q_1^2} + \frac{4m_e^2}{q_2^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{2}{3}\sin^2\Phi\left(1 - \frac{4m_e^2}{q_1^2}\right)\left(1 - \frac{4m_e^2}{q_2^2}\right)\right\}.$$

Экспериментальное изучение $W(\Phi)$ может дать некоторую информацию о спине $E(1420)$ мезона, как в распаде $\pi^0 \to 2e^+e^-$ [13].

III. Распады $M^0(953)$ мезона

Недавно появились данные [14] о возможном существовании нового мезона M^0 в области массы $X^0(960)$ мезона. Новый резонанс с массой 953 *Мэв* был обнаружен в реакции $K^- p \to K^- p M^\circ$ и распадался по модам $M^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $M^\circ \to \pi^+\pi^-\eta^\circ$ с относительной вероятностью $\Gamma(M^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma)/\Gamma(M^\circ \to \pi^+\pi^-\eta^\circ) = 1,2 \pm 0,3$. В отличие от распада $X^\circ \to \rho^\circ\gamma \to \pi^+\pi^-\gamma$, распределение по эффективной массе пионов в распаде $M^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma$ изотропно. По-видимому, наиболее существенным является сейчас вопрос о C-четности и изоспине резонанса. $G(M)$ с большой вероятностью есть $+1$, так как наблюдался распад $M^\circ \to \eta 2\pi$. Тогда для объяснения различия в распределениях по эффективной массе пионов в распадах $X^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma$ и $M^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma$ естественно предположить $C(M) = -1$ и $T(M) = 1$.

В этом случае важно обнеружение распада $M^\circ \to 2\pi^\circ\gamma$ и поиск M^- в реакции $K^- p \to K^\circ p M^-$.

Автор выражает искреннюю благодарность А. Н. Заславскому и В. А. Хозе за полезные обсуждения и внимание к работе, а также И. Г. Азнаурян за обсуждение результатов.

Ереванский физический институт

Поступила 18.VIII.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *Particle Data Group*, Rev. Mod. Phys. 43, № 2, April (1971).
2. *А. Н. Заславский, В. И. Огиевецкий, В. Тыбор*, ЯФ, 9, 852 (1969), 9, 852 (1969; Phys. Letters, 35B, 69 (1971).
3. *А. Н. Заславский, В. И. Огиевецкий, В. Тыбор*, Письма в ЖЭТФ, 6, 604 (1967).
4. *V. I. Ogievetsky*, Phys. Letters, 33B, 227 (1970).
5. *А. Н. Заславский, В. Тыбор*, ЯФ, 12, 376 (1970), Acta Phys. Polonica, 35, 777 (1969).
6. *R. H. Dalitz* and *D. G. Sutherland*, Nuovo Cimento, 37, 1777 (1965).
7. *G. I. Gounaris*, Preprint BNL—14142 (1969), *S. L. Glashow, R. Jakiw* and *S. S. Shei*, Phys. Rev., 187, 1916 (1969).
8. *G. R. Kalbfleish, A. I. Dahl* and *A. Rittenberg*, Phys. Rev. Letters, 13, 349a (1964).
9. *A. Rittenberg*, Preprint UCRL—18863 (1969).
10. *R. H. Dalitz*, Proc. Phys. Soc., A64, 667 (1951).
11. *В. А. Хозе*, Письма в ЖЭТФ, 12. 542 (1970).
12. *N. Kroll* and *W. Wada*, Phys. Rev., 98, 1359 (1957).
13. *N. P. Samios* et al., Phys. Rev., 126, 1844 (1962).
14. *M. Aguilar-Benitez* et al., Phys. Rev., Letters, 25, 1635 (1970).

X° (960) ԵՎ E (1420) ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՏՐՈՀՈՒՄԸ

Ի. Ա. ՆԱԳՈՐՍԿԱՅԱ

Ուսումնասիրված են X° *(960) և* E *(1420) մեզոնների էլեկտրամագնիսական տրոհումը։ Հատկապես մանրամասն ուսումնասիրված են Դալիտցի զույգի ծնումով տրոհումները։*

Ընդգծված է, որտեղ դա իմաստ ունի, X° *(960) և* E *(1420) մեզոնների սպին-զույգության որոշման հնարավորությունը՝ ըստ նրանց էլեկտրամագնիսական տրոհման։*

ON THE RADIATIVE DECAYS OF X° (960) AND E (1420) MESONS

A. I. NAGORSKAYA

The electromagnetic decays of X° (960) and E (1420) mesons have been studied- The decays with the Dalitz pair production have been analyzed in detail. The possibi. lity of the determination of X° (960) and E (1420) spin-parity by their electromagnetic decays is stressed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 11—17 (1972)

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ АТОМА, ВЫЗВАННОМ БЫСТРО ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Е. Л. МУЗЫЛЕВ

Оцениваются эффекты сдвига спектральных линий при вынужденных переходах, индуцированных в атоме пролетающей мимо него быстрой заряженной частицей; выявляются их зависимости от скорости частицы; находятся вероятности указанных переходов.

Вопросам, связанным с излучением, возникающим при движении частиц в веществе, посвящено значительное число работ [1], [2], [3]. Как правило, рассматривается излучение, обусловленное взаимодействием пучка частиц с множеством атомов. В данной работе обсуждается вопрос об излучении единичного атома, индуцированном быстрой заряженной частицей. Электромагнитное поле частицы, пролетающей вблизи атома, вызывает смещение его энергетических уровней и, кроме того, индуцирует переходы между этими уже смещенными уровнями, причем частоты излучаемых при этом фотонов ω оказываются отличными от частот спонтанного излучения ω_0. Целью настоящей работы является оценка зависимости сдвига частот $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ от скорости пролетающей частицы.

Для описания рассматриваемого процесса удобно использовать представление Фарри, в котором оператор атомного электрона ψ описывается нерелятивистским уравнением

$$i\hbar \frac{\partial\psi}{\partial t} = \left\{\frac{\hat{p}^2}{2\mu} + U_{\text{кул}}\right\}\psi,$$

где $U_{\text{кул}}$ — кулоновский потенциал ядра (мы считаем ядро бесконечно тяжелым), а S-матрица удовлетворяет уравнению

$$i\hbar \frac{\partial S}{\partial t} = HS,$$

где гамильтониан H можно разбить на две части:

$$H = H_{\text{кв}} + H_{\text{кл}}. \tag{1}$$

$H_{\text{кл}}$ описывает действие на атом электромагнитного поля пролетающей частицы — это поле задается классическими потенциалами. Поскольку нас будет интересовать случай, когда пролетающая мимо атома частица является ультрарелятивистской, ее ускорением можно пренебречь, что позволяет использовать известные выражения для полей и потенциалов равномерно движущегося заряда. Тогда

$$H_{\text{кл}} = -\int d^3x\, \overline{\psi}\,(\vec{x}t)\left\{\frac{e}{\mu c}\,\vec{p}\vec{A}_{\text{кл}} + \vec{\varepsilon}\,\vec{d}\right\}\psi\,(\vec{x}t),$$

где $\vec{\varepsilon}$ — электрическое поле быстрой частицы; $\vec{A}_{\text{кл}}$ — вектор-потенциал ее поля; $\vec{d}$ — электрический дипольный момент атома.

$$\vec{A}_{\text{кл}} = \frac{e\vec{v}}{R^* c}; \quad \vec{\varepsilon} = \frac{e\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\vec{R}}{R^{*3}}$$

$$\vec{R} = \{0,\ b,\ vt\}; \quad \vec{R}^* = \left\{0,\ b\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}},\ vt\right\}.$$

Вторая часть гамильтониана, учитывающая взаимодействие электрона с квантованным полем фотонов, равна

$$H_{\text{кв}} = -\frac{e}{\mu c}\int d^3x\, \overline{\psi}\,(\vec{x}t)\,\vec{p}\vec{A}_{\text{кв}}\,\psi\,(\vec{x}t),$$

где $\vec{A}_{\text{кв}}$ — обычные операторы свободного электромагнитного поля.

Для вычисления сдвигов уровней используем следующее выражение

$$\Gamma = \langle \Psi_n^+ | S^+ (\int d^3x T^{00}) S | \Psi_n \rangle - \langle \Psi_n^+ | S^+ (\int d^3x T^{00}) S | \Psi_n \rangle |_{H_{\text{кл}}=0}, \qquad (2)$$

где в качестве $|\Psi_n\rangle$ берутся одноэлектронные состояния $\overline{g}_n^0 | 0 \rangle$, а $T^{00} = \hbar \sum\limits_k a_k^+ a_k^- \omega_k$.

S-матрицу будем вычислять по теории возмущений. Это возможно, когда гамильтониан взаимодействия рассматривается как возмущение $\left(U_{\text{кул}} > V_{\text{кл}} \text{ или } \left|\frac{e^2}{r}\right| > |-\vec{\varepsilon}\vec{d}|\right)$. Расчет дает для прицельного расстояния примерную оценку $b > 5 \cdot 10^{-8}$ *см* (энергия налетающей частицы имеет значение порядка 70 GeV). Основной вклад в сдвиги при вынужденных переходах получим во втором порядке. В этом приближении

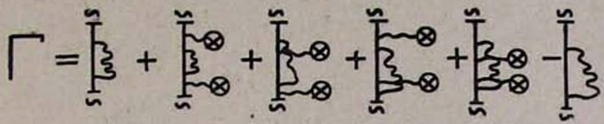
$$\begin{aligned} \Gamma = {} & \langle \Psi_n^+ | S^{(1)+} (\int d^3x T^{00}) S^{(1)} | \Psi_n \rangle + \\ & + \langle \Psi_n^+ | S^{(2)+} (\int d^3x T^{00}) S^{(2)} | \Psi_n \rangle - \\ & - \langle \Psi_n^+ | S^{(1)+} (\int d^3x T^{00}) S^{(1)} | \Psi_n \rangle |_{H_{\text{кл}}=0}. \end{aligned} \qquad (3)$$

Слагаемые, у которых в обкладках стоят члены разных порядков в разложении S-матрицы по теории возмущений, не дают вкладов в сдвиг. В силу структуры гамильтониана взаимодействия (1) выражение (3) принимает вид

$$\begin{aligned} \Gamma = {} & \langle \Psi_n^+ \left| \left(\frac{i}{\hbar}\right) \int H_{\text{кв}}\, dt \left(\int d^3x T^{00}\right) \left(\frac{-i}{\hbar}\right) \int H_{\text{кв}} dt \right| \Psi_n \rangle + \\ & + \langle \Psi_n^+ \left| \left(\frac{i}{\hbar}\right)^2 \left\{ \int H_{\text{кл}} dt \int H_{\text{кв}} dt_1 + \int H_{\text{кв}} dt \int H_{\text{кл}} dt_1 \right\} \left(\int d^3x T^{00}\right) \left(\frac{-i}{\hbar}\right)^2 \times \right. \\ & \times \{\int H_{\text{кв}} dt \int H_{\text{кл}} dt_1 + \int H_{\text{кл}} dt \int H_{\text{кв}} dt_1\} | \Psi_n \rangle - \langle \Psi_n^+ \left| \left(\frac{i}{\hbar}\right) \int H_{\text{кв}} dt\, (\int d^3x T^{00}) \times \right. \\ & \times \left(-\frac{i}{\hbar}\right) \int H_{\text{кв}}\, dt\, | \Psi_n \rangle \end{aligned} \qquad (4)$$

Первый и последний члены описывают сдвиги уровней при спонтанных переходах (в силу (2) они взаимно уничтожаются), а остальные — сдвиги при вынужденных переходах.

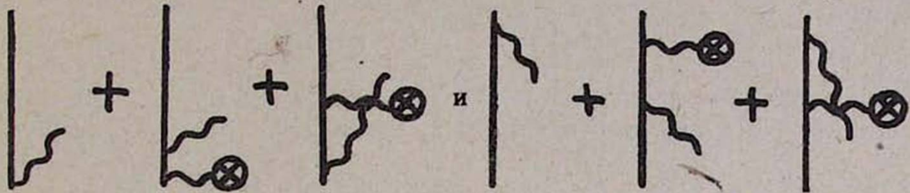
Представим (4) графически [ср. [4]];



(4a)

Здесь сплошная линия обозначает электрон, волнистая — фотон, а

 — классическое взаимодействие с движущейся частицей. Графики (4а) получаются при соединении двух диаграмм Фейнмана, соответствующих разложениям матриц S и S^{+} и описывающих процессы



Как и в (4), первая и последняя „диаграммы“ соответствуют сдвигу при спонтанных переходах.

Для фотонных операторов используем дипольное приближение, т. е. пренебрегаем членами $\vec{K}\vec{X}$ в экспоненте.

Оцениваются сдвиги при вынужденных переходах, обусловленных классическим взаимодействием атома с продольной и поперечной компонентами кулоновского поля частицы и классическим взаимодействием с ее вектор-потенциалом:

$$\begin{aligned} &\text{а)} \qquad V_{\text{кл}} = -\varepsilon_{\text{продольн.}}\cdot d_z; \\ &\text{б)} \qquad V_{\text{кл}} = -\varepsilon_{\text{поперечн.}}\cdot d_y; \qquad (5) \\ &\text{в)} \qquad V_{\text{кл}} = -\frac{e}{\mu c}\vec{p}\vec{A}_{\text{кл}}. \end{aligned}$$

Не будем выписывать все считавшиеся выражения; приведем для примера одно из них — выражение для сдвига при взаимодействии с поперечной частью кулоновского поля (напр., для второго графика в (4а)):

$$\frac{2\pi e^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^2 b^2}{\hbar^2\mu^2 L^3}\cdot\sum_{kn_1n_2n_3} J^{*}_{nn_3}P^{*}_{n_3n_2}P^{*}_{n_2n_1}J_{n_1n_3}(1+\cos^2\theta)\times$$
$$\times\int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{-i\left(\frac{E_{n_2}-E_{n_3}}{\hbar}+\omega-\frac{i\Gamma_{n_2}}{2}\right)t}\,dt\times \qquad (6)$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{t} \frac{e^{-i\left(\frac{E_{n_2}-E_n}{\hbar}+\frac{\Gamma_{n_2}}{2}\right)t_1}\,dt_1}{\sqrt{\left\{v(t_1)^2+b^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\right\}^3}} \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i\left(\frac{E_{n_2}-E_{n_1}}{\hbar}+\omega+\frac{i\Gamma_{n_1}}{2}\right)t_2}\,dt_2 \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{t_2} \frac{e^{i\left(\frac{E_{n_1}-E_n}{\hbar}-\frac{i\Gamma_{n_1}}{2}\right)t_3}\,dt_3}{\sqrt{\left\{(vt_3)^2+b^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\right\}^3}}.$$

$P_{nm} = \int \varphi_n^*(\vec{x})\, p_y \varphi_m(\vec{x}) d^3x$, причем $P_{nm} \begin{matrix} = 0 & m=n \\ \neq 0 & m \neq n \end{matrix}$ (при излучении диагональные переходы исключаются из рассмотрения);

$$J_{nm} = e^2 \int \varphi_n^*(\vec{x}) \cdot r_y \cdot \varphi_m(\vec{x})\, d^3x.$$

Оценка матричных элементов производится с учетом соответствующих правил отбора. Временные интегралы в (6) оцениваются приближенно.

Считается, что эффективное время взаимодействия $\tau_{вз} = \frac{b\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{v}$, где b — прицельное расстояние, а v — скорость частицы. В зависимости от соотношения между vt и $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}\,b$ выражение $\sqrt{\left\{(vt)^2+b^2\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\right\}^3}$ заменяется на $(vt)^3$ или $b^3\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2}$, после чего и вычисляются интегралы. Максимальный вклад в сдвиг дает член суммы (6), описывающий переходы с основного на первый возбужденный уровень. Так как нас интересует лишь оценка порядка величины эффекта, мы можем удерживать из суммы (6) лишь этот член.

При пролете заряженной частицы мимо атома последний возбуждается не при всех значениях скорости частицы, а лишь начиная с 10^8 *см/сек*. Это обусловлено тем, что для меньших значений скорости не выполняется условие $\frac{E_m-E_n}{\hbar} \cdot \frac{a_0}{v} < 1$, где a_0 — боровский радиус, подынтегральные выражения в (6) многократно осциллируют за время эффективного столкновения и полный вклад близок к нулю [5].

Остальным графикам (4а), как и их сумме, отвечают выражения, аналогичные (6) по структуре — они отличаются лишь порядком интегрирования по времени или индексами квантовых чисел. Для других рассмотренных видов классического взаимодействия выражения для сдвига имеют похожий вид (с точностью до численных множителей, матричных элементов и правил отбора). При численных оценках берется значение $b = 10^{-7}$ *см*. Расчеты, основанные на применении метода Вильямса—Вейцзеккера, который уже учитывает усреднение по прицельному параметру, приводят к результатам, весьма близким к полученным при данном значении прицельного параметра.

Интегралы по энергии обрезаются на верхнем пределе. Этот предел находится из кинематического расчета рассеяния частицы на атоме с последующим излучением [6]. Для максимальной энергии фотона в Λ-системе расчет, учитывающий отдачу атома, приводит к выражению

$$E_{\gamma\,\text{макс}} = \frac{M_a c^2 (E - mc^2)}{\sqrt{m^2c^4 + 2EMc_a{}^2 + M_a^2 c^4}},$$

где E — полная энергия налетающей частицы, m — ее масса, а M_a — масса атома.

Полученные результаты для сдвигов уровней при вынужденных переходах таковы (в eV):

Значения скорости в *см/сек*	10^8	10^9	$5\cdot 10^9$	10^{10}	$2\cdot 10^{10}$	Энергия 70 GeV Скорость $\sim$C
Взаимодействие с продольной компонентой кулоновского поля (5а)	$1{,}31\cdot 10^{-3}$	$0{,}90\cdot 10^{-3}$	$4{,}77\cdot 10^{-5}$	$2\,09\cdot 10^{-5}$	$4{,}00\cdot 10^{-6}$	~ 0
Взаимодействие с поперечной компонентой кулоновского поля (5б)	$\approx 1{,}5\cdot 10^{-4}$	$0{,}91\cdot 10^{-3}$	$0{,}756\cdot 10^{-3}$	$1.86\cdot 10^{-5}$	$0{,}463\cdot 10^{-5}$	$0{,}205\cdot 10^{-5}$
Взаимодействие с продольной и поперечной компонентами кулоновского поля (5а и 5б)	$\approx 1{,}46\cdot 10^{-3}$	$1{,}81\cdot 10^{-3}$	$1{,}23\cdot 10^{-4}$	$3{,}95\cdot 10^{-5}$	$0{,}863\cdot 10^{-5}$	$0{,}205\cdot 10^{-5}$

Для релятивистской и ультрарелятивистской областей энергий выражение для сдвига частот, обусловленного взаимодействием (5б), получается таким:

$$\frac{4\pi}{3}\left(\frac{e2}{\hbar c}\right)\frac{\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)4\left[\left(\frac{E_{n_1}-E_n}{\hbar}\right)^2+\frac{\Gamma_{n1}^2}{4}\right]|J_{nn_1}|^2|P_{n_1n}|^2}{\hbar(\mu c)^2 v^4}\times \tag{7}$$

$$\times\int\frac{\omega^4\left\{H_1^{(1)}\left(i\omega\frac{b\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{4}\right)\right\}^2 d\omega}{\left\{\left(\omega t\frac{E_{n_1}-E_n}{\hbar}\right)^2+\frac{\Gamma_{n_1}^2}{4}\right\}\left\{\left(\omega-\frac{E_{n_1}-E_n}{\hbar}\right)^2+\frac{\Gamma_{n_1}^2}{4}\right\}},$$

где Γ_{n_1} — естественная ширина линии, ω — масса электрона, v — скорость частицы. Выражение (7) упрощается при использовании асимптотик функций Ханкеля $H_1^{(1)}(iz)$ при $z\to 0$. Если учесть, что подынтегральное выражение имеет резонансный вид, то $\Delta\omega$ может быть представлено в виде

$$\frac{32}{3}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\frac{|J_{nn_1}|^2\,|P_{n_1n}|^2}{\hbar^3(\mu c^2)\,v^2b^2}\cdot\frac{(E_{n_1}-E_n)^2}{\Gamma_{n_1}} \quad \text{при } v \geqslant 10^{10}. \tag{8}$$

Таким образом, $\Delta\omega \sim \frac{1}{v^2}$.

Для взаимодействия (5а) вклад в $\Delta\omega$ в релятивистской области энергии в несколько раз меньше, а в ультрарелятивистской — исчезающе мал. Сдвиг при взаимодействии с вектор-потенциалом частицы (5в) хотя и растет при увеличении скорости налетающей частицы, но даже и для значений скорости, близких к скорости света, примерно в 50 раз меньше выписанного.

Для сдвигов при спонтанных переходах получается величина порядка $4\cdot10^{-6}$ eV.

Мы рассматриваем сдвиги частот излучения при переходах с первого возбужденного уровня на основной. Если бы излучение происходило с других уровней (с меньшей $E_m - E_n$), то граница возбуждения атома для скорости спустилась бы ниже, а соответствующие значения сдвига (для этих значений скорости) несколько увеличились бы.

Вклад в полную вероятность излучения для взаимодействия с продольной и поперечной компонентами кулоновского поля (расчет ведется по той же схеме) получается следующим:

Значения скорости в *см/сек*	10^8	10^9	$5\cdot10^9$	10^{10}	$2\cdot10^{10}$	Энергия 70 *GeV* Скорость $\sim C$
Значения полной вероятности	$(1{,}47 \div 1{,}52)\cdot10^{-4}$	$1{,}82\cdot10^{-4}$	$1{,}24\cdot10^{-5}$	$3{,}96\cdot10^{-6}$	$0{,}87\cdot10^{-6}$	$0{,}205\cdot10^{-6}$

Как видно из таблиц, значения сдвигов оказываются пропорциональными значениям полной вероятности. Это может быть показано и в общем виде при рассмотрении двухуровневой задачи.

Для количества фотонов, рождающихся при пролете быстрой частицы через цилиндр радиуса b и длиной 10 *см*, получаем следующие результаты:

Значения скорости в *см/сек*	10^8	10^9	$5\cdot10^9$	10^{10}	$2\cdot10^{10}$	Энергия 70 *GeV* Скорость $\sim C$
Количество фотонов	$(2{,}48 \div 2{,}55)\cdot10^3$	$3.07\cdot10^3$	$2{,}09\cdot10^2$	$6{,}79\cdot10^1$	$1{,}47\cdot10^1$	$0{,}347\cdot10^1$

Проведенные расчеты показывают, что ширина линий рассматриваемых вынужденных переходов имеет тот же порядок, что и ширина линий при спонтанных переходах. Физически это обусловлено тем, что эффективпое время взаимодействия $\tau_{вз} = \frac{b\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{v} \ll \frac{h}{E_n - E_m}$ — характерного внутриатомного времени, и атом не успевает излучить за эффективное время столкновения. Форма линии излучения, возникающего при прохождении заряженных частиц через вещество, может быть изменена за счет целого ряда не учитывавшихся в работе эффектов. Основную роль среди них играет эффект Допплера. Однако допплеровское уширение можно исключить, рассматривая в качестве „мишени“ монохроматизированные атомные пучки.

