

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԻԿԱ
ФИЗИКА

1975

ԵՄՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաբուրյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Դ. Միրզաբեկյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Դ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղդապետյան:

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИИ $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ В ОБЛАСТИ $\psi(3105)$ -РЕЗОНАНСА

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

На основе диаграмм с обменом γ -квантом и ψ -бозоном в предположении как векторного, так и аксиально-векторного типов взаимодействия для последнего вычислено дифференциальное сечение процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ с поперечно поляризованными начальными и продольно поляризованными конечными частицами. С учетом того факта, что полная ширина ψ -резонанса меньше экспериментального разрешения по энергии, в резонансной области получены угловое распределение продуктов реакции и полное сечение процесса, а также выражения для продольной поляризации μ -мезонов и асимметрии вперед-назад. Рассмотрены частные случаи, связанные с конкретным типом взаимодействия ψ -бозона с лептонной парой, и показано, что отсутствие асимметрии в области резонанса не исключает возможность $J^P = 1^+$ для ψ . Обсуждается также случай, когда взаимодействие ψ -резонанса с лептонами осуществляется через γ -квант.

В связи с недавним обнаружением новых нейтральных частиц [1—3], в частности, наблюдением узкого резонанса в реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ при полной энергии встречных пучков $W = 3105$ МэВ представляет интерес рассмотреть некоторые характеристики указанного процесса в резонансной области, экспериментальное изучение которых могло бы содействовать установлению природы нового $\psi(3105)$ -бозона.

Расчет процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ проведен нами на основе диаграмм с обменом γ -квантом и ψ -бозоном в предположении как векторного, так и аксиально-векторного типов взаимодействия для последнего. При этом мы считаем начальные электроны и позитроны поперечно поляризованными и вычисляем продольную поляризацию конечных μ -мезонов. Поперечная поляризация начальных частиц должна быть с необходимостью учтена, так как известно (см., напр., [4]), что в результате синхротронного излучения в магнитном поле в процессе накопления электроны и позитроны приобретают поперечную поляризацию (позитроны — вдоль магнитного поля, электроны — против поля), причем степень поляризации может достигать значения $\xi_{\max} = 0,924$. Поляризация же образовавшихся μ -мезонов может быть измерена, ибо распад μ -мезонов является анализатором их поляризации, и, тем самым, может быть получена дополнительная информация.

Угловое распределение продуктов реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$, а также выражения для продольной поляризации μ -мезонов и асимметрии вперед-назад мы приведем в резонансной области с учетом того факта, что полная ширина ψ -резонанса мала и может быть меньше экспериментального разрешения по энергии.

Необходимо отметить, что процесс $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ рассматривался в ряде работ [5—10] как с точки зрения изучения слабых взаимодействий при очень высоких энергиях, так и с целью обнаружения эффектов нейтрального слабого тока и его переносчика — промежуточного векторного бозона —

при не слишком больших энергиях. В недавно вышедшей работе [11] обсуждается вопрос, может ли векторный мезон $\psi(3105)$ быть промежуточным бозоном слабого взаимодействия, и для проверки этой гипотезы предлагается экспериментально исследовать асимметрию вперед-назад в реакции $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Однако в указанной работе не учитывается поляризация начальных частиц, которая, как будет видно из дальнейшего, в резонансной области в некоторых случаях может оказаться довольно существенной. И, наконец, в ряде работ (см., напр., [12, 13]) выдвигается гипотеза о том, что ψ -резонанс представляет собой связанное состояние кварка и антикварка с очарованием, взаимодействие которого с известными частицами имеет электромагнитную природу. Заметим, что такая возможность, как частный случай, содержится в нашем рассмотрении.

Предполагая e - μ -универсальность и записав взаимодействие лептонной пары с ψ -бозоном в виде

$$L = - [\bar{\psi} (\gamma_\alpha g_V + g_A \gamma_5) \psi] \bar{l} \gamma_\alpha l,$$

для дифференциального сечения процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в случае поперечно антипараллельно поляризованных начальных частиц и продольно поляризованных конечных частиц получаем выражение