Итак, проведенные расчеты указывают на наличие сдвигов уровней при вынужденных переходах и выявляют примерные зависимости этих сдвигов от скорости заряженной частицы. Вычисленные сдвиги для значений скорости, близких к скорости света, имеют тот же порядок (максимум на порядок меньше), что и лэмбовский сдвиг. Это указывает на принципиальную возможность использования спектроскопической методики для определения энергии быстро летящих заряженных частиц по сдвигам частот вынужденного излучения, если скорость частицы не очень близка к скорости света.

Московский гос. ун-т Поступила 30.IV. 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк*, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
2. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
3. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
4. *В. И. Григорьев, Е. Л. Музылёв*, Вестник Московского ун-та, серия физика, астрономия № 2, 101 (1969).
5. *А. С. Давыдов*, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
6. *А. М. Балдин, В. И. Гольданский, И. Л. Розенталь*, Кинематика ядерных реакций, М., Физматгиз, 1959.
7. *В. Гайтлер*, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956.
8. *Э. Ферми*, Ядерная физика, М., ИЛ, 1951.

ԱՐԱԳ ՇԱՐԺՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿԻ ԿՈՂՄԻՑ ԳՐԳՌՎԱԾ ԱՏՈՄԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ե. Լ. ՄՈՒԶԻԼԵՎ

Դիտարկվում է արագ շարժվող մասնիկի կողմից գրգռված ատոմի ստիպողական ճառագայթման սպեկտրալ գծերի տեղաշարժման կախումը մասնիկի արագությունից.

ON THE RADIATION OF ATOM, CAUSED BY RAPIDLY MOVING CHARGED PARTICLE

E. L. MOOZYLEV

The effects of the displacement of spectral lines at forced transitions, induced by fast charged particle, are estimated. The dependences of these displacements on particle speed are revealed; the probabilities of given transitions are found.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 18—23 (1972)

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕЙСЯ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

К. А. БАРСУКОВ, П. П. ЛИЗОГУБ

Методом последовательных приближений рассмотрено излучение заряженной частицы, движущейся с постоянной скоростью через электронную плазму, на которую наложено внешнее гармоническое во времени однородное магнитное поле. Найдено поле, спектр и энергия излучения.

Излучение движущихся источников в нестационарных средах рассматривалось в работах [1, 2, 3], где предполагалось, что диэлектрическая и магнитная проницаемость среды зависят от координат и времени по закону бегущей волны. В этих работах, однако, не указана конкретная модель, которая позволила бы создать среду с нестационарными свойствами. Одна из возможных моделей рассматривается ниже на примере излучения заряженной частицы, движущейся в холодной электронной плазме, на которую наложено переменное во времени однородное магнитное поле

$$\vec{H}_{\text{вн}} = \{0,\ 0,\ H_0 \cos pt\}. \tag{1}$$

Будем предполагать, что это поле создается распределенным в пространстве током, который в свою очередь порождает переменное во времени электрическое поле. Поле излучения заряженной частицы предполагается слабым по сравнению со внешним полем. Это предположение, как это можно показать с помощью уравнений Максвелла, дает возможность разделить задачу на две независимые задачи: нахождение токов и электрического поля для магнитного поля (1) и определение поля частицы, равномерно движущейся в нестационарной среде. Ниже мы ограничимся рассмотрением второй задачи.

Пусть частица обладает зарядом q и движется с постоянной скоростью $\vec{v}$ вдоль оси z. Для нахождения поля излучения заряженной частицы воспользуемся системой уравнений Максвелла

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{4\pi}{c} q\vec{v}\delta(x)\,\delta(y)\,\delta(z - vt), \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где $\vec{j}$ — плотность полного тока, обусловленного движением электронов плазмы. Систему (2) дополним материальным уравнением

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{Ne^2}{m}\vec{E} + \frac{e}{mc}[\vec{j}\,\vec{H}_{\text{вн}}], \tag{3}$$

которое получается из уравнения для средней скорости движения электронов плазмы [4] без учета столкновений и других диссипативных процессов, где N— плотность электронов в плазме, e и m—заряд и масса электрона. Система (2)—(3) в Фурье-представлении по координатам и времени может быть записана в виде

$$i[\vec{k}\vec{H}_{\vec{k},\omega}] = -ik\vec{E}_{\vec{k},\omega} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}_{\vec{k},\omega} + \frac{q}{2\pi^2 c}\,\delta\left(k_z - \frac{\omega}{v}\right)\vec{e}_z,$$

$$[\vec{k}, \vec{E}_{\vec{k},\omega}] = k\vec{H}_{\vec{k},\omega}, \tag{4}$$

$$-i\omega\vec{j}_{\vec{k},\omega} = \frac{\omega_0^2}{4\pi}\vec{E}_{\vec{k},\omega} - \int_{-\infty}^{\infty}\omega_{\text{вн}}(\tau)[\vec{j}_{\vec{k},\omega-\tau}, \vec{e}_z]\,d\tau,$$

где $\vec{E}_{\vec{k},\omega}$, $\vec{H}_{\vec{k},\omega}$ — Фурье-компоненты электрического и магнитного поля излучения частицы, $\vec{e}_z$ —орт оси z, $\omega_0^2 = \dfrac{4\pi Ne^2}{m}$, $\omega_{\text{вн}}(\tau) = \dfrac{e}{2\pi mc}\times$ $\times\displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} H_{\text{вн}}(t)\,e^{i\tau t}\,dt$, $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$, $k = \dfrac{w}{c}|\vec{k}|$.

Точное решение алгебраической системы (4) найти не представляется возможным, так как в нее входят Фурье-компоненты тока от разных аргументов. Однако наличие в этой системе параметра $\dfrac{\omega_{\text{н}}}{\omega}$ позволяет решить ее методом возмущений. Характерной особенностью выражений для последовательных приближений в этом методе является то, что z-ая составляющая Фурье-компоненты электрического поля в первом, третьем и т. д. приближениях равна нулю и отлична от нуля в нулевом, втором и т. д. приближениях. Поэтому потери энергии заряженной частицы на излучение, обусловленные наличием нестационарного магнитного поля (1), будут иметь четный порядок малости относительно $\dfrac{\omega_{\text{н}}}{\omega}$. Достаточным условием применимости второго приближения в указанном методе, наряду с требованием малости отношения $\omega_{\text{н}}/\omega$, будет неравенство

$$|\omega^2 - \omega_0^2| \gg \omega_{\text{н}}^2. \tag{5}$$

Для решения системы (4) методом возмущений разложим входящие в эту систему векторы в ряды вида

$$\vec{a}_{\vec{k},\omega} = \sum_{n=0}^{\infty} a_{\vec{k},\omega}^{(n)}, \tag{6}$$

где $a^{(n)}_{\vec{k},\omega}$ имеет n-ый порядок малости относительно параметра $\frac{\omega_н}{\omega}$. Нулевое приближение описывает поле частицы в однородной стационарной плазме при отсутствии внешнего магнитного поля.

Подстановка соотношений типа (6) в систему уравнений (4) приводит к следующей системе уравнений нулевого приближения:

$$[\vec{k}\vec{H}^{(0)}_{\vec{k},\omega}] = -k\vec{E}^{(0)}_{\vec{k},\omega} - \frac{4\pi}{c} i\vec{j}^{(0)}_{\vec{k},\omega} - i\frac{q}{2\pi^2 c}\delta\left(k_z - \frac{\omega}{v}\right)\vec{e}_z,$$

$$[\vec{k}\vec{E}^{(0)}_{\vec{k},\omega}] = k\vec{H}^{(0)}_{\vec{k},\omega}, \tag{7}$$

$$\vec{j}^{(0)}_{\vec{k},\omega} = \frac{\omega_0^2}{4\pi\omega} i\vec{E}^{(0)}_{\vec{k},\omega}.$$

Для приближений n-ого порядка $(n = 1, 2, \cdots)$ соответствующие системы уравнений имеют вид

$$[\vec{k}\vec{H}^{(n)}_{\vec{k},\omega}] = -k\vec{E}^{(n)}_{\vec{k},\omega} - \frac{4\pi}{c} i\vec{j}^{(n)}_{\vec{k},\omega},$$

$$[\vec{k}\vec{E}^{(n)}_{\vec{k},\omega}] = k\vec{H}^{(n)}_{\vec{k},\omega}, \tag{8}$$

$$\vec{j}^{(n)}_{\vec{k},\omega} = \frac{\omega_0^2}{4\pi\omega} i\vec{E}^{(n)}_{\vec{k},\omega} - \frac{1}{2}\frac{\omega_н}{\omega} i[\vec{j}^{(n-1)}_{\vec{k},\omega+p} + \vec{j}^{(n-1)}_{\vec{k},\omega-p},\ \vec{e}_z].$$

Мы не будем выписывать решений систем (7) и (8) в виду их громоздкости, а ограничимся ниже лишь вторым приближением, достаточные условия применимости которого были указаны выше. Причем для простоты мы приведем лишь выражение для продольной составляющей электрического поля $E^{(2)}_{\omega z}$, усредненного по периоду нестационарности среды, так как только эта величина существенна для нахождения потерь энергии заряженной частицы. Соответствующее выражение в координатном представлении имеет вид

$$E^{(2)}_{\omega z} = E^{+(2)}_{\omega z} + E^{-(2)}_{\omega z},$$

$$E^{+(2)}_{\omega z} = -i\frac{q\omega_н}{4\pi v^2}\frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_2^2} e^{i\frac{\omega}{v}z}\left[A_1 K_0\left(\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_2}\, r\right) + \right.$$

$$\left. + A_2 K_1\left(\frac{|\omega|}{v}\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_2}\, r\right) + A_3 K_0\left(\frac{1}{v}\sqrt{\omega^2-(\omega+p)^2\beta^2\varepsilon_2^{(p)}}\, r\right)\right]. \tag{9}$$

$$E^{-(2)}_{\omega z} = E^{+(2)}_{\omega z}\Big|_{p\to -p},$$

где

$$A_1(p) = \frac{\omega^2\varepsilon_2 - (\omega+p)^2}{p(2\omega+p)} - \omega_0^2\frac{\omega^2(1-\beta^2\varepsilon_2)}{\beta^2 p^2(2\omega-p)^2},$$

$$A_2(p) = -\frac{r|\omega|\sqrt{1-\beta^2\varepsilon_2}\,[\omega^2\varepsilon_2 - (\omega+p)^2]}{2vp(2\omega-p)},$$

$$A_3(p) = \frac{\omega^2 - (\omega + p)^2 \beta^2 \varepsilon_2^{(p)}}{\beta^2 p^2 (2\omega + p)^2} \omega_0^2, \quad \varepsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}, \tag{10}$$

$$\varepsilon_a = \frac{\omega_0^2 \omega_н}{\omega^3}, \quad \varepsilon_2^{(p)} = \varepsilon_2(\omega + p), \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Формула (9) без труда позволяет найти потери энергии частицы, усредненные по периоду нестационарности среды, на единице длины пути частицы:

$$\frac{d\overline{W}^{(2)}}{dz} = -\frac{q^2 \omega_н}{2\pi v^2} \operatorname{Re} i \int \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_2^2} \left[A_3(p) K_0\left(\frac{1}{v}\sqrt{\omega^2 - (\omega + p)^2 \beta^2 \varepsilon_2^{(p)}}\, r\right) + \right.$$

$$\left. + A_3(-p) K_0\left(\frac{1}{v}\sqrt{\omega^2 - (\omega - p)^2 \beta^2 \varepsilon_2^{(-p)}}\, r\right)\right]_{r=0} d\omega, \tag{11}$$

где $A_3(-p)$ и $\varepsilon_2^{(-p)}$ определяются формулами (10) заменой p на $-p$.

Интегрирование распространяется на те частоты, при которых справедливо настоящее рассмотрение.

Вклад в действительную часть интеграла (11) вносят только частоты, удовлетворяющие одному из неравенств

$$\begin{aligned} &\omega^2 - (\omega + p)^2 \beta^2 \varepsilon_2^{(p)} < 0, \\ &\omega^2 - (\omega - p)^2 \beta^2 \varepsilon_2^{(-p)} < 0. \end{aligned} \tag{12}$$

Первое из неравенств (12) справедливо в области частот

$$\beta \frac{\beta p - \sqrt{p^2 - (1 - \beta^2)\omega_0^2}}{1 - \beta^2} < \omega < \beta \frac{\beta p + \sqrt{p^2 - (1 - \beta^2)\omega_0^2}}{1 - \beta^2}, \tag{13}$$

которая реализуется лишь при $p^2 - (1 - \beta^2)\omega_0^2 > 0$. При $p \geqslant \omega_0$ последнее неравенство выполняется при любой скорости частицы. При $0 < |p| < \omega_0$ существует пороговое значение этой скорости, равное

$$v_{пор} = c \frac{\sqrt{\omega_0^2 - p^2}}{\omega_0}, \tag{14}$$

и излучение существует в области частот (13) для $v > v_{пор}$. Заметим что если рассматривать только $\omega > 0$, то при $\omega_0 < |p|$ левую часть неравенства (13) следует заменить нулем. Аналогичные заключения можно сделать для второго из неравенств (12), если только в приведенных выше формулах заменить p на $-p$.

Выражение для потерь энергии заряженной частицы с учетом неравенств (12) и области применимости приближения может быть преобразовано к следующему виду:

$$\frac{d\overline{W}^{(2)}}{dz} = -\frac{q^2}{4v^2} \int \frac{\varepsilon_a^2 \varepsilon_2^{(p)} \ \omega^3 (\omega + p)^2}{\varepsilon_2^2 p^2 (2\omega + p)^2} \left[1 - \frac{\omega^2}{\beta^2 \varepsilon_2^{(p)} (\omega + p)^2}\right] d\omega +$$

$$+ \frac{q^2}{4v^2} \int \frac{\varepsilon_a^2 \varepsilon_2^{(-p)} \omega^3 (\omega - p)^2}{\varepsilon_2^2 p^2 (2\omega - p)} \left[1 - \frac{\omega^2}{\beta^2 \varepsilon_2^{(-p)} (\omega - p)^2}\right] d\omega. \tag{15}$$

Первый интеграл в (15) берется по спектральной области, определяемой первым неравенством (12), а второй — вторым неравеством, в зависимости от соотношений между параметрами задачи. Спектр излучения находится из равенств

$$1 - \frac{\omega^2}{(\omega+p)^2\beta^2\varepsilon_2^{(p)}} = \sin^2\vartheta, \quad 1 - \frac{\omega^2}{(\omega-p)^2\beta^2\varepsilon_2^{(-p)}} = \sin^2\vartheta$$

и определяется формулами

$$\omega = \frac{p}{1-\beta\sqrt{\varepsilon_0}\cos\vartheta}, \qquad \omega = \frac{p}{\beta\sqrt{\varepsilon_0'}\cos\vartheta - 1}, \tag{16}$$

где ϑ угол между волновым вектором излучения и осью z, а

$$\varepsilon_0 = \left(1-\frac{p}{\omega}\right)^2\left[\left(1+\frac{p}{\omega}\right)^2 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right],$$

$$\varepsilon_0' = \left(1+\frac{p}{\omega}\right)^2\left[\left(1-\frac{p}{\omega}\right)^2 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right].$$

Формулы (16) дают фактически допплеровский спектр излучения. Последний результат можно понять из следующих простых физических соображений. Поле заряженной частицы, равномерно движущейся в нестационарной среде, совпадает с полем в однородной стационарной среде, диэлектрическая постоянная которой равна ε_0, либо ε_0' и в которой источником поля наряду с движущейся частицей является движущийся со скоростью частицы, переменный во времени дипольный момент. Частота собственных колебаний этого момента оказывается равной частоте изменения внешнего магнитного поля. В формулах (16) первое равенство определяет нормальные допплеровские частоты движущегося момента, а второе равенство — аномальные частоты.

В заключение заметим, что при $p=0$ излучение изчезает, так как излучение Вавилова-Черенкова в рассматриваемой области частот отсутствует.

Московский государственный педагогический институт имени В. И. Ленина

Поступила 20.VI.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. А. Барсуков, Б. М. Болотовский*, ЖЭТФ, 45, 303 (1963).
2. *К. А. Барсуков, Б. М. Болотовский*, Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 7, 291 (1964).
3. *К. А. Барсуков, Б. М. Болотовский*, Изв. высш. уч. зав., Радиофизика. 8, 4 (1965).
4. *В. Л. Гинзбург*, Распространение электромагнитных волн в плазме, Изд. Наука, М., 1967.

ՈՉ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՄԱԳՆԻՍԱԱԿՏԻՎ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ՀԱՎԱՍԱՐԱՉԱՓ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Պ. Պ. ԼԻԶՈԳՈՒԲ

Հաջորդական մոտավորությունների մեթոդով դիտարկվում է արտաքին հարմոնիկ համասեռ մագնիսական դաշտում գտնվող էլեկտրոնային պլազմայի միջով հաստատուն արագությամբ անցնող լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը։ Գտնված են դաշտը, ճառագայթման սպեկտրը և էներգիան։

ON THE RADIATION OF CHARGED PARTICLE UNIFORMLY MOVING IN TIME DEPENDENT MAGNETOACTIVE PLASMA

K. A. BARSOOKOF, P. P. LIZOGUB

The problem of the radiation of charged particle moving uniformly through an electron plasma with an applied external harmonic-in-time uniform magnetic field is considered with the help of successive approximation method.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 24—32 (1972)

О РАВНОВЕСИИ И СПЕКТРЕ ЧАСТОТ ПУЛЬСАЦИЙ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛАКА СФЕРИЧЕСКОЙ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

Р. С. ОГАНЕСЯН, М. Г. АБРАМЯН

В работе рассмотрены вопросы равновесного распределения плотности и радиальной пульсации электронного облака вокруг положительно заряженного шара и бесконечного цилиндра.

Найден закон распределения плотности числа электронов в равновесном состоянии. В рамках линейной теории с помощью уравнения движения задача пульсаций решена точно. Получено уравнение для определения полного спектра частот пульсаций электронного облака для сферической и цилиндрической симметрии.

§ 1. Сферическая симметрия

Пусть имеем положительно заряженный шар радиуса R и заряда Q_c, вокруг которого расположено электронное облако.

Для нахождения равновесного распределения плотности электронного облака воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{qrad} p &= -\rho_e \operatorname{qrad}(V+\varphi_0), \\ \operatorname{divqrad}\varphi_0 &= -4\pi\rho_e, \\ p = K\rho_m^{\gamma}, &\quad \gamma = 1+\frac{1}{n} \end{aligned}\right\}. \tag{1.1}$$

Здесь $\rho_m = m_e N(r)$ и $\rho_e = -eN(r)$ соответственно плотности массы и заряда электронного облака, φ_0 — электрический потенциал электронного облака, $V=\dfrac{Q_c}{r}$ — внешний электрический потенциал шара, n — индекс политропы.

Граничные условия к системе (1.1) следующие:

$$\left.\begin{aligned} &\text{при} \quad r=R; \quad N=N_0 \\ &\text{при} \quad r=\infty; \quad N=0 \end{aligned}\right\}. \tag{1.2}$$

Представим

$$N(r) = \mathrm{A}\cdot\theta_{(r)}^{(n)}, \tag{1.3}$$

где A и θ — подлежащие определению неизвестные величины. Из (1.1) с учетом (1.3) находим уравнение

$$\frac{K(n+1)\,m_e^2}{4\pi e^2\cdot A^{\frac{n-1}{n}}}\cdot\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\theta}{dr}\right) = \theta_{(r)}^{n},$$

которое после обозначений

$$\alpha_n^2 = \frac{K(n+1)\,m_e^2}{4\pi e^2} \cdot A^{\frac{1-n}{n}}; \quad r = \alpha_n y$$

приводится к виду

$$\frac{1}{y^2}\frac{d}{dy}\left(y^2 \cdot \frac{d\theta}{dy}\right) = \theta^n. \tag{1.4}$$

Поскольку нас интересует решение уравнения (1.4) в интервале, не содержащем особенностей, то можно θ представить в виде [1]

$$\theta = c \cdot y^{-\beta}. \tag{1.5}$$

Подстановка (1.5) в (1.4) дает

$$\beta\,(\beta+1) \cdot y^{-\beta-2} = c^{n-1} \cdot y^{-n\beta}.$$

Ввиду произвольности c и β можно положить

$$\beta + 2 = n\beta; \quad c^{n-1} = \beta\,(\beta+1),$$

откуда

$$\beta = \frac{2}{n-1}; \quad c = \left\{\frac{2\,(3-n)}{(n-1)^2}\right\}^{\frac{1}{n-1}}.$$

После этого, уравнения (1.3) и (1.5) примут следующий вид:

$$\theta = \left\{\frac{2\,(3-n)}{(n-1)^2}\right\}^{\frac{1}{n-1}} \cdot y^{-\frac{2}{n-1}};$$

$$N = A\left\{\frac{2\,(3-n)}{(n-1)^2}\right\}^{\frac{n}{n-1}} \cdot y^{-\frac{2n}{n-1}}. \tag{1.6}$$

Используя граничное условие (1.2), находим

$$A = N_0\left\{\frac{2\,(3-n)}{(n-1)^2}\right\}^{-\frac{n}{n-1}} \cdot y_0^{\frac{2n}{n-1}},$$

где $y_0 = \frac{R}{\alpha_n}$. Подставляя последнее выражение в (1.6), получим закон равновесного распределения числа частиц электронного облака в виде

$$N(r) = N_0\left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{2n}{n-1}}. \tag{1.7}$$

Возможные значения индекса политропы, получим, используя конечность заряда электронного облака [2];

$$\left| 4\pi e N_0 \int_R^\infty \left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{2n}{n-1}} r^2 dr \right| < \infty. \tag{1.8}$$

Для сходимости интеграла необходимо

$$1<n<3 \quad \left(\frac{4}{3}<\gamma<2\right). \tag{1.9}$$

Таким образом, спектр собственных значений граничной задачи определяется условием (1.9), а класс собственных функций — условием (1.7). Вычисляя интеграл (1.8), найдем полный заряд электронного облака

$$Q_e = -4\pi e N_0 R^3 \cdot \frac{n-1}{3-n}. \tag{1.10}$$

Отметим, что область изменения индекса политропы (1.9) остается неизменной и в том случае, если интегрирование в (1.8) производится в конечной области $[R;\ R_{эф}]$. Выберем $R_{эф}$ следующим образом [2]:

$$4\pi \int_R^\infty \rho_e(r)\, r^2\, dr = \frac{4\pi}{3} \rho_{oe} \left(R^3_{эф} - R^3 \right),$$

откуда

$$R_{эф} = R \cdot \sqrt[3]{\frac{2n}{3-n}}. \tag{1.11}$$

Теперь вычислим напряженность электрического поля электронного облака, пользуясь уравнением Максвелла

$$\operatorname{div} \vec{E}_e = -4\pi e N(r).$$

Откуда, имея ввиду теорему Гаусса (при $r = R$; $E_e = 0$), получим

$$E_e(r) = \frac{Q_e}{r^2} - \frac{Q_e}{R^2} \left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}.$$

Полагая, что в целом система нейтральна, $Q_p = |Q_e| \equiv Q$, для общей электрической напряженности системы получим

$$E(r) = E_c(r) + E_e(r) = \frac{Q}{R^2} \left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}. \tag{1.12}$$

Подставляя формулу (1.7) в первое уравнение системы (1.1), для давления получаем

$$p(r) = 2\pi e^2 N_0^2 R^2 \frac{(n-1)^2}{(n+1)(3-n)} \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{2(n+1)}{n-1}}. \tag{1.13}$$

Имея все равновесные параметры системы, исследуем радиальную пульсацию электронного облака.