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{16 W^2} \left\{ (1 + \cos^2 \theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi)(1 + h_1 h_2) + \right. \\ & + \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{W^4}{(W^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \left(\left[g_V \left(1 - \frac{M^2}{W^2} \right) (1 + \cos^2 \theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi) - \right. \right. \\ & - g_A \frac{M\Gamma}{W^2} \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi \left. \right] [g_V (1 + h_1 h_2) + g_A (h_1 + h_2)] + 2g_A \left(1 - \frac{M^2}{W^2} \right) \times \\ & \times [g_A (1 + h_1 h_2) + g_V (h_1 + h_2)] \cos \theta + \frac{1}{8\pi\alpha} [(g_V^2 + g_A^2)(1 + \cos^2 \theta) - (g_V^2 - \\ & - g_A^2) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi] [(g_V^2 + g_A^2)(1 + h_1 h_2) + 2g_V g_A (h_1 + h_2)] + \\ & \left. + \frac{g_V g_A}{2\pi\alpha} [(g_V^2 + g_A^2)(h_1 + h_2) + 2g_V g_A (1 + h_1 h_2)] \cos \theta \right) \Bigg\}. \quad (1) \end{aligned}$$

Здесь W — полная энергия реакции в с. ц. м., θ — угол вылета μ^- -мезона относительно импульса электрона, φ — азимутальный угол вылета μ^- -мезона, отсчитываемый от направления вектора поляризации электрона, ζ_1 и ζ_2 — соответственно степени поперечной антипараллельной поляризации электрона и позитрона, h_1 и h_2 — соответственно степени продольной поляризации μ^- - и μ^+ -мезонов относительно импульса μ^- -мезона, M и Γ — масса и полная ширина ψ -резонанса, а константы связи g_V и g_A связаны с парциальной шириной распада $\psi \rightarrow l\bar{l}$ соотношением

$$\Gamma_l = \frac{M}{12\pi} (g_V^2 + g_A^2). \quad (2)$$

Заметим, что в формуле (1) опущены члены, содержащие массы лептонов. Как следует из выражения (1), спиральности μ^- - и μ^+ -мезонов

должны быть противоположны, т. е. $h_1 = h_2 = \pm 1$. Считая начальные частицы неполяризованными, а также произведя в (1) суммирование по поляризациям конечных частиц, приходим к сечению работы [11].

Если полная ширина Γ ψ -резонанса меньше экспериментального разрешения по энергии $2\Delta E$ (ΔE — в каждом из пучков), то для получения углового распределения и других характеристик в резонансной области, с которыми можно было бы сравнивать экспериментальные результаты, выражение (1) необходимо усреднить по энергии. В результате для дифференциального сечения в области резонанса $W = M \pm \Delta E$, определяемого как

$$\frac{d\sigma_{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{1}{2\Delta E} \int_{M-\Delta E}^{M+\Delta E} \frac{d\sigma(W)}{d\Omega} dW,$$

при условии $\Gamma < \Delta E$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{рез.}}}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{16M^2} \left\{ (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi)(1 + h_1 h_2) - \right. \\ & - \frac{1}{8\pi\alpha} \left(\left[g_V \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi) + g_A \frac{\pi M}{\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \times \right. \right. \\ & \times \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi \left. \right] [g_V(1 + h_1 h_2) + g_A(h_1 + h_2)] + 2g_A \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) [g_A(1 + \\ & + h_1 h_2) + g_V(h_1 + h_2)] \cos\theta \Big) + \frac{1}{64\pi\alpha^2} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \left([(g_V^2 + g_A^2)(1 + \cos^2\theta) - \right. \\ & - (g_V^2 - g_A^2) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi] [(g_V^2 + g_A^2)(1 + h_1 h_2) + 2g_V g_A(h_1 + h_2)] + \\ & \left. \left. + 4g_V g_A [(g_V^2 + g_A^2)(h_1 + h_2) + 2g_V g_A(1 + h_1 h_2)] \cos\theta \right) \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

Приведем также выражения для других характеристик процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области ψ -резонанса, которые могут быть измерены на опыте. Продольная поляризация рождающегося μ^- -мезона есть

$$\begin{aligned} P_L(\theta, \varphi) = & \frac{d\sigma_{\text{рез.}}(h_1 = 1) - d\sigma_{\text{рез.}}(h_1 = -1)}{d\sigma_0^{\text{рез.}}} = \\ = & \frac{1}{8\pi\alpha} \frac{1}{B + D \cos\theta} \left\{ -g_V g_A \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) [(1 + \cos\theta)^2 - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi] - \right. \\ & - g_A^2 \pi \frac{M}{\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi + \frac{g_V g_A}{4\alpha} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) [(g_V^2 + g_A^2) \times \\ & \times (1 + \cos\theta)^2 - (g_V^2 - g_A^2) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi] \Big\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $d\sigma_{\text{рез.}}(h_1)$ — сечение, получающееся из выражения (3) в результате суммирования по поляризациям μ^+ -мезона, а

$$d\sigma_0^{\text{рез.}} = \frac{\alpha^2}{4M^2} (B + D \cos\theta) d\Omega \quad (5)$$