Для получения уравнения малых радиальных колебаний, воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} - \frac{e}{m} E, \\ &\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0;\ p = K\rho^\gamma \end{aligned}\right\} \tag{1.14}$$

В системе уравнений (1.14) предполагается, что ρ есть плотность массы электронного облака.

Продифференцируем первое уравнение по времени,

$$\frac{d^2v}{dt^2}=\frac{1}{\rho^2}\frac{d\rho}{dt}\cdot\frac{\partial p}{\partial r}-\frac{1}{\rho}\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)-\frac{e}{m}\frac{dE}{dt}. \qquad (1.15)$$

Обозначим через $q(r)$ заряд, заключенный внутри сферы радиуса r, так что

$$E=\frac{q}{r^2}.$$

Во время пульсаций $q(r)$ остается постоянной для отдельной частицы и потому

$$\frac{dE}{dt}=-\frac{2q}{r^3}\cdot\frac{dr}{dt}=-\frac{2E}{r}\cdot v. \qquad (1.16)$$

Далее, преобразуя второй член в правой части уравнения (1.15), получим

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right)=\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{dp}{dt}\right)-\frac{\partial v}{\partial r}\cdot\frac{\partial p}{\partial r}=-\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p\operatorname{div}\vec{v})-\frac{\partial v}{\partial r}\cdot\frac{\partial p}{\partial r}. \qquad (1.17)$$

А преобразование первого члена дает

$$\frac{1}{\rho^2}\cdot\frac{d\rho}{dt}\frac{\partial p}{\partial r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial v}{\partial r}\frac{\partial p}{\partial r}+\frac{2e}{m}\frac{E}{r}v. \qquad (1.18)$$

При получении выражения (1.18) мы воспользовались вторым уравнением системы (1.14) и первым уравнением системы (1.1).

С учетом формул (1.16), (1.17), (1.18) уравнение (1.15) примет вид

$$\rho\frac{d^2v}{dt^2}=\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p\operatorname{div}\vec{v})+\frac{4e}{m}\frac{E}{r}v. \qquad (1.15)$$

Отклонения от равновесного состояния будут пропорциональны смещению $\vec{\zeta}(r, t)$ отдельной частицы.

Определим

$$\vec{v}=\frac{d\vec{\zeta}}{dt}\approx\frac{\partial\vec{\zeta}}{\partial t}.$$

Полагая

$$\vec{\zeta}(r, t)=\vec{\xi}(r)e^{i\omega t};\quad \vec{\xi}(r)=(\xi;\ 0;\ 0),$$

из (1.15) получим уравнение вида

$$\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p\operatorname{div}\vec{\xi})+\left(\omega^2+\frac{4e}{m}\cdot\frac{E}{r}\right)\rho\xi=0. \qquad (1.19)$$

Далее, подставляя в уравнение (1.19) выражения (1.7), (1.10), (1.12), (1.13) и произведя дифференцирования, после некоторых преобразований получим следующее уравнение для малых радиальных колебаний:

$$r^2\frac{d^2\xi}{dr^2}-\frac{4}{n-1}r\frac{d\xi}{dr}+\left\{2+\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\frac{2n(3-n)}{(n-1)^2}\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{2-n}{n-1}}\right\}\xi=0, \qquad (1.20)$$

где $\omega_0^2 = \dfrac{4\pi e^2 N_0}{m_e}$ — есть плазменная частота электронов. После обозначений

$$a = -\frac{4}{n-1}; \quad c=2; \quad m = \frac{2n}{n-1}; \quad b = \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\frac{2n(3-n)}{(n-1)^2} R^{-\frac{2n}{n-1}},$$

уравнение (1.20) примет вид

$$r^2 \frac{d^2\xi}{dr^2} + ar\frac{d\xi}{dr} + \{c + br^m\}\,\xi = 0. \tag{1.21}$$

Представляя решение уравнения в виде

$$\xi(r) = c_1 \cdot r^{\frac{1-a}{2}} \cdot f\left(r^{\frac{m}{2}}\right),$$

для неизвестной функции f получается уравнение Бесселя первого рода порядка ν. Следовательно, решение уравнения (1.21) имеет следующий вид

$$\xi(r) = c_1 r^{\frac{1-a}{2}} \left\{ J_\nu\left(\frac{2}{m}\sqrt{b}\cdot r^{\frac{m}{2}}\right) + CJ_{-\nu}\left(\frac{2}{m}\sqrt{b}\cdot r^{\frac{m}{2}}\right)\right\},$$

где c_1 и C постоянные, $c_1 \neq 0$, а

$$\nu = \frac{1}{m}\sqrt{(1-a)^2 - 4c}\,.$$

Или переходя к прежним обозначениям, для решения уравнения (1.20) получим

$$\xi(r) = c_1\left(\frac{r}{R_{\text{эф}}}\right)^{\frac{3+n}{2(n-1)}} \left\{ J_\nu\left[x\cdot\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{n}{n-1}}\right] + CJ_{-\nu}\left[x\cdot\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{n}{n-1}}\right]\right\}, \tag{1.22}$$

где

$$\nu = \frac{1}{2n}\sqrt{-7n^2 + 22n + 1}, \quad x = \frac{\omega}{\omega_0}\sqrt{\frac{2(3-n)}{n}}.$$

Для получения спектра частот воспользуемся граничными условиями для возмущений. На внутренней границе электронного облака ($r = R$) должно удовлетворяться условие

$$\xi(R) = 0. \tag{1.23}$$

Внешняя граница возмущенного электронного облака должна быть определена как геометрическое место тех же самых материальных частиц, составляющих внешнюю границу невозмущенного облака ($r = R_{\text{эф}}$). Следовательно, давление на внешней границе должно быть неизменным и равным давлению на границе невозмущенной конфигурации; т. е. лагранжева вариация давления (лагранжева — так как внешняя граница пульсирует) при $r = R_{\text{эф}}$ равна нулю:

$$\delta p\,|_{R_{\text{эф}}} = -\gamma p \operatorname{div} \vec{\xi}|_{R_{\text{эф}}} = 0.$$

У нас $p(R_{эф}) \neq 0$, следовательно,

$$\operatorname{div} \vec{\xi}|_{R_{эф}} = 0, \tag{1.24}$$

где $R_{эф}$ — определяется через (1.11).

Условие (1.23) дает

$$J_{\nu}(x) + CJ_{\nu}(x) = 0. \tag{1.25}$$

Условие же (1.24) дает

$$J_{\nu}(kx) + CJ_{\nu}(kx) + x \cdot F(n) \{ J_{\nu-1}(kx) - CJ_{-\nu+1}(kx) \} = 0, \tag{1.26}$$

где мы ввели обозначения

$$k = \left(\frac{2n}{3-n}\right)^{\frac{n}{3(n-1)}}, \quad F(n) = \frac{2nk}{5n-1-2n\nu}.$$

Исключая из уравнений (1.25) и (1.26) постоянную C, находим следующее уравнение для спектра частот:

$$J_{-\nu}(x) J_{\nu}(kx) - J_{\nu}(x) J_{-\nu}(kx) + x \cdot F(n) \cdot \{ J_{-\nu}(x) J_{\nu-1}(kx) + \\ + J_{\nu}(x) J_{-\nu+1}(kx) \} = 0. \tag{1.27}$$

Откуда получаем выражение для полного спектра собственных частот электронного облака вокруг заряженного шара

$$x = X_{\nu}^{(m)}, \text{ или } \omega = \omega_0 \sqrt{\frac{n}{2(3-n)}} \cdot X_{\nu}^{(m)}, \quad m = 1, 2, 3 \cdots,$$

где $X_{\nu}^{(m)}$ являются корнями уравнения (1.27).

Ниже в табл. 1 приведены несколько корней уравнения (1.27) при различных значениях индекса политропы n для сферически-симметричного электронного облака (вычисления произведены на ЭВМ „Наири—2“).

Таблица 1

Корни уравнения (1.28) и спектр частот пульсаций сферически-симметричного электронного облака при различных значениях индекса политропы

	$n = 1{,}5;\ \nu = 1{,}424$		$n = 2{,}5;\ \nu = 0{,}7$		$n = 2{,}99;\ \nu = 0{,}3727$	
m	$X_{1,424}^{(m)}$	ω/ω_0	$X_{0,7}^{(m)}$	ω/ω_0	$X_{0,3727}^{(m)}$	ω/ω_0
1	1,713281	1,211477	1,240625	1,961599	0,084766	1,036437
2	4,689843	3,316219	2,326562	3,678578	0,195469	2,930006
3	7,814843	5,525927	3,172265	5,015788	0,319219	3,903101
4	10,978124	7,762704	4,033593	6,377666	0,440469	5,385628

§ 2. Цилиндрическая симметрия

Теперь рассмотрим электронное облако, расположенное вокруг положительно заряженного бесконечного цилиндра (радиуса R и заряда единицы длины Q). Для нахождения плотности равновесного распределения электронного облака будем пользоваться системой уравнений (1.1) (здесь $V = Q \ln r$ — внешний электрический потенциал цилиндра) с теми же граничными условиями (1.2). Аналогичные рассуждения нас приводят к тому же закону распредиления плотности электронного облака

$$N(r) = N_0\left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{2n}{n-1}}. \tag{2.1}$$

Конечность заряда электронного облака,

$$\left|2\pi e N_0 \int\limits_R^\infty \left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{2n}{n-1}} r dr\right| < \infty,$$

дает область изменения индекса политропы

$$1 < n < \infty.$$

Полный заряд электронного облака получается в виде

$$Q_e = -\pi e N_0 R^2 (n-1). \tag{2.2}$$

Аналогично (1.11)

$$R_{\text{эф}} = R\sqrt{\frac{n+1}{2}}.$$

А для общей электрической напряженности системы цилиндр—электронное облако, при условии $|Q_e| = Q$ получаем

$$E(r) = \frac{2Q}{R}\left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}. \tag{2.3}$$

Давление получается в виде

$$p(r) = \pi e^2 N_0^2 R^2 \frac{(n-1)^2}{n+1}\left(\frac{R}{r}\right)^{\frac{2(n+1)}{n-1}}. \tag{2.4}$$

Теперь рассмотрим пульсацию этой системы. Воспользовавшись системой уравнений (1.14) для малых радиальных колебаний, получаем следующее уравнение

$$\frac{\partial}{\partial r}(\gamma p \operatorname{div} \vec{\xi}) + \left(\omega^2 + \frac{2e}{m}\cdot\frac{E}{r}\right)\rho\xi = 0.$$

Или подставляя сюда выражения (2.1), (2.2), (2.3) и (2.4), получим уравнение для ξ

$$r^2\frac{d^2\xi}{dr^2} - \frac{3+n}{n-1} r \frac{d\xi}{dr} + \left\{1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\frac{4n}{(n-1)^2}\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{2n}{n-1}}\right\}\xi = 0,$$

решение которого дается в виде

$$\xi(r) = c_1\left(\frac{r}{R_{\text{эф}}}\right)^{\frac{n+1}{n-1}}\left\{J_\nu\left[x\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{n}{n-1}}\right] + CJ_{-\nu}\left[x\left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{n}{n-1}}\right]\right\},$$

где

$$\nu = \frac{2}{\sqrt{n}}, \quad x = \frac{\omega}{\omega_0}\frac{1}{\sqrt{n}}.$$

Воспользовавшись граничными условиями (1.23) и (1.24), для определения спектра частот получаем уравнение (1.27), где только

$$k = \left(\frac{n+1}{2}\right)^{\frac{n}{2(n-1)}}, \quad F(n) = \frac{k}{2-\nu}.$$

Откуда получается спектр собственных частот пульсаций цилиндрически-симметричного электронного облака (см. табл. 2)

$$\omega = \omega_0 \sqrt{n} \cdot X_\nu^{(m)}, \quad m = 1, 2, 3, \cdots.$$

Таблица 2

Корни уравнения (1,27) и спектр частот пульсаций цилиндрически-симметричного электронного облака при различных значениях индекса политропы

	$n = 1{,}5;\ \nu = 1{,}6331$		$n = 16;\ \nu = 0{,}5$		$n = 64;\ \nu = 0{,}25$	
m	$X_{1,6331}^{(m)}$	ω/ω_0	$X_{0,5}^{(m)}$	ω/ω_0	$X_{0,25}^{(m)}$	ω/ω_0
1	4,675999	5,671987	0,727562	2,910248	0,327353	2,618824
2	5,751000	6,975720	1,108312	4,435248	0,742588	5,940464
3	6,819750	8,272357	1,491624	5,966496	1,252353	10,818824
4	8,946313	10,851878	2,570531	10,282124	1,755478	14,043824

Ереванский государственный университет

Поступила 4.IV.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. Чандрасекар*, Введение в учение о строении звезд, М., 1950.
2. *А. А. Власов*, Статистические функции распределения, М., 1966.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՄՊԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԲԱԲԱԽՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԸ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԵՎ ԳՆԴԱՅԻՆ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ռ. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Մ. Գ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ

Քննարկված են դրականորեն լիցքավորված գնդի և անվերջ գլանի շուրջ էլեկտրոնային ամպի խտության հավասարակշռված բաշխման և ռադիալ բաբախումների հարցերը։

Գտնված է հավասարակշռության վիճակում էլեկտրոնային ամպի խտության բաշխման օրենքը։ Այնուհետև, գծային տեսության շրջանակներում, շարժման հավասարումների օգնությամբ, բաբախումների խնդիրը լուծված է ճշգրիտ և ստացված է հավասարում էլեկտրոնային ամպի սեփական հաճախությունների լրիվ սպեկտրը որոշելու համար։

ON THE EQUILIBRIUM STATE AND SPECTRUM OF PULSATION FREQUENCIES OF AN ELECTRONIC CLOUD OF SPHERICAL AND CYLINDRICAL SYMMETRY

R. S. OGANESIAN, M. G. ABRAHAMIAN

In this work the problems of equilibrium distribution of density and radial oscillations of the electronic clouds around charged sphere and infinite cylindre are considered.

The distribution law of electronic cloud density in equilibrium statc has been established.

The equation is obtained in linear theory framework for radial oscillations of the cloud. The linearized equation is solved then precisely and a total spectrum of electronic cloud natural frequancies is found.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 33—37 (1972)

УСТАНОВКА, СЛУЖАЩАЯ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН

В. И. АВУНДЖЯН, К. Т. АВЕТЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Описана конструкция и принцип работы установки, служащей для визуализации рентгеновских дифракционных картин в пределах $2\theta = \pm 160°$. Приведены снимки, заснятые с выходного экрана установки.

Визуализация рентгеновских дифракционных картин — одна из важнейших задач рентгеноструктурных исследований. Она имеет большое значение для исследования быстропротекающих структурных изменений, а также, вообще, для уменьшения времени экспозиции рентгеновских исследований.

Несмотря на то, что теоретические основы визуализации рентгенодифракционных картин достаточно хорошо разработаны, однако, ее практическое осуществление недостаточно развито, и эта методика мало применяется в экспериментальных исследованиях [1—3].

В излагаемой работе описывается спроектированный, сконструированный и испытанный нами рентгеновский электроннооптический дифрактоскоп (РЭОД) для визуализации и измерения рентгеновских картин.

РЭОД построен на принципе дифрактомера, между тем, все описанные в литературе аналогичные установки построены на принципе обычной дифракционной камеры. Это обстоятельство позволяет с помощью РОЭД существенно ускорить определение направлений кристаллографических осей большого количества кристаллов.

Принцип работы рентгеновского электроннооптического дифрактоскопа (РЭОД-а)

Блок-схема рентгеновского электроннооптического дифрактоскопа приведена на рис. 1. Рентгеновское первичное излучение из рентгеновской трубки БСВ-9 с анодом из молибдена (1), проходя через коллиматор (2), падает на кристалл (образец) (3). Дифрагированные от кристалла лучи и первичный проходящий пучок, падая на люминесцирующий экран ZnSAg толщиной 70 *мг/см*^{3} (5), образуют на нем светослабую дифракционную картину. При этом на пути к экрану первичный пучок предварительно ослабляется при помощи свинцового экранчика-ловушки (4) небольших размеров. Люминесцирующий экран прижат к свинцовому стеклу (6), служащему для защиты работающего персонала от облучения. С помощью объектива (7) первичная светослабая оптическая картина, полученная на экране (5), фокусируется на входное окно (фотокатод) (8) трехкаскадного электроннооптического преобразователя (ЭОП-а) (9) с электростатической фокусировкой. Эта первичная картина после преобразования и усиления ЭОП-ом изображается на его выходном экране (10). Это изображение можно сфотографировать с помощью фотоаппарата (11).

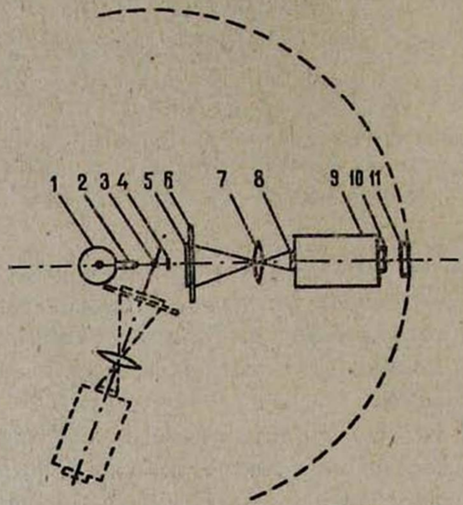


Рис. 1. Блок-схема РЭОД-а.

Описываемый РЭОД дает возможность наблюдать рентгеновскую дифракционную картину в пределах углов от нуля до $2\theta = \pm 160°$. Этот большой угловой интервал дает возможность, во-первых, исследовать изменения структур в различных направлениях и, во-вторых, исследовать толстые образцы на отражение (наблюдать эпиграммы).

В конечном счете визуализация дифракционной картины сводится к следующему:

Первичные рентгеновские лучи → дифрагированные рентгеновские лучи → световое изображение → электроннооптическая система преобразования и усиления → люминесцирующий экран → фотоаппарат или киноаппарат (фотокартина усиленного изображения). Для изменения углов наблюдения люминесцирующий экран (5), свинцовое стекло (6), объектив (7), ЭОП (9) и фотоаппарат (11) смонтированы на одной и той же оптической скамье, которая может вращаться на металлической плите (служащей крышкой РЭОД-а) вокруг вертикальной оси, которая совпадает с вертикальной осью гониометра. Гониометр с головкой, на которой закрепляется исследуемый образец, предоставляет возможность вращать образец вокруг трех взаимно перпендикулярных осей и наблюдать дифракционные картины по разным кристаллографическим направлениям.

Для исследования быстропротекающих структурных изменений РЭОД снабжен киноаппаратом, которым можно заменить фотоаппарат (11).

При сборке РЭОД-а оптические оси объектива, ЭОП-а и фотоаппарата (киноаппарата) были совмещены так, чтобы образованная оптическая ось РЭОД-а проходила через центр гониометра.

Разрешение дифрактоскопа

Разрешение дифрактоскопа обусловлено, как обычно, узостью и параллельностью первичного рентгеновского пучка, разрешением флюоресцирующего экрана и разрешением оптического преобразователя. Для увеличения параллельности и узости первичного пучка конструкция дифрактоскопа дает возможность увеличить расстояние источника рентгеновых лучей от исследуемого образца, что в свою очередь дает возможность пользоваться узким и длинным коллиматором. В качестве флюоресцирующего экрана нами использован экран ZnSAg.

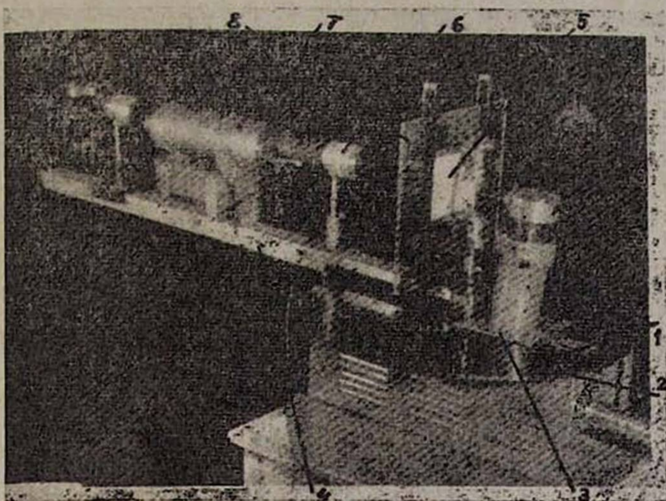


Рис. 2. Общий вид РЭОД-а.

Как известно [4—5], лауэвские пятна от сравительно толстых кристаллов получаются расщепленными. О разрешающей силе дифрактоскопа можно судить по рис. 3, на котором приведена дифрак-

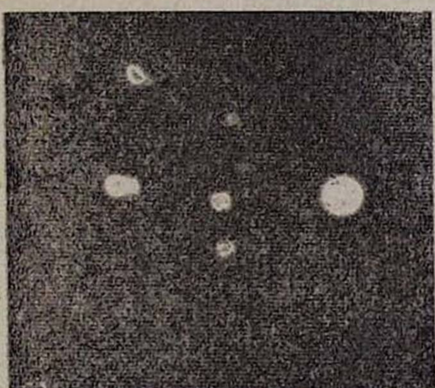


Рис. 3. Дифракционные пятна кристалла кварца.

ционная картина кристалла кварца толщиной 3 *мм*, сфотографированная с выходного экрана РЭОД-а. На рис. 3 отчетливо видно расщепление дифракционных максимумов.

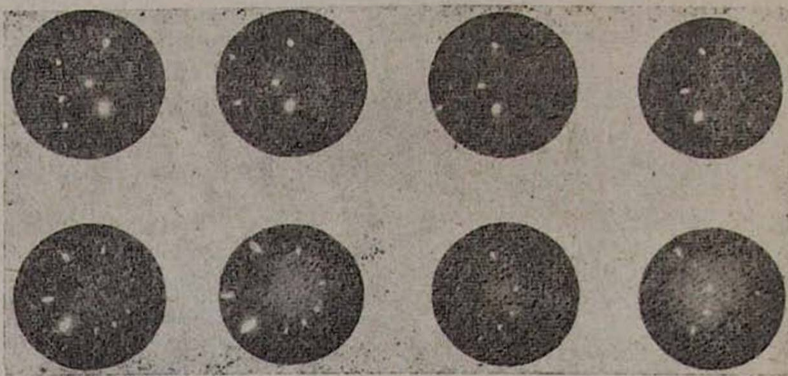


Рис. 4. Дифракционные картины от кристалла Al, сфотографированные с интервалом поворота оптической скамьи на 10°.

Необходимо иметь в виду, что разрешение дифрактограмм, полученных на выходном экране дифрактоскопа больше чем на приведенных здесь фотоснимках, так как фотографирование уменьшает резкость картин.

Выводы

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Сконструирован и изготовлен рентгеновский электроннооптический преобразователь (рентгеновский электроннооптический дифрактоскоп).

2. Дифрактоскоп испытан: визуально наблюдались дифрактограммы и получены их фотоснимки.

3. Сравнение фотоснимков дифрактограмм со снимками обычных лауэграмм, полученных на рентгеновских пленках, показывает, что разрешение дифрактоскопа в центральной части выходного экрана не хуже чем для лауэграмм.

Ереванский государственный университет

Поступила 28.XII.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Брызгунов*, ПТЭ, 6, 188 (1968).
2. *В. А. Брызгунов, М. М. Бутслов, М. А. Мокульский*, ДАН, 185, 782 (1969).
3. *A. Reifnsaiddr, R. A. Green*, Rev. Sci. Instr. 39, 1651 (1968).
4. *Р. Джеймс*, Оптические принципы дифракции рентгеновых лучей, ИЛ., М., 1954.
5. *П. А. Безирганян, В. И. Авунджян*, Изв. АрмССР, Физика, 2, 244 (1967).

ՍԱՐՔ, ՈՐԸ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆ Է ՏԱԼԻՍ ՏԵՍԱՆԵԼԻ ԴԱՐՁՆԵԼ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԸ

Վ. Ի. ՀԱՎՈՒՆՋՅԱՆ, Կ. Թ. ԱՎԵՏՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված է $2\theta = \pm 160°$ անկյունային սահմաններում ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերները տեսանելի դարձնող սարքի կառուցվածքը և աշխատանքի սկզբունքը։ Բերված են սարքի ելքի էկրանից լուսանկարված դիֆրակցիոն պատկերների նկարներ։

X-RAY DEVICE GIVING VISUAL PICTURES OF X-RAY DIFFRACTION PATTERNS

V. I. HAVOONDJIAN, K. T. AVETIAN. P. H. BEZIRGANIAN

The construction of an X-ray device, giving visual pictures of X-ray diffraction patterns in a range of angles $2\theta = \pm 160°$ is described. Pictures of diffraction patterns photographed from the screen of the device are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 38—43 (1972)

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ ЖЕЛЕЗО-ХРОМ

Г. А. ТОНОЯН, С. А. МНАЦАКАНЯН, Ю. А. РАПЯН, В. А. ВАРДАНЯН

Общеизвестно, что твердые растворы нескольких веществ проявляют иные физико-химические свойства, чем компоненты данного твердого раствора. Это объясняется тем, что в зависимости от технологии получения в данном твердом растворе возникают такие фазы, структура и свойства которых во многом могут отличаться от структуры начальных компонентов. Кроме того, в ходе получения твердых растворов, размеры кристалликов полученных фаз часто меняются, изменяя физико-механические и другие характеристики этих твердых растворов.

Целью настоящей работы — является исследование изменения фазового состава твердых растворов железо-хром в зависимости от технологии получения.

Методика получения твердых растворов железо-хром

Существуют разные методы получения порошкового сплава железо-хром в порошковой металлургии [1, 2], такие как механическое измельчение, электролиз, диффузионное насыщение и т. д. Не останавливаясь на недостатках и преимуществах этих методов, можно сказать, что методом совместного восстановления сложных окислов, который использовался для получения исследуемых нами образцов, обеспечивается получение сплава железо-хром 100%-ой гомогенности [3].

Исходными материалами при приготовлении образцов служили железный концентрат Разданского месторождеия Армянской ССР ($Fe = 69{,}7\%$), окись хрома марки ОХМ—1, твердый углерод — графит, марки ГМЖ (ТУ21—25—267) и NH_4Cl (ГОСТ 3733—60). Исходные материалы смешивались в барабанных смесителях в течение от 8 до 10 часов. Состав шихты составлялся с учетом получения от 6 до 50% хромосодержащего сплава. Ферритизация механической смеси производилась в огнеупорных тиглях с закрытыми крышками для обеспечения герметичности.

Нумерация с соответствующими типами обработки, изучаемых в данной работе образцов, приведена в табл. 1.

Методика рентгеновского эксперимента

Методике рентгеноструктурного анализа, которая нами применялась для исследования вышеотмеченных образцов, посвящены обширные монографии и статьи [4—7]. Отметим лишь, что рентгенограммы получены на рентгеновской установке УРС-70 излучением $FeK\alpha$ с применением метода Дебая-Шерера с асимметрической укладкой рент-

Таблица 1

Температура ферритизации (°C)	Время ферритизации (час)	Количество Cr_2O_3 в шихте (%)	Температура ферритизации (°C)	Время ферритизации (час)	Количество Cr_2O_3 в шихте (%)
20	—	6	800	6	25
800	6	6	800	6	30
900	6	6	800	6	40
1000	6	6	800	6	50
1100	6	6	1100	6	10
1100	2	6	1100	6	15
1100	4	6	1100	6	20
1100	8	6	1100	6	25
1100	10	6	1100	6	30
800	6	10	1100	6	40
800	6	15	1100	6	50
800	6	20			

геновской пленки [5], (режим рентгеновского исследования: скорость вращения образца 2 *об/мин*, напряжение 40 *кв*, анодный ток 7 *ma*, время экспозиции — 3,5 *час*). Добавим еще, что полуширина дифракционной линии, с помощью которой определяется размер кристалликов, зависит не только от размеров кристалликов, но и от микронапряжения второго рода. И уменьшение размеров кристалликов, и возникновение микронапряжения второго рода — приводят к увеличению полуширины дифракционной линии. Но эти два фактора по-разному зависят от бреггового угла отражения [7]. Они в подходящих условиях могут быть разделены.

Полученные результаты и их обсуждение

Как показывают рентгенограммы образцов, имеющих одинаковое время ферритизации и одинаковое процентное соотношение Cr_2O_3, но разные температуры ферритизации (образцы № 2—4, см. табл. 1), для всех них существуют фазы $(Fe, Cr)_2O_3$; $FeFe_2O_4$; Cr_2O_3. С повышением температуры ферритизации уменьшается фаза Cr_2O_3, которая при температуре 1100°C и выше исчезает (на рис. 1 и 2 приведены микрофотограммы рентгенограмм образцов № 2 и 4). Помимо этого, увеличение интегральной интенсивности дифракционных линий показывает, что количество фазы $(Fe, Cr)_2O_3$ увеличивается с увеличением температуры ферритизации. У образца № 4 почти в полтора раза больше количество фазы $(Fe, Cr)_2O_2$ чем у образца № 2. Отмечается также уменьшение количества фазы $FeFe_2O_4$ с появлением фазы Fe_2O_3. Существенное изменение в фазовом составе происходит, когда изменяется процентное соотношение Cr_2O_3 при прочих постоянных условиях. На рис. 3 и 4 приведены рентгенограммы образцов № 10 и 13 соответственно. Как показывают эти рентгенограммы и соответствующие измерения рентгеновских дифракционных картин, полученных от образцов № 10 и 16, с увеличением количества Cr_2O_3 появляется новая фаза с параметром $d = 2{,}020$ Å, количество которой удвоено для

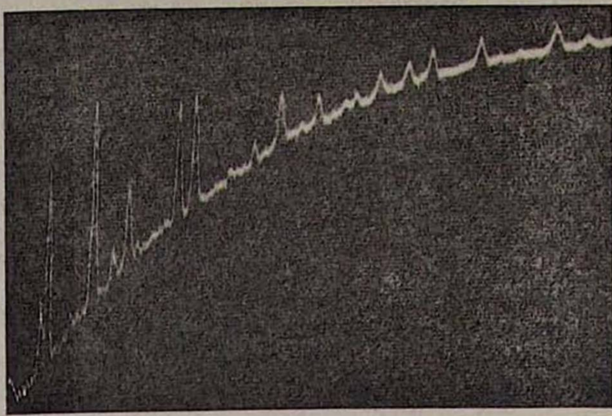


Рис. 1. Микрофотограмма рентгенограммы образца, содержащего 6% Cr_2O_3 с температурой ферритизации 800°С, временем обработки 6 часов.

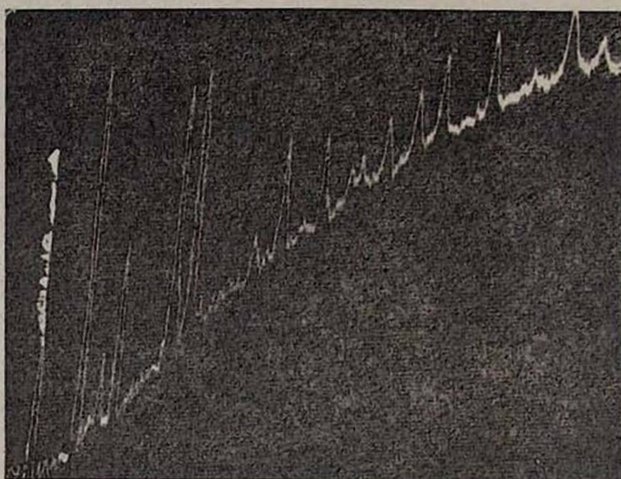


Рис. 2. Микрофотограмма рентгенограммы образца, содержащего 6% Cr_2O_3 с температурой ферритизации 1000°С, временем обработки 6 часов.

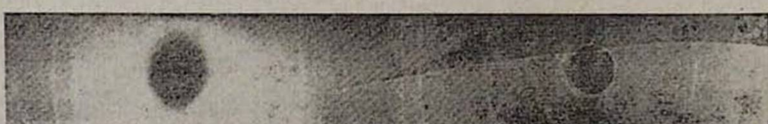


Рис. 3. Рентгенограмма образца, содержащего 10% — Cr_2O_3 с температурой ферритизации 800°С, временем обработки 6 часов.

Таблица 2

№ образцов	Наименование фаз								
	$(Fe, Cr)_2O_3$			$FeFe_2O_4$		Fe_2O_3		Cr_2O_3	
2	2,36 (4) 1,42 (7)	1,65 (5) 1,07 (4)	1,55 (8) 1,03 (2)	3,32 (5) 1,08 (3)	2,30 (8) 1,01 (7)	—		1,80 (3) 0,94 (10)	1,16 (4) 0,88 (5)
4	2,36 (8) 1,42 (8)	1,65 (2) 1,06 (4)	1,54 (8) 1,03 (3)	3,32 (4) 1,08 (2)	2,29 (8) 1,01 (7)	—		1,79 (4) 0,94 (10)	1,16 (5) 0,88 (6)
10	2,35 (5) 1,42 (9)	1,64 (4) 1,06 (5)	1,54 (7) 1,04 (4)	—		2,98 (5) 1,69 (2)	2,77 (3) 1,32 (1)	1,79 (3) 0,93 (9)	1,16 (5) 0,88 (4)
12	1,37 (4) 1,42 (4)	1,63 (6) 1,06 (5)	1,54 (6) 1,03 (3)	—		2,98 (3) 1,70 (2)	2,77 (3) 1,30 (1)	1,80 (3) 0,94 (8)	1,17 (3) 0,87 (5)
13	1,36 [5] 1,42 (5)	1,64 (5) 1,06 (3)	1,54 (10) 1,03 (3)	—		2,98 (4) 1,70 (2)	2,77 (3) 1,30 (1)	1,79 (2) 0,94 (7)	1,16 (4) 0,88 (3)
15	1,35 (6) 1,42 (6)	1,64 (4) 1,06 (4)	1,54 (8) 1,03 (3)	—		2,98 (3) 1,69 (2)	2,76 (8) 1,31 (2)	1,79 (2) 0,93 (6)	1,16 (4) 1,88 (3)
17	1,35 (6) 1,42 (6)	1,60 (6) 1,06 (4)	1,55 (8) 1,03 (4)	—		2,97 (4) 1,70 (2)	2,77 (3) 1,30 (1)	—	
19	1,36 (8) 1,42 (6)	1,65 (9) 1,06 (7)	1,54 (10) 1,03 (7)	—		2,98 (3) 1,70 (2)	2,76 (2) 1,30 (1)	—	
22	1,36 (8) 1,42 (7)	1,64 (9) 1,06 (6)	1,54 (10) 1,03 (6)	—		2,98 (2) 1,69 (3)	2,76 (2) 1,30 (1)	—	

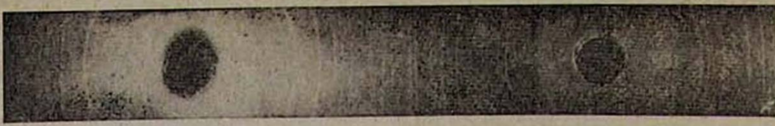


Рис. 4. Рентгенограмма образца, содержащего 25% — Cr_2O_3 с температурой ферритизации 800°С, временем обработки 6 часов.

образцов № 16 по сравнению с образцом № 10. Кроме того, увеличивается фаза $(Fe, Cr)_2O_3$ и исчезают следы фазы $FeFe_2O_4$.

Сравнение результатов измерения интенсивности и соответствующих брегговских углов рентгенограмм, полученных от образцов № 10 и 17, № 12 и 19, № 15 и 22 и т. д., каждая пара которых отличается друг от друга только температурой ферритизации, показывает, что температура ферритизации во многом влияет и на фазовый состав и на количество каждого состава. Действительно, у образца № 10 обнаруживаются следующие фазы; $(Fe, Cr)_2O_3$; Fe_2O_3 и Cr_2O_3, а у образца № 17 основной фазой уже является $(Fe, Cr_2)O_3$ и Fe_2O_3 с пониженным параметром кристаллической решетки, а Cr_2O_3 не диагностируется. Дальнейшее увеличение количества смеси в образцах № 17—23 приводит к увеличению твердой фазы $(Fe, Cr)_2O_3$. Основные результаты, полученные от изучаемых нами образцов, приведены в таблице 2*.

Ереванский гос. медицинский институт Поступила 25.VII.1970

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. А. Борок, В. Г. Тепленко*, Сб. ЦНИИЧМ, Порошковая металлургия, вып. 43, М., 1965.
2. *И. Д. Радомысельский, С. Г. Напара—Волгина*, Порошковая металлургия, № 7 79 (1969).
3. *Н. В. Манукян, М. Г. Андреасян*, Порошковая металлургия, № 3, 87 (1970).
4. *А. И. Китайгородский*, Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел, М., 1950.
5. *Н. Н. Качанов, Л. И. Миркин*, Рентгеноструктурный анализ, Научгиз., М., 1960.
6. *Я. С. Уманский*, Рентгенография металлов и полупроводников, Изд. металлургия, М., 1969.
7. *А. И. Китайгородский*, Рентгеноструктурный анализ, М.—Л., 1950.

«ԵՐԿԱԹ-ՔՐՈՄԻ» ՊԻՆԴ ԼՈՒԾՈՒՅԹՆԵՐԻ ՌԵՆՏԳԵՆԱԳՐԱՖԻԿ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Գ. Ա. ՏՈՆՈՅԱՆ, Ս. Ա. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՌԱՓՅԱՆ, Վ. Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է «երկաթ-քրոմ» պինդ լուծույթի ֆազային բաղադրությունը կախված սկզբնական մեխանիկական խառնուրդի առանձին կոմպոնենտների տոկոսային հարաբերու-

* Цифры написанные в скобках показывают наблюдаемые интенсивности соответствующих дифракционных линий, межплоскостные расстояния которых приведены перед этими цифрами.

թյունից։ Ցույց է տրված, որ այլ միանման պայմաններում, ջերմային մշակման ժամանակամիջոցի փոփոխության հետ խիստ փոփոխվում է առաջացած պինդ ֆազերի թիվը և մեծանում բյուրեղիկների չափսը։

Այնուհետև ցույց է տրված, որ կոմպոնենտների միատեսակ քանակության դեպքում կախված ֆերիտիզացման ջերմաստիճանից տեղի են ունենում պինդ ֆազերի փոփոխություններ, ընդ որում, բարձր ջերմաստիճանների դեպքում լրիվ բացակայում են մեխանիկական խառնուրդի կոմպոնենտները։

Ցույց է տրված, որ մեխանիկական խառնուրդի կոմպոնենտների տոկոսային հարաբերության փոփոխությունը խիստ ազդում է վերջնական նյութի քանակի և որակի վրա։

ROENTGENOGRAPHICAL INVESTIGATION OF HARD IRON-BOX-CALF SOLUTIONS

C. A. TONOIAN, S. A. MNATSAKANIAN, Yu. A. RAPIAN, V. A. VARDANIAN

The phase composition of the hard iron-box-calf solution dependent on percentage correlation of the separate components of initial mechanical mixture is studied.

The quantity of formed hard is shown to change strongly with the duration of thermal processing, other things being equal. The demension of small crystals is shown to increase as well.

We showed then, that for identical quantities of intermix components the changes of hard phases take place depending on the temperature, the components of mechanical mixture being completely absent for higher temperatures.

The change of percentage correlation of mechanical mixture components is shown to affect greatly the quality and quantity of final product.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 44—54 (1972)

СТАТИЧЕСКАЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЧЕТЫРЕХСЛОЙНЫХ СТРУКТУР В ДВУХКОЛЛЕКТОРНОМ ВКЛЮЧЕНИИ ПРИ НИЗКОМ УРОВНЕ ИНЖЕКЦИИ

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

В настоящей работе теоретически исследуется статическая вольт-амперная характеристика (ВАХ) четырехслойных структур в двухколлекторном включении при низком уровне инжекции. Получены аналитические выражения ВАХ для симметричной структуры с учетом лавинного умножения в коллекторных переходах.

Показано существование участка ОС на ВАХ.

§ 1. Вопросу расчета статической ВАХ четырехслойной структуры посвящено значительное количество статей. Из них укажем на [1, 2, 3, 4, 5, 6].

Осталось, однако, без внимания рассмотрение $p-n-p-n$-структуры при обратном включении.

За исключением работы [6], остальные подходили к вопросу с феноменологической точки зрения или с точки зрения многотранзисторной аналогии. Целью этой работы является исследование четырехслойных структур в двухколлекторном режиме с „микроскопической" точки зрения, которая даст возможность более точно рассмотреть процессы в исследуемой структуре и ответить на вопросы о существовании ОС на ВАХ, для каждой конкретной модели.

Модель рассматриваемой структуры представлена на рис. 1. Пронумеруем базы слева направо, приписывая каждому переходу номер

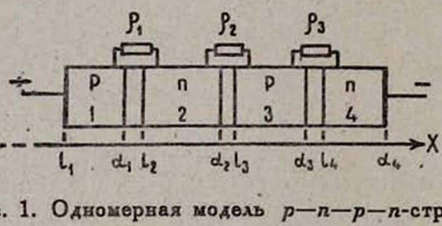


Рис. 1. Одномерная модель $p-n-p-n$-структуры с утечками.

левой смежной базы. Будем рассматривать одномерную задачу с однородным распределением примесей в базах, считая, что выполняются условия квазинейтральности и соотношение Эйнштейна

$$\frac{kT}{e} = \frac{D}{\mu}.$$

Для баз исходной системой уравнений является следующая:

$$J_n = e\mu_n nE + eD_n \nabla_x n;$$

$$J_p = e\mu_p pE - eD_p \nabla_x p; \quad \mathrm{rot}\, \vec{E} = 0;$$

$$\nabla_x J_n = e\frac{n - n_p}{\tau_n}; \quad J = J_n + J_p;$$
$$\nabla_x J_p = e\frac{p_n - p}{\tau_p}; \quad p + \chi - n = 0, \tag{1}$$

где χ — концентрация примесей в данной базе, остальные обозначения обычные. Время жизни и подвижность носителей считаются постоянными, не зависящими от концентрации носителей.

Система уравнений (1) при заданных граничных условиях определяет зависимости искомых величин как функций от J и x.

В данной работе нас будут интересовать только те электрофизические свойства четырехслойной структуры, которые обусловлены процессами в p—n-переходах и взаимодействием между переходами. Поэтому, ради простоты расчетов, мы примем упрощающие предположения, а именно будем считать, что контакты чисто омические, базы низкоомные и не длинные ($d/L < 3 \div 4$). Заметим, однако, что эти ограничения не обязательны.

§ 2. Рассмотрим низкий уровень инжекции. Это означает, что принимаются неравенства

$$N_{a_1} > n_{p_1}; \quad N_{a_2} > n_{p_2}; \quad N_{g_1} > p_{n_1}; \quad N_{g_2} > p_{n_2}.$$

Тогда из системы (1) получим

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n - n_p}{L_n^2}; \quad \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{L_p^2}. \tag{2}$$

Первое из этих уравнений написано для p-базы, второе — для n-базы. Решение системы (2) для баз имеет вид

$$n_1(x) = n_{p_1} + \frac{n_2(l_1) - n_{p_1}}{\operatorname{sh}\eta_1}\operatorname{sh}\frac{d_1 - x}{L_{n_1}} + \frac{n_1(d_1) - n_{p_1}}{\operatorname{sh}\eta_1}\operatorname{sh}\frac{x - l_1}{L_{n_1}}, \tag{3}$$

$$p_1(x) = p_{n_1} + \frac{p_1(l_2) - p_{n_1}}{\operatorname{sh}\eta_2}\operatorname{sh}\frac{d_2 - x}{L_{p_1}} + \frac{p_1(d_2) - p_{n_1}}{\operatorname{sh}\eta_2}\operatorname{sh}\frac{x - l_2}{L_{p_1}}, \tag{4}$$

$$n_2(x) = n_{p_2} + \frac{n_2(l_3) - n_{p_2}}{\operatorname{sh}\eta_3}\operatorname{sh}\frac{d_3 - x}{L_{n_2}} + \frac{n_2(d_3) - n_{p_2}}{\operatorname{sh}\eta_3}\operatorname{sh}\frac{x - l_3}{L_{n_2}}, \tag{5}$$

$$p_2(x) = p_{n_2} + \frac{p_2(l_4) - p_{n_2}}{\operatorname{sh}\eta_4}\operatorname{sh}\frac{d_4 - x}{L_{p_2}} + \frac{p_2(d_4) - p_{n_2}}{\operatorname{sh}\eta_4}\operatorname{sh}\frac{x - l_4}{L_{p_2}}, \tag{6}$$

где через η_i обозначена ширина i-той базы, деленная на диффузионную длину неосновных носителей в той же базе. В формулах ($3 \div 6$) имеются восемь постоянных интегрирования, для определения которых необходимо иметь столько же граничных условий.

В качестве двух условий можно взять условия омичности контактов. Так как при низком уровне инжекции протекают небольшие токи, то можно считать, что в точках d_2 и l_3 выполняется соотношение Больцмана. В качестве еще четырех граничных условий можно взять условия непрерывности плотностей электронных и дырочных токов на границах коллекторных переходов. Эти условия можно задать следующими соотношениями:

$$n_1(d_1) = \frac{J_n(d_1)}{ev_{n_1}} + n_{n_1}\exp\left[-(V_{1\text{конт}} - V_1)\frac{e}{kT}\right], \tag{7}$$

$$p_1(l_2) = \frac{J_p(l_2)}{ev_{p_1}} + p_{p_1}\exp\left[-(V_{1\text{ конт}} - V_1)\frac{e}{kT}\right], \tag{8}$$

$$n_2(d_3) = J_n(d_3)| ev_{n_2} + n_{n_2}\exp\left[-(V_{3\text{ конт}} - V_3)\frac{e}{kT}\right], \tag{9}$$

$$p_2(l_4) = \frac{J_p(l_4)}{ev_{p_2}} + p_{p_2}\exp\left[-(V_{3\text{ конт}} - V_3)\frac{e}{kT}\right], \tag{10}$$

где $v_{n1,\,2}$, $v_{p1,\,2}$ — средние дрейфовые скорости электронов и дырок в первом и втором коллекторных переходах соответственно, а V_i — падение напряжения на i-ом переходе.

Вычислив постоянные интегрирования и используя уравнения (1), (3), (4), (5), (6), а также условия непрерывности токов через переходы, можно написать

$$J(1 - m_1) = J_1 + \beta_2 i(\xi_2 - 1) + \alpha_1 i(1 - \xi_1) + V_1|\rho_1; \tag{11}$$

$$J = i(\xi_2 - 1) + \xi_2 i(1 - \xi_1) + \beta_3 i(1 - \xi_3) + I + V_2|\rho_2; \tag{12}$$

$$J(1 - m_2) = J_2 + \beta_3 i(\xi_2 - 1) + \alpha_2 i(1 - \xi_3) + V_3|\rho_3, \tag{13}$$

где

$$\xi_{1,\,3} = \exp\left(-\frac{eV_{1,\,3}}{kT}\right); \quad \xi_2 = \exp\left(\frac{eV_2}{kT}\right);$$

$$\overset{+}{i}_{ok} = i_{ok}\,\mathrm{ch}\,\eta_k; \quad i_{o1,\,3} = \frac{kT\mu_{n1,\,2}\,n_{p1,\,2}}{L_{n1,\,2}\,\mathrm{sh}\,\eta_{1,\,2}};$$

$$i_{o2,\,4} = \frac{kT\mu_{p1,\,2}p_{n1,\,2}}{L_{p1,\,2}\,\mathrm{sh}\,\eta_{2,\,4}}; \quad i = \overset{+}{i}_{o2} + \overset{+}{i}_{o3} - \frac{\overset{2}{i}_{o2}}{\overset{+}{i}_{o2} + ev_{p1}p_{n1}} - \frac{\overset{2}{i}_{o3}}{\overset{+}{i}_{o3} + ev_{n1}n_{p1}};$$

$$\beta_{1,\,3} = \frac{i_{o1,\,3}\,ev_{n1,\,2}}{i(\overset{+}{i}_{o1,\,3} + ev_{n,\,1,\,2}\,n_{p1,\,2})}; \quad \beta_{2,\,4} = \frac{i_{o2,\,4}ev_{p1,\,2}\,p_{n1,\,2}}{i(\overset{+}{i}_{o2,\,4} + ev_{p1,\,2}\,p_{n1,\,2})};$$

$$\alpha_1 = \beta_2^+ + \beta_1 e_{d_1,\,l_2}; \quad \alpha_2 = \beta_4^+ + \beta_3 e_{d_3,\,l_4};$$

$$e_{d_1,\,x} = \exp\left[-\int_{d_1}^{x}(U_{n1} - U_{p1})\,dt\right]; \quad e_{d_3,\,x} = \exp\left[-\int_{d_3}^{x}(U_{n2} - U_{p2})\,dt\right].$$

U_{n1}, U_{n2}, U_{p1}, U_{p2} — коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок в коллекторных переходах соответственно; I — ток рекомбинации в эмиттере; $m_{1,\,2}$ — коэффициенты лавинного умножения коллекторных переходов; $J_{1,\,2}$ — токи тепловой генерации в коллекторных переходах. Следуя [1], положим

$$I = I_0\xi_0^{1/2}, \tag{14}$$

где I_0 — медленноменяющаяся (по сравнению с $\xi_2^{1/2}$) функция от V_2, будем считать ее постоянной.

Решая уравнения непрерывности в коллекторном переходе, легко найти

$$m_1 = e_{d_1, l_1} \cdot \int_{d_1}^{l_2} U_{n1} e_{d_1, t}^{-1} dt, \tag{15}$$

$$m_2 = e_{d_2, l_1} \cdot \int_{d_2}^{l_1} U_{n_2} e_{e_2, t}^{-1} dt,$$

$$J_1 = e_{d_1, l_2} \cdot \int_{d_1}^{l_2} e G_1 e_{d_1, t}\, dt,$$

$$J_2 = e_{d_2, l_1} \cdot \int_{d_2}^{l_1} e G_2 e_{d_2, t}\, dt, \tag{16}$$

где G_1 (аналогично G_2) есть коэффициент, характеризующий тепловую генерацию в коллекторном переходе. Коэффициент G_1 при напряжениях, несколько раз превышающих $\frac{kT}{e}$, почти не зависит от напряжения и является постоянной величиной. При таких напряжениях G_1 можно вынести за знак интеграла.

При получении системы уравнений (11÷13) считалось, что выполняется закон Кирхгорфа; члены с $\frac{V_i}{\rho_i}$ описывают токи через омические шунты.

Уравнения (11) и (12) при $\xi_3 = 1$ совпадают с уравнениями для $p-n-p$-структуры, полученными в работе [9].

Система уравнений (11÷13) трансцендентна относительно неизвестных функций $V_1(J)$, $V_2(J)$, $V_3(J)$, общее решение получить крайне трудно, поэтому рассмотрим несколько частных случаев.

Для удобства перейдем к новым, безразмерным величинам: напряжение будем измерять в единицах kT/e, а плотность тока в единицах i, сохраняя обозначения, то есть

$$r_k = kT\rho/ei; \quad \delta = I_0/i.$$

В новых обозначениях система (11÷13) имеет вид

$$J(1-m_1) = J_1 + \beta_2(\xi_2 - 1) + \alpha_1(1-\xi_1) + V_1/r_1, \tag{17}$$

$$J = \xi_2 - 1 + \beta_2(1-\xi_1) + \beta_3(1-\xi_3) + \delta\xi_2^{1/2} + V_2/r_2, \tag{18}$$

$$J(1-m_2) = J_2 + \beta_2(\xi_2 - 1) + \alpha_2(1-\xi_3) + V_3/r_3. \tag{19}$$

В уравнении (18) член V_2/r_2 и член $\delta\xi_2^{1/2}$ описывают (соответственно) омическую и рекомбинационную утечки.

В принципе для объяснения физических процессов достаточно наличие любого из них. Поэтому мы опустим член с V_2/r_2, что позволит упростить расчеты. Если оставить V_2/r_2 и опустить $\delta\xi_2^{1/2}$, тогда процедура расчета повторяется без изменения, поэтому расчеты в этом случае проводить не будем.

§ 3. Дифференцируя систему (17÷19), легко найти дифференциальные сопротивления структуры

$$R_1 = \frac{dV_1}{dJ} = \frac{1 - \beta_2 - m_1 + \beta_2 \cdot \dfrac{\delta}{2\lambda}}{\dfrac{1}{r_1} + \dfrac{dJ_1}{dV_1} + J\dfrac{dm_1}{dV_1}}; \tag{20}$$

$$R_2 = \frac{dV_2}{dJ} = \frac{1}{\lambda(\lambda - \delta/2)}; \tag{21}$$

$$R_3 = \frac{dV_3}{dJ} = \frac{1 - \beta_2 - m_2 + \beta_3\delta/2\lambda}{\dfrac{1}{r_3} + \dfrac{dJ_2}{dV_3} + J\dfrac{dm_2}{dV_3}}; \tag{22}$$

где

$$\lambda^2 = 1 + J + \frac{\delta^2}{4} - \beta_2 - \beta_3,$$

$$R = \frac{dV}{dJ} = R_1 + R_2 + R_3.$$

Из формулы (21) видно, что $R_2 > 0$ при всех значениях J и монотонно убывает с ростом J, что не имеет места, как показывают формулы (20) и (22), для R_1 и R_3. При значении тока $J = J_0$, когда

$$1 - m_1 - \beta_2 + \frac{\beta_2\delta}{2\lambda} = 0, \tag{23}$$

$R_1(J_0) = 0$, а $\dfrac{dR_1(J_0)}{dJ} < 0$, т. е. при $J = J_0$ функция $V_1(J)$ имеет максимум. Непосредственной проверкой легко убедиться, что при $J < J_0$, $R_1 > 0$, а при $J > J_0$, $R_1 < 0$. Аналогичным свойством обладает и функция $V_3(J)$.

Из формулы (23) следует, что при $m_1 = 0$, $R_1 > 0$ при всех значениях J, т. е. наличие лавинного умножения за счет ударной ионизации в первом коллекторном переходе является необходимым условием для существования отрицательных значений функции $R_1(J)$ (тоже самое можно сказать и про R_3).

Так как с ростом тока роль рекомбинации ослабляется относительно надбарьерных токов, то из (20÷23), пренебрегая членами с δ получим

$$R_1 = (1 - \beta_2 - m_1) \Big/ \left(\frac{1}{r_1} + \frac{dJ_1}{dV_1} + J\frac{dm_1}{dV_1}\right); \tag{24}$$

$$R_2 = \frac{1}{\lambda^2} > 0; \tag{25}$$

$$R_3 = (1-\beta_3-m_2)\Big/\left(\frac{1}{r_3}+\frac{dI_2}{dV_3}+J\frac{dm_2}{dV_3}\right). \tag{26}$$

Тогда условие $R_1 = 0$ эквивалентно

$$m_1 = 1-\beta_2. \tag{27}$$

Условие (27) определяет остаточное напряжение на ВАХ. Характер стремления $m_1 \to (1-\beta_2)$ таков, что функция $J(V_1)$ имеет вертикальную асимптотику в точке $V_1\,(m_1 = 1-\beta_2)$ (см. напр. [5]), в то же время в базе сохраняется низкий уровень инжекции. Из вышеизложенного следует, что для существования участка ОС на ВАХ необходимо и достаточно наличие некоторой утечки в эмиттерном переходе и лавинного умножения в коллекторных переходах.

Пренебрегая дифференциальным сопротивлением баз, имеем для полного дифференциального сопротивления

$$R = \frac{1}{\lambda(\lambda-\delta/2)} + \frac{1-\beta_2-m_1+\beta_2\delta/2\lambda}{\dfrac{1}{r_1}+\dfrac{dI_1}{dV_1}+J\dfrac{dm_2}{dV_3}} + \frac{1-\beta_3-m_2+\beta_3\delta/2\lambda}{\dfrac{1}{r_2}+\dfrac{dI_3}{dV_3}+J\dfrac{dm_2}{dV_3}} \tag{28}$$

или, если пренебречь рекомбинационными токами,

$$R = \lambda^{-2} + \frac{1-\beta_2-m_1}{\dfrac{1}{r_1}+\dfrac{dI_1}{dV_1}+J\dfrac{dm_1}{dV_1}} + \frac{1-\beta_3-m_2}{\dfrac{1}{r_3}+\dfrac{dI_2}{dV_3}+J\dfrac{dm_2}{dV_3}}. \tag{29}$$

§ 4. Найдем для симметричной структуры (т. е. $\beta_2=\beta_3=\beta$; $\alpha_1=\alpha_2=\alpha$; $m_1=m_2=m$; $\xi_1=\xi_3=\xi$) аналитическое выражение для функции $V(J)$. Вид функции $V(J)$ связан с характером коллекторных переходов (резкие, диффузионные и т. д.) и от зависимости $m(E)$. Несмотря на это, можно найти некоторые формулы для $V(J)$ вне зависимости от этих факторов. Именно, в симметричном случае, приравнивая нулю R из (28), найдем ток срыва

$$J_{\text{ср}} = 2p(p+q), \tag{30}$$

где

$$p^2 = [\alpha-2\beta^2)/\beta\delta]^2 + (\alpha-\beta)/\beta; \quad q = \delta/2 + (\alpha-2\beta^2)/\beta\delta.$$

При получении (30) мы пренебрегли в (28) первым членом. Далее,

$$m_{\text{ср}} = 1-\beta+\beta\delta/2\lambda\,(J_{\text{ср}}). \tag{31}$$

Чтобы получить аналитическое выражение для $V(J)$, предположим, что коллекторные переходы резкие (т. е. имеется барьер по Шоттки), а для коэффициента ударной ионизации примем, как в работах [7, 8], выражение $U_n(E) = \alpha_0 \exp\,(E/E_0)$, тогда из формулы (15) для m получаем

$$m = \alpha_0 E_0 \frac{c^2}{2}\left[\exp\left(2\sqrt{V_1}/cE_0\right)-1\right], \tag{31a}$$

где $c^2 = \dfrac{\varepsilon}{2\pi}(1/\rho'-1/\rho'')$, ρ' и ρ'' — концентрации объемных зарядов соответственно слева и справа от плоскости „технологического" перехода. Формула (31а) получена без всякого ограничения на местонахождение плоскости „технологического“ перехода. При этих же условиях

$$I = I_1 = I_2 = qGc\sqrt{V_1} = \overline{I}\sqrt{V_1}. \tag{32}$$

При малых значениях тока, когда лавинное умножение не играет роли, имеем

$$\begin{aligned} V = \ln(\lambda - \delta/2)^2 + r^2\overline{I}^2 + 2r\,[J + \beta - \beta(\lambda - \delta/2)^2] - \\ - r^2\overline{I}\sqrt{\overline{I}^2 + \frac{4}{r}\,[I + \beta - \beta(\lambda - \delta/2)^2]}. \end{aligned} \tag{33}$$

Тогда как вблизи срыва

$$V = \ln(\lambda - \delta/2)^2 + \frac{c^2E_0^2}{2}\ln^2\left[1 + 2\,\frac{J - \alpha + \beta(1 - \delta/2 + \lambda)(1 + \delta/2 - \lambda)}{\alpha_0 E_0 c^2 J}\right]. \tag{34}$$

Если рекомбинацией в эмиттере можно пренебречь, то из (34) следует

$$V = 2\ln\lambda + \frac{c^2E_0^2}{2}\ln^2\left[1 + 2\,\frac{J - \alpha - \beta\lambda^2 + \beta}{\alpha_0 E_0 c^2 J}\right]. \tag{35}$$

Подставляя (30) в (34), получим

$$V_{\text{ср}} = \frac{c^2E_0^2}{2}\ln^2\left\{1 + \frac{2}{\alpha_0 E_0 c^2}\left[1 - \beta + \frac{\beta\delta}{2(p+q)}\right]\right\}, \tag{36}$$

а из условия $m = 1 - \beta$ найдем

$$V_{\min} = \frac{c^2E_0^2}{2}\ln^2\left[1 + \frac{2(1-\beta)}{\alpha_0 E_0 c^2}\right]. \tag{37}$$

В случае несимметричной структуры

$$J_{cp1} = 2p_1(p_1 + q_1), \tag{38}$$

$$V_{sp1} = \frac{c_1^2E_{01}^2}{4}\ln^2\left\{1 + \frac{2}{\alpha_{01}E_{01}c_1^2}\left[1 - \beta_2 + \frac{\beta_2\delta}{2(p_2 + q_1)}\right]\right\}, \tag{39}$$

$$J_{cp2} = 2p_2(p_2 + q_2), \tag{40}$$

$$V_{cp2} = \frac{c_2^2E_{02}^2}{4}\ln^2\left\{1 + \frac{2}{\alpha_{02}E_{02}c_2^2}\left[1 - \beta_3 + \frac{\beta_3\delta}{2(p_2 + q_2)}\right]\right\}, \tag{41}$$

$$V_{\min 1} = \frac{c_1^2E_{01}^2}{4}\ln^2\left[1 + \frac{2(1-\beta_2)}{\alpha_{01}E_{01}c_1^2}\right], \tag{42}$$

$$V_{\min 3} = \frac{e_2^2E_{02}^2}{4}\ln^2\left[1 + \frac{2(1-\beta_3)}{\alpha_{02}E_{02}c_2^2}\right], \tag{43}$$

где

$$p_1^2 = \frac{\alpha_1 - \beta_2}{\beta_2} + \left(\frac{\alpha_1 - \beta_2^2 - \beta_2\beta_3}{\beta_2\delta}\right)^2; \quad q_1 = \frac{\delta}{2} + \frac{\alpha_1 - \beta_2^2 - \beta_2\beta_3}{\beta_2\delta};$$

$$p_2^2 = \frac{\alpha_2 - \beta_3}{\beta_3} + \left(\frac{\alpha_2 - \beta_3^2 - \beta_2\beta_3}{\beta_3\delta}\right)^2; \quad q_2 = \frac{\delta}{2} + \frac{\alpha_2 - \beta_3^2 - \beta_2\beta_3}{\beta_3\delta}.$$

Из этих формул видно, что можно выбрать параметры структуры так, чтобы она имела два участка ОС на ВАХ, которые разделены участком положительного дифференциального сопротивления.

§ 5. Как было показано выше, на ВАХ структуры имеется участок ОС. Теперь попытаемся дать физическую интерпретацию полученных результатов.

Сначала коллекторные переходы находятся в запертом состоянии, а лавинное умножение практически отсутствует, поэтому коллекторный ток мал. Мал и ток через эмиттер в силу постоянства тока по структуре. Формула (33) описывает ВАХ структуры при таких условиях.

С дальнейшим ростом тока начинает действовать формула (34), где учтено лавинное умножение в коллекторных переходах. Последний фактор может с достаточно большой скоростью увеличить ток коллекторного перехода. При этом через эмиттерный переход надбарьерный ток растет быстрее, чем рекомбинационный (или ток омической утечки), а это в свою очередь увеличивает коллекторный ток (член с $\beta_2\cdot(\xi_2-1)$ в формуле (17)). Ввиду наличия рекомбинации в запорном слое, которая с ростом тока растет медленнее, чем надбарьерный ток, начиная с некоторого значения его, эмиттерный переход не может пропустить столько тока, сколько стремится пропустить коллектор, поэтому в коллекторном переходе интенсивность лавинного умножения должна падать. Формула (30) определяет то значение тока, при котором начинается падающий участок ВАХ.

Физическим эквивалентом структуры при $\delta\to\infty$ является изолированный обратносмещенный *p-n*-переход, дифференциальное сопротивление которого стремится к нулю при $J_{\text{ср}}\to\infty$. Формула (30) отражает этот факт. Из нее видно, что при $\delta\to\infty$, $J_{\text{ср}}\to\infty$, а при $\delta\to0$, структура уподобляется лавинному диоду с одним инжектором.

Дифференциальное сопротивление последнего, как известно, обращается в нуль при $J_{\text{ср}}\to\infty$; что сразу следует из (30) при $\delta\to0$; при этом верна формула (35).

Легко видеть, что при $\delta\to0$, формула (34) преобразуется к формуле (35) (напомним, что $V\simeq 2V_1$ с точностью до величины $V_2\ll V_1$, поэтому мы отождествляем функции $V(J)$ и $2V_1(J)$).

При увеличении ширины баз (формально считая, что полученные решения остаются верными) величина α увеличивается экспоненциально, а структура по своим электрофизическим свойствам приближается к одиночному (изолированному) обратносмещенному переходу, что и следует из формулы (30) при $\alpha\to\infty$. Из (30) сразу следует, что $J_{\text{ср}}$ имеет абсолютный минимум относительно δ и монотонно убывает с ростом β.

Далее, как видно из (36), при $\delta\to\infty$

$$V_{\text{ср}}\to\frac{c^2E_0^2}{2}\ln^2\left(1+\frac{2}{\alpha_0E_0c^2}\right).$$

Это есть то максимальное напряжение, которое можно приложить к изолированному резкому p-n-переходу.

Из формул (36) и (37) следует, что при $\delta \to 0$

$$V_{\text{ср}}(\delta \to 0) \to V_{\min} = \frac{c^2 E_0^2}{2} \ln^2 \left[1 + \frac{2(1-\beta)}{\alpha_0 E_0 c^2}\right].$$

Вышесказанное касается симметричной структуры, но физическая картина не изменяется в любом случае.

В силу симметричности структуры, заменим два коллекторных перехода на один переход с напряжением $2V_1$. Аппроксимация ВАХ формулой (33) означает тогда замену структуры на коллекторный переход (с „большими" базами) без лавинного умножения. Формула (34) справедлива, когда система p-n—диод с лавинным умножением, тогда как формула (35) относится к p-n-p-лавинной структуре. ОС на ВАХ структуры поэтому обусловлено переходом из состояния p-n-диода в состояние p-n-p-диода.

Формулы (23) и (27) показывают, что m при этом убывает от значения $(1-\beta+\beta\delta/2\lambda)$ до значения $(1-\beta)$. Как было сказано, m стремится к значению $(1-\beta)$ при токах, когда имеет место неравенство $\xi_2^{1/2} \gg \delta$, т. е. в этом случае рекомбинационным током можно пренебречь по сравнению с надбарьерными токами. Однако m не может быть сколь угодно мало. Действительно, пусть $m=0$. Тогда из системы (17÷19) следует, что $J_{\text{эмитт}} \simeq e^{V_2}-1$, а $J_{\text{колл}} \simeq \beta(e^{V_2}-1)$, но так как $\beta < \frac{1}{2}$ (в симметричном случае, а в общем случае $\beta<1$), то $J_{\text{колл}} < J_{\text{эмитт}}$, что находится в противоречии с условием постоянства полного тока вдоль оси x. Это противоречие и показывает, что m нельзя положить равным нулю. Но, если $m>0$, то это означает, что не может иметь места инверсия смещения в коллекторных переходах, так как при инверсии m обращается в нуль.

Необходимо сказать, что в случае одноколлекторного включения, когда $2\beta<1$, так же имеется ОС на ВАХ, не связанное с инверсией напряжения в коллекторном переходе. Причина этого в том, что при $m=0$ из $2\beta(e^{V_2}-1)<e^{V_2}-1$ следует, что $J_{\text{колл}}<J_{\text{эмитт}}$ и нарушается непрерывность тока. Последнее означает необходимость наличия лавинного умножения в коллекторном переходе, исключающее возможность инверсии. Из этого можно сделать вывод, что один эмиттерный переход или два эмиттерных перехода при $2\beta<1$ не могут обеспечить через коллектор такой ток, который не нуждался бы в умножении и в то же время был бы непрерывен по всей структуре.

Однако, как показано нами, один эмиттерный переход наряду с объемной рекомбинацией (или другой утечкой) может реализовать обратную связь и взаимодействие между переходами. Именно это свойство приведет к ОС.

Качественно ВАХ p—n—p—n-структуры при двухколлекторном включении представлена на рис. 2. Здесь же приводится график функции $V(J) = V_1(J) + V_3(J)$ (кривая в)), а также $V_1(J)$ и $V_3(J)$ (соответственно кривые (а) и (б)).

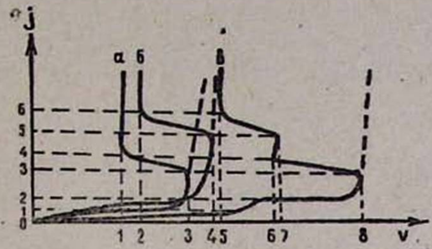


Рис. 2. На оси V: точки 3, 4 — напряжения срыва, 1, 2 — минимальные напряжения на коллекторах, 5, 8—минимальное и максимальное напряжения на приборе; интервал между 6 и 7 — промежуточный участок положительного дифференциального сопротивления структуры. Точки на оси J — соответствующие точки.

Видны два участка ОС, обусловленные несимметричностью структуры, и между ними участок с положительным дифференциальным сопротивлением.

При $N_{a1} = 10^{17}$ *см*$^{-3}$, $N_{g1} = 10^{15}$ *см*$^{-3}$, $\alpha_0 = \frac{1}{2} 10^3$ *см*$^{-3}$, $E \simeq 3 \times 10^6 \frac{в}{см}$, $T = 300^\circ$ *к*, $n_i = 10^{11}$ *см*$^{-3}$, $\eta_2 = \eta_3 = 1{,}3$. Отношение $J_n(d_2)/ev_{n1}n_p$ меньше чем e^V примерно на два порядка, что и означает, что в точках d_2 и l_3 хорошо выполняется распределение Больцмана.

Наличие низкого уровня инжекции в связях означает выполнение неравенств $p < N_{g1}$ и $n < N_{a1}$, которые имеют место, если $\lambda - \frac{\delta}{2} < 10^4$.

Справедливость последнего соотношения очевидна.

Итак, принятые предположения о малости уровня инжекции и выполнение распределения Больцмана в точках d_2, l_3 реализуются в действительности.

При этих же условиях имеем

$$J_{ср} = 8 \cdot 10^{-8} \frac{а}{см^2}; \quad V_{ср} = 2400 \ в; \quad V_{\min} = 620 \ в; \quad \frac{V_{ср}}{V_{\min}} = \frac{1}{(1-\beta)^2} \simeq 4.$$

Таким образом, ОС может быть достаточно „глубоким".

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 30.VI.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *C. T. Sah, R. Noyce, W. Shokley*, Proc. IRE, 45, 1238 (1957).
2. *В. А. Кузьмин*, Радиотехника и электроника, 8, 171 (1963).
3. *А. А. Лебедев, А. Н. Уваров, В. С. Челноков*, Сборник статей, Физика $p-n$-переходов, Изд. Зинатне, г. Рига (1966).
4. *В. А. Кузьмин, Ю. А. Парменов*, Сборник статей Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, Изд. Наука, Л. (1969).

5. *К. Ф. Комаровских, В. И. Стафеев*, Сборник статей Физика *п—р*-переходов, Изд. Зинатне, г. Рига (1966).
6. *Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев*, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 330 (1968).
7. *J. B. Gunn*, Proc. Phys. Soc., 69 B, 781 (1965), Progr. in semicond. 2, 213 (1957).
8. *Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 71 (1969).
9. *Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев*, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 221 (1968).

ՔԱՌԱՇԵՐՏ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻԾԸ ԵՐԿԿՈԼԵԿՏՈՐԱՅԻՆ ՄԻԱՑՄԱՆ ԵՎ ՆԵՐՀՈՍՔԻ ՑԱԾՐ ՄԱԿԱՐԴԱԿԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Հ. Ս. ՂԱՐԱՅԱՆ, Հ. Հ. ՋԵՐԵՋՅԱՆ

Աշխատանքում տեսականորեն հետազոտված է քառաշերտ կառուցվածքների վոլտ-ամպերային բնութագիծը երկկոլեկտորային միացման և ներհոսքի ցածր մակարդակի դեպքում։ Ստացված է վոլտ-ամպերային բնութագծի անալիտիկ արտահայտությունը սիմետրիկ կառուցվածքի համար՝ հաշվի առնելով հեղեղային բազմապատկումը կոլեկտորային անցումներում։

Ցույց է տրված վոլտ-ամպերային բնութագծի վրա բացասական դիֆերենցիալ դիմադրության տիրույթի առկայությունը։

STATIC VOLTAGE—CURRENT CHARACTERISTIC OF FOUR-LAYER STRUCTURE AT TWO COLLECTOR INCLUSION UNDER LOW LEVEL INJECTION

H. M. AVAKIANTS, H. S. KARAIAN, H. H. JEREJIAN

Theoretical investigation of the static voltage-current characteristic of four-layer structure at two collector inclusion under low level injection has been carried out.

The analytic expressions of voltage-current characteristic are obtained for symmetric structure taking into account avalanche multiplication in collector junctions.

The existence of negative resistance area in voltage-current characteristic is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 55—63 (1972)

ВЛИЯНИЕ ЗАПОЛНЕНИЯ УРОВНЕЙ ПРИЛИПАНИЯ С РОСТОМ ТОКА НА ФОРМИРОВАНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН, Р. С. БАРСЕГЯН

Проанализирована возможность возникновения участка отрицательного сопротивления S-типа на прямой ветви вольт-амперной характеристики p^+nn^+-структуры, в базе которой имеются уровни прилипания для дырок.

Введение. Постановка задачи

Наличие в полупроводниках и диэлектриках различного рода ловушек для электронов и дырок необходимо учитывать при изучении процессов прохождения тока в приборах, изготовленных на основе этих материалов. Рассмотрим ниже влияние уровней прилипания (УП) для дырок на вольт-амперную характеристику (ВАХ).

Роль заполнения ловушек с ростом тока в условиях монополярной инжекции при пренебрежении диффузионной составляющей тока изучалась в [1] для УП для электронов, в [2, 3] — для системы из двух УП для электронов, в [4] — для экспоненциального распределения ловушек. По этим вопросам имеется обширная библиография (см., напр., обзоры [5]).

Влияние дырочных УП на ВАХ pnn^+-структуры (в режиме двойной инжекции) рассматривалось в диффузионном приближении в [6, 7]; в дрейфовом — задача решалась в [8]. Однако к настоящему времени нет единого мнения относительно вида ВАХ при токах, соответствующих непосредственно заполнению УП (в так называемой „переходной“ области). В настоящей работе обсуждаются условия, необходимые для формирования участка отрицательного сопротивления в процессе заполнения УП и дан расчет прямой ветви ВАХ pnn^+-структуры, в базе которой имеются дырочные УП донорного типа, энергетически недалеко расположенные от потолка валентной зоны. Длина n-базы структуры заметно превышает по величине диффузионную длину дырок, рассмотрение проведено в дрейфовом приближении. Предполагается также, что рекомбинация осуществляется через глубокие центры, характеризующиеся не сильно отличающимися друг от друга сечениями захвата для электронов и дырок (что исключает эффект увеличения времени жизни дырок τ_p с ростом тока). Концентрация рекомбинационных центров мала и их зарядом ниже пренебрегается. Хотя наличие УП может повлиять на величину времени жизни дырок, тем не менее τ_p не меняется с ростом тока. Кроме того, предполагается наличие вблизи дна зоны проводимости мелких ионизованных доноров, определяющих тип проводимости материала.

Крайние $p-$ и n^+ — слои структуры считаются высоколегированными и короткими, падением напряжения на них пренебрегается. ВАХ структуры при этих условиях будет целиком определяться процессами, имеющими место в n-базе. Коэффициенты инжекции переходов равны единице.

Расчет переходной характеристики

Концентрация уровней прилипания P_+, захвативших дырки, определяется из кинетики выражением

$$P_+ = \frac{p}{p+p_1} P. \tag{1}$$

Здесь P — полная концентрация УП, p_1 — приведенная концентрация согласно статистике Шокли—Рида—Холла.

Из условия квазинейтральности

$$n = p + N_g + \frac{p}{p+p_1} P, \tag{2}$$

оставляя дрейфовые члены в выражениях для электронной и дырочной составляющих тока, имеем следующее квадратное уравнение для концентрации дырок d:

$$p^2 + k(M - n_0)p + kp_1(N_g - n_0) = 0. \tag{3}$$

Здесь

$$n_0 \equiv \frac{j}{eu_nE}, \quad k \equiv \frac{b}{b+1}, \quad M \equiv P + N_g + \frac{p_1}{k}. \tag{4}$$

Остальные обозначения обычные.

Тогда из (3)

$$p = -\frac{k}{2}(M - n_0) \pm \sqrt{\frac{k^2}{4}(M - n_0)^2 + kp_1(n_0 - N_g)}. \tag{5}$$

Заметим, что с ростом тока $(M - n_0)$ вначале уменьшается, проходит через нуль и затем увеличивается по абсолютной величине, в то же время $p_1 \cdot (n_0 - N_g)$ остается положительным. Здесь плюс с ростом тока сменяется на минус. Следует отметить, что подстановка выражения(5) в уравнение непрерывности

$$\frac{d(pE)}{p} = -\frac{dx}{u_p\tau_p} \tag{6}$$

позволяет провести интегрирование и получить два уравнения для связи напряженности электрического поля E с координатой x и плотностью тока j. Однако эти выражения сложные и существенно трансцендентные, поэтому для получения пригодных для дальнейшего анализа выражения $E = f(x, j)$ нужно сделать несколько допущений. Здесь эти уравнения не приводятся, так как было замечено, что гораздо удобнее и проще проводить анализ без заметной ошибки с приближенными выражениями для p. Оказалось, что (5) в диапазоне

$$N_g < n_0 < Ms \tag{7}$$

можно представить в виде

$$p = \frac{p_1(n_0 - N_g)}{M - n_0}. \tag{8}$$

В (7)

$$s \equiv 1 - \frac{2p_1}{kM}\left(\sqrt{2 + \frac{Pk}{p_1}} - 1\right). \tag{9}$$

В диапазоне

$$Ms < n_0 < Mm \tag{10}$$

$$p \simeq -\frac{k}{2}(M - n_0) + \sqrt{kp_1n_0}. \tag{11}$$

Наконец, при

$$n_0 > Mm \tag{12}$$

$$p = k(n_0 - M). \tag{13}$$

В (10) и (12)

$$m \equiv 1 + \frac{2p_1}{kM}\left(1 + \sqrt{2 + \frac{Pk}{p_1}}\right). \tag{14}$$

Подстановка (8) в (6) дает

$$\frac{MN_g - 2n_0N_g + n_0^2}{(n_0 - N_g)(M - n_0)}\, dE = \frac{dx}{u_p\tau_p}. \tag{15}$$

С учетом (7) в знаменателе (15) можно оставить лишь член Mn_0. Тогда из (15) имеем

$$\frac{MN_g + n_0^2}{Mn_0}\, dE = \frac{dx}{u_p\tau_p}. \tag{16}$$

В предположении

$$N_g < n_0 < \sqrt{MN_g} \tag{17}$$

из (16) легко получить

$$E_{\mathrm{IV}} = \sqrt{\frac{2jx}{en_nu_p\tau_pN_g}} \tag{18}$$

и квадратичную зависимость тока от напряжения

$$j = \frac{9}{8} \cdot \frac{eu_nu_p\tau_pN_g}{d^3}\, V^2, \tag{19}$$

описывающую ВАХ структуры, когда УП еще не заполнены [8].

В диапазоне

$$\sqrt{N_gM} < n_0 < Ms \tag{20}$$

(16) можно привести к виду

$$\frac{dE}{E} = \frac{eu_nM\,dx}{u_p\tau_pj}; \tag{21}$$

решение (21) с граничным условием

$$E = E_1', \quad x = x_1' \tag{22}$$

дается в виде

$$E_{III} = E_1' \exp\left[\frac{ebM(x - x_1')}{j\tau_p}\right]. \tag{23}$$

Легко убедиться, что (23) описывает участок локального отрицательного сопротивления.

Значения для n_0, равные Ms и Mm (которые легко получить, сравнивая члены в подкоренном выражении в (5)) являются границами, где применимо выражение (11). Имеем

$$E_{II}(x_1) = E_1 = \frac{j}{eu_n Mm}, \quad x = x_1 \tag{24}$$

и

$$E_{II}(x_1') = E_1' = \frac{j}{eu_n Ms}, \quad x = x_1'. \tag{25}$$

Подставляя (11) в (6), имеем при условии (25)

$$E_{II} = \sqrt{\left[(E_1')^{\frac{3}{2}} - \frac{3}{kMu_p\tau_p}\sqrt{\frac{kp_1 j}{eu_n}}(x_1' - x)\right]^2}. \tag{26}$$

При использовании (13) получаем

$$E_I = \sqrt{\frac{2jx}{eu_n u_p \tau_p M}} \tag{27}$$

и квадратичную зависимость

$$j = \frac{9}{8} eu_n u_p \tau_p M \frac{V^2}{d^3}, \tag{28}$$

когда УП уже заполнены [8]. Таким образом, база может быть разделена на 4 области (см. рис. 1). „Переходную“ характеристику

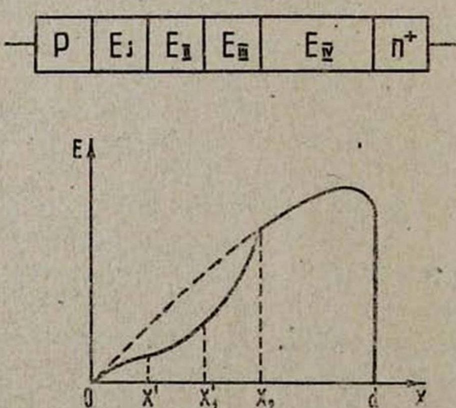


Рис. 1. Схема разделения базы на области и схематическая картина распределения напряженности электрического поля по базе.

структуры можно описать, воспользовавшись выражениями (28), (26), (23) и (18) следующим образом:

$$V=\frac{2}{3}\sqrt{\frac{2jx_1^3}{eu_nu_n\tau_pM}}+\frac{u_p\tau_pkM}{5}\left(\frac{eu_n}{kp_1j}\right)^{\frac{1}{2}}\cdot\left\{(E_1')^{\frac{5}{2}}-\right.$$

$$\left.-\left[(E_1')^{\frac{3}{2}}-\frac{3}{kMu_p\tau_p}\sqrt{\frac{kp_1j}{eu_n}}(x_1'-x_1)\right]^{\frac{5}{3}}\right\}+$$

$$+\frac{j^2u_p\tau_p}{e^2u_n^2M^2s}\left\{\exp\left[\frac{ebM(x_2-x_1')}{j\tau_p}\right]-1\right\}+\frac{2}{3}\sqrt{\frac{2j(d-x_2)^3}{eu_nu_p\tau_pN_g}}.$$

Сшивая решения в областях между собой при условии непрерывности напряженности электрического поля на границах областей, (29) можно представить в виде

$$\frac{u_p\tau_p}{4d^2}V=B^2K+\sqrt{\frac{MB}{N_g}\left[B\sqrt{\frac{x_2}{d}}+\frac{1}{3}\sqrt{\left(1-\frac{x^2}{d}\right)^3}\right]^2}, \tag{30}$$

где

$$K\equiv\frac{1}{3m^2}+\frac{1}{5}\sqrt{\frac{kM}{p_1}}\left[(s)^{-\frac{5}{2}}-(m)^{-\frac{5}{2}}\right]-\frac{1}{s}, \tag{31}$$

$$B\equiv\frac{j\tau_p}{2ebMd}. \tag{32}$$

Для x_2 можно получить выражение

$$\frac{x_2}{d}=\frac{B}{1-B}[A-\ln B]. \tag{33}$$

Здесь

$$A\equiv\frac{1}{m^2}+\frac{2}{3}\sqrt{\frac{kM}{p_1}}\left[(s)^{-\frac{3}{2}}-(m)^{-\frac{3}{2}}\right]+\ln\left(\frac{Ms^2}{N_g}\right)-1. \tag{34}$$

Дифференцируя (30) по j и приравнивая его нулю, убеждаемся, что на ВАХ имеется участок отрицательного сопротивления S-типа. Срыв имеет место при достижении

$$\frac{x_2}{d}=\frac{1-4B}{4-B}; \tag{35}$$

отсюда можно получить соответствующее моменту срыва выражение

$$B=\frac{3+A-\ln B}{(4+A-\ln B)[3+4(A-\ln B)]}. \tag{36}$$

Численные расчеты свидетельствуют о том, что $B<1$. Тогда можно получить из (33) и (35) более простое (отличающееся от (36) не более чем на 10% при разумных значениях A) выражение для тока срыва

$$j_{\text{ср}}=\frac{1}{2(A+1-\ln B)}\cdot\frac{ebMd}{\tau_p}. \tag{37}$$

Представим (37) в виде

$$j_{\text{ср}} = n \cdot \frac{ebN_d}{\tau_p}. \qquad (38)$$

Наибольшим членом в (30) в точке срыва является последний член, а срыв (согласно (35)) наступает при вытеснении IV области на четверть длины базы. Для напряжения срыва имеем

$$V_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{3MB}{N_g}} \cdot \frac{d^2}{2u_p\tau_p} = r\frac{d^2}{2u_p\tau_p}. \qquad (39)$$

Полученные в результате численных расчетов некоторые значения B, n и r приведены в таблице.

	$P=10N_g$	$P=50N_g$
$\frac{p_1}{k} = N_g$	$B=0,027$ $n=0,648$ $r=0,569$	$B=0,021$ $n=2,184$ $r=1,045$
$\frac{p_1}{k} = 5N_g$	0,02 0,64 0,566	0,023 2,576 1,135
$\frac{p_1}{k} = \frac{N_g}{5}$	0,027 0,605 0,550	0,022 2,253 1,071

Обсуждение результатов

Одним из самых эффективных методов получения электронно-дырочной плазмы в твердом теле является двойная инжекция носителей из обоих прямосмещенных переходов p^+nn^+-структуры [9]. Сформированная у электродов плазма заполняет базу так, как это диктуется условием нейтральности и приложенным к структуре напряжением. Перенос в глубь базы плазмы (облака из свободных электронов и дырок, нейтрализующих связанный на неподвижных центрах заряд) определяется не только амбиполярной диффузией. Скорость переноса сильно зависит от величины напряженности электрического поля в базе.

В [10] было введено понятие об изменении результирующей силы, действующей на электронно-дырочную плазму со стороны дрейфовой составляющей электрического поля, приходящемся на одну инжектированную дырку $\frac{d}{dp}[e(n-p)E_{\text{т}}]$. Отмечено, что если это изменение результирующей силы растет с током, то плазма входит глубже в базу, распределение носителей становится более плоским.

Причиной роста $\frac{d}{dp}[e(n-p)E_{\text{т}}]$ являются микропроцессы, связанные, в частности, с присутствием в полупроводнике различного рода центров. В рассматриваемой выше модели таковыми центрами являются уровни прилипания для дырок. Анализ в [10] показал, что в „коротких“ структурах, для описания токопрохождения в которых применяется диффузионное приближение, роста результирующей силы с током нет. Присутствие же незаполненных до инжекции ловушек в p^+nn^+-структуре, длина базы которой значительно превосходит диффузионную длину дырок, способствует накоплению напряжения на базе, которое начинает резко уменьшаться в процессе заполнения УП дырками. Тогда и растет с током указанное выше изменение результирующей силы, способствующее протаскиванию носителей через полупроводник. Эффект модуляции базы УП в процессе заполнения их дырками приводит к участку отрицательного сопротивления S-типа на прямой ветви ВАХ длинных p^+nn^+-структур. S-образность возникает при переходе от квадратичной зависимости (19) к квадратичной зависимости (28). Исключаем из рассмотрения вероятность пинч-эффекта, так как не достигается состояние вырожденной электронно-дырочной плазмы. Предполагается также наличие в базе условий, исключающих существенный разогрев плазмы по сравнению с температурой решетки.

Проиллюстрируем сказанное выше расчетом изменения результирующей силы. Нетрудно убедиться, что

$$\frac{1}{k_1 T (b+1)} \cdot \frac{d}{dp} [e (n-p) E_т] = \frac{j}{eD_p b^2 n_0^2} \left[p \frac{dn}{dp} - n \right], \tag{40}$$

где D_p — коэффициент диффузии для дырок, k_1 — постоянная Больцмана.

Используя (2), имеем для рассматриваемой здесь модели

$$p \frac{dn}{dp} - n = - N_g - \left(\frac{p}{p+p_1} \right)^2 P. \tag{41}$$

Если теперь воспользуемся выражением (8) для концентрации дырок (в предположении $n_0 \gg N_g$), то

$$\frac{p}{p+p_1} \simeq \frac{n_0}{M}, \tag{42}$$

и нетрудно убедиться, что существует область токов (7), где изменение результирующей силы растет прямо пропорционально плотности тока. В этой области токов имеет место участок локального отрицательного сопротивления, вхождение которого в глубь базы приблизительно на четверть последней приводит к срыву на ВАХ всей структуры. Привлечение выражений (11) и (13) для анализа изменения результирующей силы, как и ожидалось, не дает роста последней с током.

Заметим, что срыв, согласно (38) и (39), характеризуется сравнительно малыми величинами $j_{ср}$ и $V_{ср}$. Напомним, что величина тока, равная $\dfrac{ebN_g d}{\tau_p}$, характеризует в обычной теории двойной инжекции

[11] (при отсутствии УП) лишь начало высокого уровня инжекции, переход от закона Ома к квадратичной закономерности (19). Характерна слабая температурная зависимость параметров срыва. Последние уменьшаются с охлаждением и увеличиваются с нагревом, что связано с температурной зависимостью p_1, характеризующей данный УП.

Следует отметить, что учет УП существенен не только в материалах типа $A_{II}B_{VI}$, SiC и др. Путем облучения таких полупроводников как Si и Ge, в них может быть создано заметное количество радиационных дефектов, являющихся УП для дырок. УП могут быть созданы в этих материалах и в процессе термообработки и изготовления p^+nn^+-структур.

Из-за сравнительно малых величин тока и напряжений срыва, а, следовательно, малых потребляемых мощностей, рассмотренные выше приборы могут найти применение в качестве различных функциональных устройств в микроэлектронике и полупроводниковой технике.

Настоящая работа была доложена на I Всесоюзном совещании молодых ученых по физике полупродниковых приборов и микроэлектронике [12].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 10.VIII.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. А. Lampert*, Phys. Rev. 103, 1648 (1956).
2. *A. C. English*, *R. E. Drews*, Sci. Electr., 9, 1 (1963).
3. *А. И. Розенталь*, *Л. Г. Парицкий*, ФТП, 4, 392 (1970).
4. *А. Роуз*, Основы теории фотопроводимости. Изд. Мир, М., 1966.
5. *M. A. Lampert*, Repts. Progr. Phys., 27, 329 (1964). *М. И. Елинсон*, *В. Б. Сандомирский*, *З. Аббясов*, В сб. Вопросы пленочной электроники. Изд. Сов. радио. М., 1966.
6. *Г. М. Авакьянц*, *А. У. Рахимов*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 164 (1966); 2, 105 (1967).
7. *А. Ю. Лейдерман*, ФТП 3, 1492 (1969).
8. *Г. М. Авакьянц*, *В. М. Арутюнян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 200 (1968); ФТП, 3, 964 (1969).
9. *Б. Анкер-Джонсон*, Труды IX Мождународной конференции по физике полупроводников, Изд. Наука. М., 1970, стр. 859.
10. *Г. М. Авакьянц*, *В. М. Арутюнян*, *Р. С. Барсегян*, ДАН АрмССР, 53, 218 (1971).
11. *М. А. Lampert*, *A. Rose*, Phys. Rev., 121, 26 (1961).
12. *В. М. Арутюнян*, *Р. С. Барсегян*, В сб. Вопросы микроэлектроники и физики полупроводниковых приборов. Изд. Мецниереба, 1971, г. Тбилиси, стр. 50—51.

ՀՈՍԱՆՔԻ ԱՃԻՆ ԶՈՒԳԸՆԹԱՑ ԿՊՉՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԼՑՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ ԿՐԿՆԱԿԻ ՆԵՐՀՈՍՔԻ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ռ. Ս. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ

Վերլուծված է S-տիպի բացասական դիմադրության առաջացման հնարավորությունը եր

Հիմքում խոռոչների համար կպչունության մակարդակներ ունեցող $p+nn+$-ստրուկտուրայի վոլտ-ամպերային բնութագրի ուղիղ ճյուղում։

AN INFLUENCE OF TRAP OCCUPANCE WITN THE INCREASE OF CURRENT ON THE FORMATION OF NEGATIVE RESISTANCE IN THE CASE OF DOUBLE INJECTION

G. M. AVAKIANTS, V. M. HARUTUNIAN, R. S. BARSEGIAN

A possibility of the rise of S-type negative resistance region on the straight branch of current-voltage characteristic of p^+nn^+-structures in the base of which hole traps are available has been analysed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 64—69 (1972)

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ХЛОРОПРЕНОВОГО КАУЧУКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Г. Т. ОВАНЕСОВ, Ю. К. КАБАЛЯН

На примере хлоропренового каучука показана возможность изучения кинетики кристаллизации диэлектрическим методом. Этот метод очень прост в смысле подготовки и проведения эксперимента и одновременно характеризуется высокой точностью измерения.

Для наирита НП по диэлектрическим данным проведен анализ соответственно уравнению Аврами и определен показатель степени n. Результаты расчета показали, что для наирита НП показатель степени Аврами незначительно отличается от значения $n = 4$ при 23°С, которое соответствует спорадическому зародышеобразованию при трехмерном росте.

Известно, что степень кристалличности является одной из важных характеристик для кристаллизующихся полимеров. Кинетические исследования кристаллизации проводятся путем измерения какого-либо параметра, пропорционального кристалличности [1]. При этом получаемая S-образная изотерма позволяет определить ряд важных параметров кристаллизации: характер зародышеобразования, тип роста, относительную скорость и т. д.

Для полярных полимеров кинетику кристаллизации можно исследовать диэлектрическим методом.

На примере неопрена AD в работе [2], в широком интервале температур, показано, что наблюдается линейная связь между изменением диэлектрической постоянной и степенью кристалличности. Диэлектрическая постоянная максимальна для аморфного и минимальна для предельно закристаллизованного полимера, при этом сравнение диэлектрических и дилатометрических данных показало полное совпадение результатов. Емкость образца как функция времени удобный параметр при изучении кристаллизации.

Целью данной работы было с использованием диэлектрического метода исследовать кинетику кристаллизации хлоропренового каучука наирита НП. Выбор метода в работе был обусловлен возможностью изучения кристаллизации в тонких пленках, простотой подготовки к эксперименту и высокой точностью измерений.

Кристаллизация изучалась в пленках толщиной 40—50 *мк*, полученных высушиванием бензольного раствора (4%) на алюминиевой фольге, которая использовалась в качестве одного из электродов. После высушивания пленка выдерживалась в течение трех суток при +30°С и давлении 10^{-1} *см. рт. ст.* до полного удаления остатков растворителя. Второй электрод приклеивался к полимерной пленке, находящейся в расплавленном состоянии. Полученный таким образом конденсатор помещался в специальную измерительную кювету, находящуюся при температуре кристаллизации. Расплав получали выдерживанием образца при +75°С в течение 30 *мин*. Для определения емкости в процессе кристаллизации использовался мост типа ВМ-400 (Тесла). В работе измерения проводились на частоте 800 *гц*, при которой диэлектрическая постоянная наиболее чувствительна к изменению кристалличности. Интервал между измерениями составлял 5—15 *мин*. Одновременно в работе для морфологических исследований использовался метод поляризационной микроскопии. Визуальные наблюдения и микрофотографии были сделаны на поляризационном микроскопе типа МИН-8, источником света которому служила ртутная лампа СВДШ. Пленки толщиной 40—50 *мк* для микроскопических исследований получали на стеклянной анизотропной подложке. При сравнении характера кристаллизации (размеров сферолитов и кинетики их роста) в пленках, полученных на стеклянной подложке и алюминиевой фольге, не было обнаружено различий. Для изучения в поляризационном микроскопе пленка отделялась от алюминиевой фольги при температуре ниже температуры стеклования, что позволяло избежать механических воздействий на кристаллическую структуру.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена зависимость емкости конденсатора с наиритом НП в процессе кристаллизации при 23°С. Как видно, в процессе

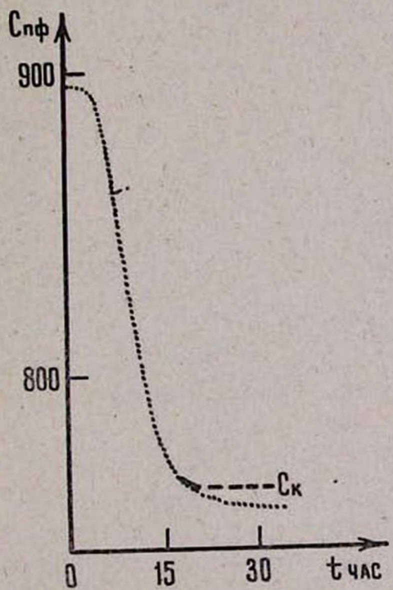
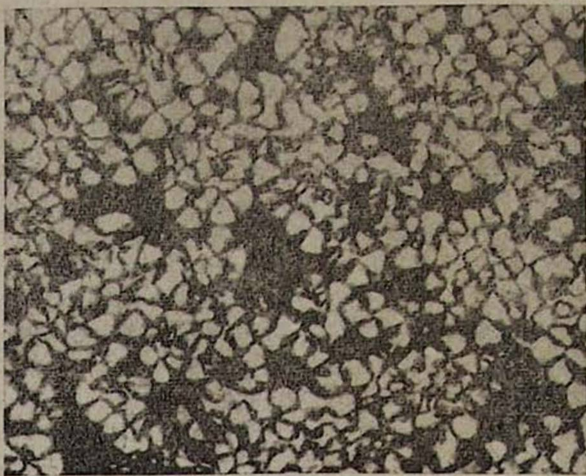


Рис. 1. Кривая изменения емкости в процессе кристаллизации. $C_к$ —соответствует времени начала вторичной кристаллизации.

кристаллизации емкость изменяется и эта зависимость подобна получаемой при дилатометрических измерениях для кристаллизующихся полимеров. Одновременно при кристаллизации нами были сняты микрофотографии получаемых надмолекулярных структур. На рис. 2, а, б приведены эти микрофотографии соответственно через 13 и 24 часа с



а

б

Рис. 2. Микрофотографии сферолитов, образующихся в наирите НП при 23°; а — через 13 часов с начала кристаллизации; б — через 24 часа с начала кристаллизации.

начала кристаллизации. Из этого рисунка видно, что в наирите НП при 23°C идет сферолитная кристаллизация. Рост сферолитов прекращается при полном заполнении всего объема полимера (рис. 2, б). Следовательно, по изменению емкости можно снимать кинетическую кривую изменения степени кристалличности хлоропренового каучука.

Момент полного заполнения образца сферолитами (рис. 2, б), наблюдаемый при 23°С в наирите НП, соответствует переходу к насыщению (медленному уменьшению) на кривой изменения емкости со временем. Это служит подтверждением того, что уменьшение емкости — следствие уменьшения аморфной части полимера. До полного заполнения образца сферолитами скорость увеличения степени кристалличности происходит намного быстрее, чем за счет вторичной кристаллизации. В работе было проведено сравнение изменения относительной емкости конденсатора и относительного объема аморфной части наирита НП, полученного методом ИК-спектрометрии. Количественное сравнение, проведенное в интервале 11—16% значений степени кристалличности, дало хорошее совпадение результатов двух методов. Выбор интервала объясняется недостаточной точностью определения малых степеней кристалличности методом ИК-спектрометрии.

Известно [3], что изменение степени кристалличности определяется скоростью роста, характером зародышеобразования и процессами вторичной кристаллизации, происходящей внутри сферолитов. Соответственно кривую изменения емкости в процессе кристаллизации (рис. 1) можно разделить на две части — начальная стадия кристаллизации (до C_k) и вторичная кристаллизация — дальнейшее уменьшение емкости. При таком рассмотрении уравнение Аврами, полученное при ограничениях, которые выполняются на начальной стадии кристаллизации [1, 2], будет иметь следующий вид:

$$\ln (G_t - C_k)/(C_a - C_k) = -\frac{1}{1-\lambda_k} Kt^n,$$

где C_a — емкость аморфного образца,

C_t — емкость образца в момент времени t,

C_k — емкость закристаллизованного образца,

$(1-\lambda_k)$ — степень кристалличности для $t \to \infty$,

K — постоянная скорости кристаллизации,

n — показатель степени Аврами, определяемый типом роста и характером зародышеобразования.

Полученная зависимость нормированной емкости $(C_a - C_t/(C_a - C_k)$ от времени (рис. 3) выявляет изменение относительной степени кристалличности на начальной стадии кристаллизации и имеет S-образную форму, характерную для кристаллизующихся полимеров.

На рис. 4 приведены экспериментальная и теоретические изотермы, построенные согласно уравнению Аврами при n равном 1, 2, 3, 4. При этом коэффициент K был получен методом подбора [1].

Экспериментальная изотерма (рис. 4, точки), полученная из рис. 3, мало отличается от кривой Аврами при $n = 4$ (рис. 4, кривая 4). Строя зависимость $\log(-\ln C_t - C_k/C_a - C_k)$ от $\log t$, по наклону прямой можно определить численное значение n.

Для наирита НП показатель степени Аврами, рассчитанный по наклону прямой (рис. 5), равен 3,8. Значение показателя степени

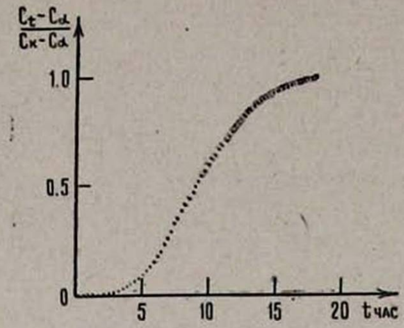


Рис. 3. Зависимость $(C_t - C_\alpha)/(C_k - C_\alpha)$ от времени для начальной стадии кристаллизации наирита НП при 23°С.

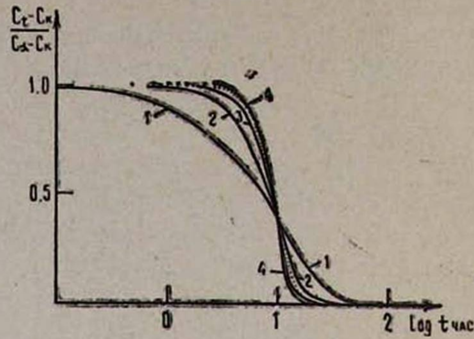


Рис. 4. Сравнение теоретических изотерм кристаллизации с экспериментальной, полученной для наирита НП при 23°: $1 - n = 1$; $2 - n = 2$; $3 - n = 3$; $4 - n = 4$; точками показана экспериментальная изотерма кристаллизации.

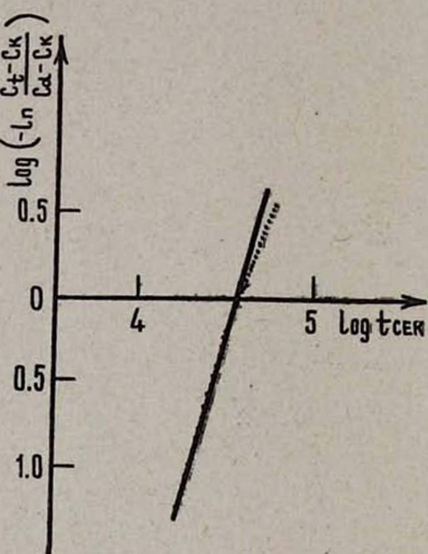


Рис. 5. Зависимость $\log(-\ln(C_t - C_k/(C_\alpha - C_k))$ от времени для наирита НП при 23°С.

Аврами, близкое к $n = 4$, соответствует трехмерному росту при спорадическом зародышеобразовании [1]. Как и для многих других кристаллизующихся полимерных систем, уравнение Аврами для наирита НП при 23°С хорошо согласуется с экспериментальными данными первой половины начальной стадии кристаллизации, что считается достаточным для определения показателя степени Аврами n. В данной работе пересчет и обсуждение согласно теории Аврами для наирита НП проведены впервые.

Всесоюзный научно-исследовательский
и проектный институт полимерных продуктов
(ВНИИПолимер)

Поступила 25.VII.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. М. Манделькерн,* Кристаллизация полимеров. Изд. Химия, М.—Л., 1966.
2. *I. Simek* und *F. Müller,* Koll. Z. Z. Polymer, 234, 1092 (1969).
3. Физика и химия твердого состояния органических соединений. Изд. Мир, М., 1967.

ՔԼՈՐՈՊՐԵՆԱՅԻՆ ԿԱՈՒՉՈՒԿԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՄԵԹՈԴՈՎ

Գ. Թ. ՕՎԱՆԵՍՈՎ և Յու. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ

Քլորոպրենային կաուչուկի օրինակի վրա ցույց է տրված դիէլեկտրիկ մեթոդով բյուրեղացման կինետիկայի ուսումնասիրման հնարավորությունը։ Մեթոդը շատ պարզ է փորձը պատրաստելու ու անցկացման տեսակետից և միաժամանակ բնութագրվում է չափման բարձր ճշտությամբ։

Դիէլեկտրիկական տվյալներով նաիրիտ «НП»-ի համար կատարված է Ավրամիի համապատասխան հավասարման վերլուծությունը։ Հաշվման արդյունքները ցույց են տալիս, որ նաիրիտ «НП»-ի համար 23° C ջերմաստիճանում Ավրամի ցուցիչը մոտ է n=4 *արժեքին, որը համապատասխանում է սպորադիկ սաղմնառաջացման երեքչափանի աճին։*

STUDY OF CHLOROPRENE RUBBER CRYSTALLIZATION BY DIELECTRIC METHOD

Gh. T. OVANESOV, Yu. K. KABALIAN

The possibility of study of crystallization kinetics by the dielectric method was shown on the example of chloroprene rubber. The method is very simple as regards she preparation and realization of an experiment and is characterized by high meaturement accuracy.

The analysis according to Avrami equation was done on the basis of dielectric data for nairit NP and the index „*n*" was determined.

The results of calculation show that the index „*n*" for nairit NP at "23C°" differs but insignificantly from the value of 4, corresponding to sporadic nucleation in three-dimensional growth.

Изв. АН Армянской ССР, 7, 70—72, (1972)

КОНТРОЛЬ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ В ЕРЕВАНСКОМ СИНХРОТРОНЕ

Г. А. КОШЕЦЯН, А. Р. ТУМАНЯН

Описано устройство для измерения напряженности магнитного поля в электронном синхротроне, пропорционального энергии частиц в диапазоне $0.5 \div 6$ *Гэв*, с чувствительностью 1 *Мэв*. Сигнал, пропорциональный энергии частиц, вырабатывается в виде интервала времени, что представляет удобство для размножения при большом числе потребителей.

Для определения энергии частиц в электронном синхротроне с сильной фокусировкой удобнее всего использовать известное соотношение

$$E(t) = e \cdot RH(t),$$

где $E(t)$ и $H(t)$ соответственно представляют временной ход энергии электронов и напряженности магнитного поля на равновесной орбите синхротрона, а e, R соответственно обозначают заряд частиц и радиус кривизны движения электронов. При использовании этого соотношения определение энергии частиц сводится к измерению мгновенных значений напряженности магнитного поля и радиуса кривизны траектории электронов. Значение R можно принять постоянным, так как изменения его в течение цикла ускорения незначительны. Для Ереванского синхротрона [1] при $R = 25{,}5$ *м*, ΔR составляет $\pm 5{,}0$ *см*, что вносит погрешность в измерение энергии частиц $\pm 0{,}2\%$.

Измерение напряженности магнитного поля, пропорционального энергии частиц, в электронных синхротронах обычно осуществляется интегрированием по времени сигнала производной напряженности [$2 \div 4$]. Это приводит к разработке достаточно сложных устройств, особенно при желании иметь выходной сигнал измеряемой величины в виде интервала времени. Не уступая в точности измерений этим устройствам, описываемое устройство достаточно простое и вырабатывает выходной сигнал в виде интервала времени.

Блок схема устройства для измерения мгновенных значений напряженности магнитного поля показана на рисунке. Пермаллоевый зонд устанавливается в рассеянное магнитное поле электромагнита синхротрона, в приспособлении, позволяющем регулировать положение зонда в радиальном направлении. Зонд имеет сигнальную обмотку СО и обмотку подпитки пилообразным током ОПТ. Конструкция пермаллоевого зонда аналогична описанной в работе [5].

Принцип работы схемы заключается в следующем. От запускающего импульса ЗИ срабатывает генератор пилообразного тока ГПТ, нагрузочным сопротивлением которого является обмотка ОПТ. В момент компенсации напряженности внешнего измеряемого магнитного поля полем, создаваемым током „пилы“ в обмотке ОПТ, сигнальная обмотка СО вырабатывает импульс момента компенсации ИМК дли-

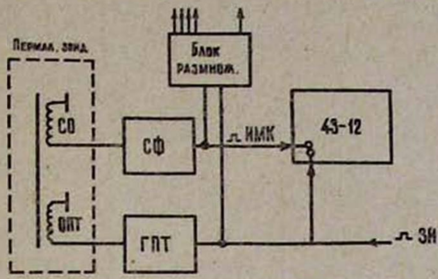


Рис. 1.

тельностью 2÷5 *мсек.* Этот импульс обычной схемой формирования СФ формируется в импульс длительностью 0,3 *мсек,* привязанный к вершине несформированного импульса. Интервал времени, измеряемый частотомером, между импульсами ЗИ и ИМК пропорционален значению напряженности измеряемого магнитного поля.

Требуемый момент измерения устанавливается моментом поступления запускающего импульса ЗИ. Импульс ЗИ формируется, при желании измерять энергию частиц в различные моменты времени в течение цикла ускорения, из импульса момента перехода магнитного поля синхротрона через нулевое значение, задержанного на регулируемую величину 0÷10 *мсек.* Величина задержки определяется желаемым моментом измерения энергии частиц. Для контроля за изменением энергии выведенных пучков импульс ЗИ формируется из начального участка сигнала интенсивности выведенного пучка. Максимальная длительность роста пилообразного тока выбрана 750 *мксек,* а зонд устанавливается в такой точке магнитного поля синхротрона. чтобы при энергии 6 *Гэв* интервал между импульсами ЗИ и ИМК составлял 600 *мксек.* Тогда при длительности вывода пучков 1÷1,5 *мсек* будет измерена средняя энергия выводимых частиц.

Чувствительность устройства зависит от скорости роста пилообразного тока и разрешающей способности частотомера. Увеличение чувствительности за счет уменьшения скорости роста пилы ограничивается ухудшением качества вырабатываемого импульса в обмотке СО и необходимостью измерений в малые интервалы времени. При разрешающей способности частотомера 0,1 *мксек* и при выбранной длительности роста „пилы“, чувствительность устройства по энергии составит 1 *Мэв.*

Обмотка ОПТ пермаллоевого зонда рассчитана на протекание постоянного тока 100 *ма,* что соответствует создаваемому полю 120 *э.* Однако амплитуда пилообразного тока превышает допустимое значение постоянного тока в полтора—два раза. Это допустимо, если учесть, что при питании импульсным током проводника, можно амплитуду тока увеличить в $\sqrt{Q}$ раз (Q — скважность импульсов) без нарушения теплового режима проводника.

При использовании частотометра типа ЧЗ-12 погрешность измерения интервала времени составляет $\pm 0{,}1$ *мксек*. Нестабильность привязки сформированных импульсов в схеме формирования СФ к вершине вырабатываемых в обмотке СО составляет $\pm 0{,}2$ *мксек*. Генератор пилообразного тока обеспечивает линейность, стабильность скорости роста пилы $\pm 0{,}5\%$ при амплитуде тока 150 *ма*. Корреляция измеряемой точки в рассеяном магнитном поле с полем на равновесной орбите пучка составляет $\pm 0{,}1\%$. Тогда среднеквадратичная суммарная погрешность определения значения энергии частиц с учетом ΔR составит $\pm 0{,}75\%$. Учитывая, что калибровка устройства производится измерением энергии выведенных гамма-пучков методом парного спектрометра с точностью $\pm 1\%$, то полученная погрешность измерения энергии пучка описанным устройством вполне приемлема.

Поступила 9.VI.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. Г. Агбалян, А. И. Алиханян*, Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963, т. I. Атомиздат (1964).
2. The Cambridge Electron Accelerator, A Comprehensive Account, CEAL-1000 (1964).
3. Intensitäts- und Energiemessung an Bonner 2.5 Gev—Elektronensynchrotron Diplomarbeit von Hainz—Dieter Wehner, Bohn (1968).
4. *В. И. Нифонтов, Б. М. Песляк*, Аннотации докладов II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1970.
5. *И. В. Мозин, В. П. Смирнов, Л. Б. Сотников*, Сборник Электрофизическая аппаратура, Госатомиздат, вып. I (1963).

ԵՐԵՎԱՆԻ ՍԻՆՔՐՈՏՐՈՆԻ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՀՍԿՈՂՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Հ. ԿՈՇԵՑՅԱՆ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Նկարագրված է էլեկտրոնային սինքրոտրոնի արագացվող մասնիկների էներգիայի 0,5—6 Գէվ սահմաններին համապատասխանող մագնիսական դաշտի լարվածության չափման սարքը, որի զգայունությունը ըստ էներգիաների 1 մէվ է։

Մասնիկների էներգիային համապատասխանող ազդանշանը ձևավորվում է ժամանակային ինտերվալի ձևով, որը հարմար է բազմացման համար։

THE CONTROL OF PARTICLE ENERGY AT THE YEREVAN ACCELERATOR

G. A. KOSHETSIAN, A. R. TUMANIAN

A device for the measurement of magnetic field tension in the electron accelerator has been described, which is proportional to the energy of particles in the range 0,5—6 GeV with a sensitivity of 1 MeV. The signal, proportional to the energy of particles, is generated as an interval of time, which is convenient for reproduction for a great number of users.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 73—76 (1972)

ДОЗИРОВКА ИНТЕНСИВНОСТИ УСКОРЯЕМОГО ПУЧКА В ЭЛЕКТРОННОМ СИНХРОТРОНЕ

Л. Г. МЕЛКУМЯН, А. Р. ТУМАНЯН

Описаны приставка, изменения и некоторые дополнения к схемам пересчетного прибора ПП9-1-1М и блока амплитудного преобразования БАП-5, обеспечивающие автоматическое отключение режима ускорения или вывода пучка при достижении суммарного количества или выведенных частиц заранее заданного значения за n-циклов ускорения.

Нестабильность величины тока ускоряемого пучка частиц в электронном синхротроне от цикла к циклу ускорения, без применения специальных мер, может составлять 20÷30%. Поэтому при некоторых экспериментах требуется определение средней или суммарной величины тока ускоренного пучка $I_{\text{сумм}}$ за n-циклов ускорения и обеспечение возможности ускорения и вывода заданного количества частиц, т. е.

$$I_{\text{сумм}} = \sum_{i=1}^{n} I_i ,$$

где I_i — величина тока ускоряемого пучка в i-ом цикле ускорения. Кроме того, для эксплуатационных целей желательно преобразовать сигнал интенсивности или величины тока пучка в вид информации, удобный для размножения и передачи на расстояние.

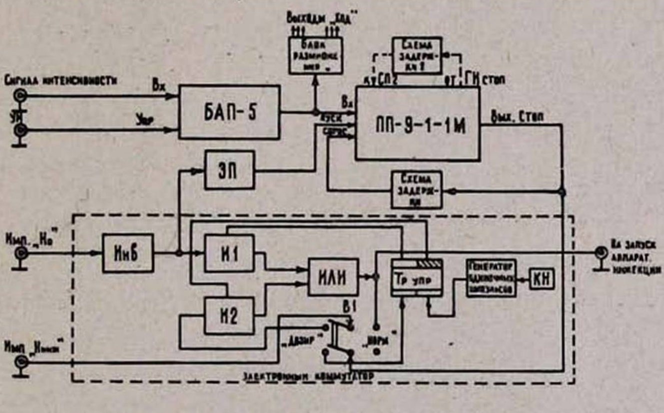


Рис. 1.

Для обеспечения таких возможностей на Ереванском электронном синхротроне было разработано устройство, функциональная схема которого приведена на рисунке. Такое устройство позволяет преобразовать сигнал с любого датчика интенсивности пучка в каждом цикле ускорения в код, с последующим его счетом и накоплением, а также вырабатывать соответствующие сигналы для автоматического отключения режима ускорения при достижении суммарной величины тока ускоренного пучка заранее заданного значения. Сигнал интенсивности в виде импульсов амплитуды $0 \div 20$ *в* длительностью $1 \div 10$ *мсек* поступает на блок амплитудного преобразования БАП-5, который преобразовывает амплитуду сигнала в соответствующие количества кодовых импульсов. При больших длительностях сигнала интенсивности ($0{,}01 \div 10$ *мсек*) необходимо в БАП-5 входной сигнал прямо подать на линейно-пропускающее устройство (ЛПУ) (Техническое описание БАП-5), минуя входные схемы сравнения и блокировок. Момент преобразования амплитуды сигнала в код задается моментом поступления управляющего импульса УИ, который подается прямо на блокинг-генератор начала преобразования (БГ нач. преобр.). Импульсы кода с БАП-5 поступают на блок размножения и на пересчетный прибор типа ПП9-1-1М.

Устройство работает в двух основных режимах.

а). Режим обеспечения ускорения или вывода заданного количества частиц. В этом режиме переключатель B_1 находится в положении „Дозир", а на пересчетном приборе устанавливается требуемое значение суммарной величины тока ускоряемого пучка, выраженное в количестве кодовых импульсов. При этом „Триггер управления" блокирует схему „И2". Импульс „$H_{\text{инж}}$" запуска инжектора перестает поступать на аппаратуру инжекции. Одновременно с блокировкой схемы „И2" отпирается схема „И1". Тогда импульс „H_0" через схему „ИЛИ" поступает на запуск аппаратуры инжекции. При этом инжектированные частицы в синхротроне не захватываются в режим ускорения. Такая коммутация запускающих инжектор импульсов взамен прекращения подачи импульсов для запуска, осуществляется для сохранения режима работы инжектора.

Кнопкой „КН" через „Тр. упр." осуществляется блокирование схемы „И1" с одновременным отпиранием схемы „И2", через которую импульсы „$H_{\text{инж.}}$" поступают на запуск инжектора. При достижении на пересчетном приборе установленного числа кодовых импульсов, сигнал „Стоп" поступает на триггер управления, который блокирует схему „И2", и режим ускорения прекращается. При неравенстве установленного значения $I_{\text{уст.}}$ сумме токов ускоренного пучка, в целочисленном количестве циклов ускорения необходимо предусмотреть возможность продолжения процесса суммирования кодовых импульсов полностью в последнем цикле ускорения. Для этого необходимо сигнал „Стоп" до поступления на схему остановки счета внутри прибора ПП9-1-1М задержать на время $\tau_з$, выбираемое в пределах

$$\tau_{\text{преобр.}} < \tau_з < \tau_{\text{пауз.}},$$

где $\tau_{\text{преобр.}}$ — время преобразования БАП-5 в одном цикле ускорения, $\tau_{\text{пауз.}}$ — время паузы между циклами ускорения. Поэтому в приборе ПП9-1-1М между „ГИ Стоп" и схемой „СП2" (Техническое описание ПП9-1-1М) включена схема задержки 2 на 500 *мксек*, поскольку время преобразования $\tau_{\text{преобр.}}$ БАП-5 не превышает 300 *мксек*. При этом суммарная величина тока фактически ускоренного пучка будет отличаться от установленного не более, чем на величину тока в последнем цикле, ускорения, и это фактическое значение суммарного тока должно быть зарегистрировано прибором ПП9-1-1М. Для этого необходимо, чтобы в приборе ПП9-1-1М, в режиме суммирования по установленному значению суммы входных импульсов, цифровое табло регистрировало не время набора установленной суммы входных импульсов, а количество фактически просуммированных импульсов. Это достигается следующим изменением соединений на переключателе В2 „Измерение" (схема принципиальная, электрическая БП-17, Техническое описание ПП9-1-1М):

1. Переключением выхода генератора БГ-104 с контакта 3 на контакт 10.

2. Паралельным соединением контактов 12 и 3, 5 и 8, 2 и 6.

Для измерения на выведенном пучке необходимо соответствующим образом перекоммутировать входы и выходы электронного коммутатора на аппаратуру вывода, а сигнал интенсивности подавать с датчика интенсивности выведенного пучка.

б). Режим периодического измерения суммарной величины тока ускоряемого пучка за заданные n-циклов ускорения. В этом режиме переключатель B_1 находится в положение „Норм". Установкой времени суммирования $T_{\text{сумм.}}$ на пересчетном приборе задается количество циклов ускорения, в которых требуется измерить интенсивность пучка. При этом $T_{\text{сумм.}}$ должно удовлетворять следующему неравенству:

$$nT_{\text{ц}} + \tau_{\text{инж.}} > T_{\text{сумм.}} > nT_{\text{ц}} - \tau_{\text{пауз.}},$$

где $T_{\text{ц}}$ — период циклов ускорения, $\tau_{\text{инж.}}$ интервал времени между моментом перехода магнитного поля синхротрона через нулевое значение и моментом инжекции.

Пересчетный прибор, на вход которого поступают кодовые импульсы, через согласующий инвертор (ИНВ) и эмиттерный повторитель (ЭП) запускается импульсом „H_0" — момент перехода напряженности магнитного поля через нулевое значнние в магните синхротрона, который вырабатывается не менее чем на 150 *мксек* раньше момента инжекции. Этим обеспечивается синхронность пуска пересчетного прибора с началом циклов ускорения. По окончании заданного интервала суммирования сигнал „Стоп" с пересчетного прибора поступает на схему задержки 1. Задержанный на время 2÷5 *сек*, достаточное для съема информации, импульс „Стоп" подается на вход „Сброс" пересчетного прибора, тем самым подготавливая прибор для следующего периодического измерения.

Эксплуатация описанного устройства на Ереванском синхротроне позволяет эффективно использовать выведенные пучки частиц при экспериментах, требующих точного экспонирования.

Ереванский физический институт

Поступила 15.VI.1971

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՍԻՆՔՐՈՏՐՈՆՈՒՄ ԱՐԱԳԱՑՎՈՂ ՓՆՋԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓԱԲԱՇԽՈՒՄԸ

Լ. Հ. ՄԵԼՔՈՒՄՅԱՆ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Նկարագրված է սարք, БАП-5 *ամպլիտուդային փոխակերպիչի,* ПП9—1-1М *հաշվիչ սարքի սխեմաների փոփոխություններ և որոշ լրացումներ, որոնք ապահովում են արագացված կամ դուրս բերված մասնիկների քանակի նախօրոք տրված արժեքին* n *ցիկլերի ընթացքում հասնելու պահին արագացման կամ դուրս բերման ռեժիմի ավտոմատ անջատումը։*

THE DOSAGE OF THE ACCELERATED BEAM INTENSITY IN AN ELECTRON SYNCHROTRON

L. H. MELKUMIAN, A. R. TUMANIAN

The description is given here of an accessory device, supplemental equipment and certain modifications of ПП9-1-1М scaler and БАП-5 amplitude converter circuits, that provide the automatic switchingoff of beam acceleration or ejection after n cycles of acceleration, when the total quantity of accelerated or ejected particles reaches the preset value.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 77—80 (1972)

КРАТКОЕ СООБЩЕНИЕ

ВЫСОТА БАРЬЕРА ШОТТКИ НА КОНТАКТЕ МЕТАЛЛ-АРСЕНИД ГАЛЛИЯ (110)

Г. Б. СЕЙРАНЯН, Ю. А. ТХОРИК

Согласно современным представлениям [1], зависимость высоты барьера Шоттки на контакте металл-полупроводник от работы выхода металла [2] может быть существенно ослаблена из-за наличия на поверхности полупроводника поверхностных электронных состояний (ПЭС). Исследование высоты барьера Шоттки на контакте сколотой в сверхвысоком вакууме поверхности арсенида галлия с рядом металлов показало, что плотность ПЭС контакта недостаточна для полной стабилизации уровня Ферми на поверхности полупроводника [1, 3]. При переходе от атомарно-чистой (сколотой) к реальной (травленной) поверхности следует ожидать, что зависимость высоты барьера от природы металла будет усиливаться из-за различия в плотности ПЭС на исходной поверхности полупроводника.

В настоящем сообщении приведены результаты измерений высоты барьера Шоттки в контакте травленной поверхности GaAs с Ca, Mg, Sn, Ni, Ag и Au. Использование Ca и Mg позволило существенно расширить диапазон работ выхода металлов φ_M и получить более надежные результаты по зависимости высоты барьера от типа металла, учитывая значительные расхождения в величинах φ_M для различных металлов, приводимых в литературе.

Диоды с барьерами Шоттки были получены осаждением металлов путем термического испарения в вакууме $5\cdot10^{-6}$ *тор* на подложки электронного арсенида галлия ($N_d = 2\cdot10^{16}$ *см*$^{-3}$, $\mu = 5200$ *см*^{2}/*в·сек*), ориентированного по плоскости [110]. Предварительно вплавлением олова при 400°C создавались омические контакты, при последующей химической обработке они покрывались пленкой кислотоустойчивого лака. Арсенид галлия травился в $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O = 3:1:1$, выдерживался в смеси винной и серной кислот, затем промывался в этиловом спирте и влажным вносился в вакуумную камеру. Пластины арсенида галлия прогревались до $100\div120$°C, затем их температура понижалась до $60\div100$°C и проводилось осаждение контактного металла. Для предотвращения быстрого окисления на Ca и Mg дополнительно напыляли тонкую защитную пленку золота. Специальными опытами было показано, что при толщине пленки Mg, превышающей 400 Å, напыление пленки золота не влияло на параметры контакта Mg—GaAs. Площадь контакта металл—GaAs составляла $10^{-3}\div10^{-2}$ *см*^{2}.

Прямые вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов, представленные на рис. 1, хорошо описываются выражением

$$J = AT^2 e^{-\frac{\varphi_B}{kT}} (e^{\frac{eU}{nkT}} - 1),$$

где φ_B — высота барьера Шоттки — расстояние от уровня Ферми до края зоны проводимости на поверхности полупроводников, A — по-

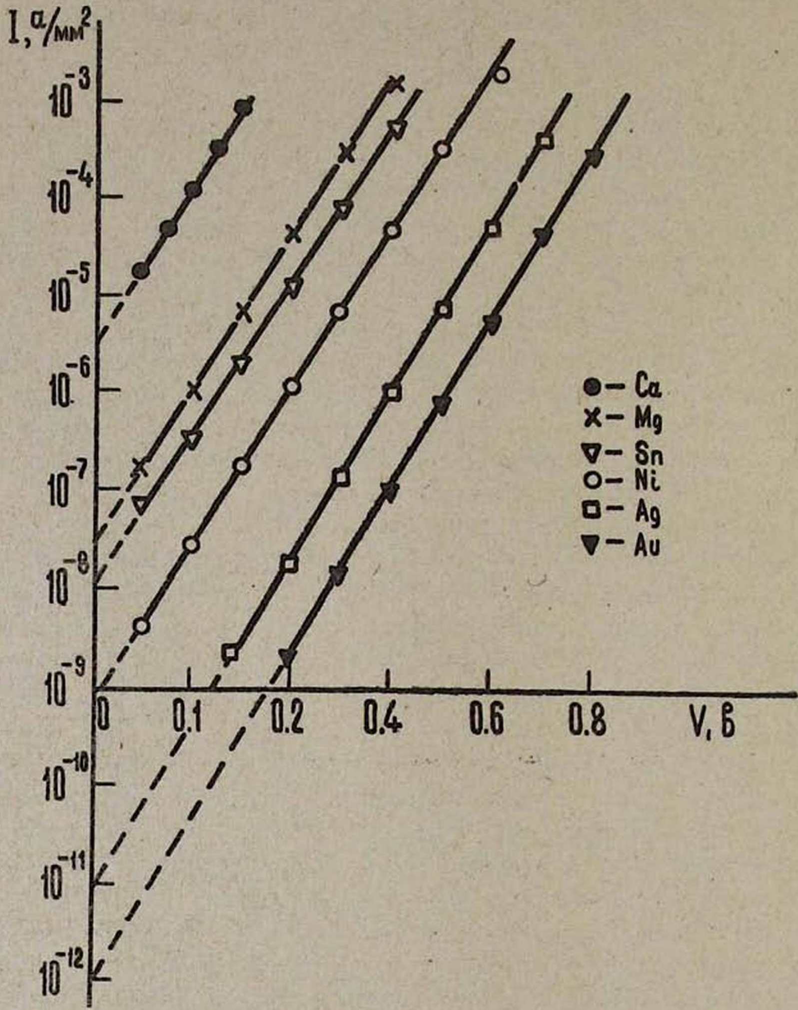


Рис. 1. Прямые ВАХ диодов.

стоянная Ричардсона, n — параметр, характеризующий отклонение ВАХ от простой диодной теории Бете и зависящий, главным образом, от толщины промежуточного слоя между металлом и полупроводником [5]; для исследованных диодов $n = 1{,}05 \pm 0{,}03$. Близость параметра n к единице указывает на то, что промежуточный слой между металлом и полупроводником почти не сказывается на свойствах контакта. Важную роль при этом играет обработка поверхности арсенида галлия, в частности, выдержка в смеси винной и серной кислот [6] и прогрев подложек до 100÷120°С.

Высота барьера Шоттки φ_{Bj} определялась из ВАХ по значениям токов насыщения, которые легко получить путем экстраполяции прямых на рис. 1 к нулю смещения. Значение постоянной A принималось равным 4,4 *а/см² град²* [4]. Второй метод, который применялся для определения высоты барьера Шоттки φ_{Bc} —исследование вольт-фарадных характеристик (ВФХ) контакта. Зависимость обратного квадрата емкости от напряжения смещения до 1,5÷2 *в* для всех диодов обычно была линейной. Измерения емкости проводились на частоте 1,2 *Мгц*. Типичные ВФХ диодов Au—GaAs и Ca—GaAs представлены на рис. 2. Разброс при определении φ_{Bj} не превышал ±0,03 *эв*, а для

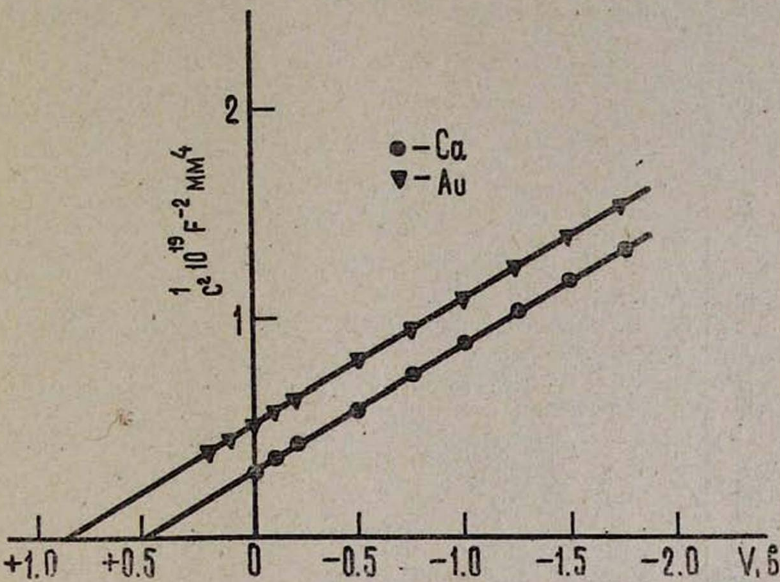


Рис. 2. ВАХ диодов Au—GaAs и Ca—GaAs.

φ_{Bc} ±0,05 *эв*. Результаты, представленные в таблице, показывают значительную для контакта металл-арсенид галлия зависимость высоты барьера от природы металла. Изменение высоты барьера Шоттки в

Таблица

Металл	Au	Ag	Ni	Sn	Mg	Ca
φ_{Bj}, *эв*	0,90	0,85	0,74	0,69	0,64	0,52
φ_{Bc}, *эв*	0,97	0,91	0,79	0,77	0,70	0,56

интервале от 0,5 до 0,9 *эв* показывает отсутствие стабилизации уровня Ферми ПЭС, что не согласуется с обнаруженной в [6] жесткой стабилизацией уровня Ферми на 1/2 E_g для контактов, полученных методом электрохимического нанесения металлов на травленную поверхность (110) арсенида галлия. Возможно, что различие связано с меньшим диапазоном работ выхода металлов, использованных в [6], а также влиянием самого метода получения на свойства контактов, как это предполагается в [7].

Полученные в данной работе результаты хорошо объясняются механизмом совместного влияния контактной разности потенциалов и заряда ПЭС [8]: изменение уровня Ферми под влиянием контактной разности потенциалов вызывает такое изменение заряда ПЭС, которое препятствует перемещению уровня Ферми, т. е. заряд ПЭС частично экранирует влияние контактной разности потенциалов.

Отметим, что полученные результаты могут быть объяснены как при предположении наличия в контакте системы ПЭС одного типа (акцепторного) [8], так и системы ПЭС обоих типов (акцепторного в верхней половине и донорного в нижней) [1].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР
Институт полупроводников
АН УССР

Поступила 7.VI.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. H. Rhoderics.* J. Phys. D. Appl. Ph., 3, 1153 (1970).
2. *W. Schottky*, Phys. Z., 32, 833 (1931).
3. *C. A. Mead*, Sol-St. Electron., 9, 1023 (1966). *W. G. Spitzer, C. A. Mead*, J. Appl. Ph., 34, 3061 (1963).
4. *C. Crowell, C. M. Sze*, Sol.-St. Electron., 9, 1035 (1966).
5. *В. И. Стриха*, Радиотехника и электроника, 9, 671 (1964).
6. *А. П. Вяткин, Н. К. Максимов, А. С. Поплавной, В. Е. Степанов, В. А. Чалдышев*, ФТП, 4, 915 (1970).
7. *F. H. Dörbeck*, Sol.-St. Electron., 9, 1135 (1966).
8. *A. M. Cowley, S. M. Sze*, J. Appl. Phys., 36, 3212 (1965).

ՇՈՏԿԻԻ ԱՐԳԵԼԱԳԾԻ ԲԱՐՁՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԵՏԱՂ *GaAs* (110) ՀՊՄԱՆ ՏԵՂԱՄԱՍՈՒՄ

Գ. Բ. ՍԵՅՐԱՆՅԱՆ, Յու. Ա. ՏԽՈՐԻԿ

Հետազոտվում է Շոտկիի արգելակով դիոդներ, որոնք ստացվել են (110) GaAs-տիպի մակերևույթի վրա զանազան մետաղների նստեցումով.

THE SCHOTTKY BARRIER HEIGHT AT METAL—GaAs (110) CONTACT

G. B. SEYRANIAN, Yu. A. TKHORIK

The barrier height in metal—GaAs contacts were investigated, the Schottky barrier being prepared by vacuum evaporation of different metals on GaAs wafers. The etched *n*—GaAs crystals with (110) orientation of surface were used. Values of the barrier height depend on the metal kind and change within an interval 0,5 eV—0,9 eV. For the case of Ca—CaAs contact the barrier height is minimal and equal to 0,54 eV. Close agreements are obtained between our results and the Schottky theory of metal-semiconductor contacts taking into account the electronic str ucture of the real semiconductor surface.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКОЕ СООБЩЕНИЕ