представляет собой сечение с неполяризованными конечными частицами, где

$$B = \left[1 - \frac{g_V^2}{8\pi\alpha} \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) \right] (1 + \cos^2\theta - \zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi) -$$

$$- \frac{g_V g_A}{8\alpha} \frac{M}{\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi + \frac{1}{64\pi\alpha^2} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \times$$

$$\times (g_V^2 + g_A^2) [(g_V^2 + g_A^2)(1 + \cos^2\theta) - (g_V^2 - g_A^2)\zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi], \quad (6)$$

$$D = \frac{g_A^2}{4\pi\alpha} \left[\frac{g_V^2}{2\alpha} \frac{M^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) - 1 + \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right].$$

Асимметрия вперед-назад определяется формулой

$$A(\theta, \varphi) = \frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}(\theta, \varphi) - d\sigma_0^{\text{рез.}}(\pi - \theta, \varphi)}{d\sigma_0^{\text{рез.}}(\theta, \varphi) + d\sigma_0^{\text{рез.}}(\pi - \theta, \varphi)} = \frac{D}{B} \cos\theta. \quad (7)$$

И, наконец, проинтегрированное по углам сечение в области резонанса есть

$$\sigma_0^{\text{рез.}} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left[1 - \frac{g_V^2}{8\pi\alpha} \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right) + \frac{9\pi}{4\alpha^2} \frac{\Gamma_l^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right) \right]. \quad (8)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи, связанные с определенным выбором констант связи g_V и g_A .

1. $g_A = 0$. В этом случае согласно (2) $g_V^2/4\pi = 3\Gamma_l/M$ и для рассмотренных выше величин получаем

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} (1 - r_1 + r_2) (1 + \cos^2\theta - \zeta_1\zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi),$$

$$P_L(\theta, \varphi) = 0, \quad A(\theta, \varphi) = 0, \quad (9)$$

$$\sigma_0^{\text{рез.}} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} (1 - r_1 + r_2),$$

где введены обозначения

$$r_1 = \frac{3}{2\alpha} \frac{\Gamma_l}{M} \left(1 - \frac{\pi\Gamma}{2\Delta E} \right), \quad r_2 = \frac{9\pi}{4\alpha^2} \frac{\Gamma_l^2}{\Gamma\Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi\Delta E} \right).$$

Следует отметить сильную зависимость дифференциального сечения от поляризаций начальных частиц, приводящую к значительному подавлению при углах $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = 0, \pi$ и при максимальной степени поляризации, а также отсутствие поляризации конечных частиц и асимметрии в этом случае. Если принять следующие значения параметров: $M = 3105 \text{ Мэв}$, $\Gamma = 100 \text{ Кэв}$, $\Gamma_l = 5 \text{ Кэв}$, то нетрудно убедиться, что при разумных значениях экспериментального разрешения ΔE величина r_2 примерно на пять порядков больше r_1 (например, при $\Delta E = 1 \text{ Мэв}$ $r_1 = 2,8 \cdot 10^{-4}$, $r_2 = 32,1$), и для превышения сечения в области резонанса над электромагнитным фоном получаем оценку

$$\sigma_0^{\text{рез.}} - \sigma_0^{\text{эл.}} = \frac{3\pi^2}{M^2} \frac{\Gamma_l^2}{\Gamma \Delta E} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi \Delta E}\right) \simeq (3 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2) \frac{1}{\Delta E} \left(1 - \frac{0,032}{\Delta E}\right), \quad (10)$$

где ΔE измеряется в единицах $M_{\text{эв}}$.

Так как даже в наиболее благоприятном случае, когда $g_A = 0$ и g_V принимает свое максимальное значение, допустимое соотношением (2), величина r_1 ничтожно мала, то приведенная оценка для сечения справедлива при любом соотношении между g_V и g_A .

2. $g_V = 0$. В этом случае $g_A^2/4\pi = 3\Gamma_l/M$ и соответствующие выражения принимают вид

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} [(r_2 + 1)(1 + \cos^2 \theta) + (r_2 - 1)\zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi - 2r_1 \cos \theta],$$

$$P_L(\theta, \varphi) = - \frac{\pi r_1' (M/\Delta E) \zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi}{(r_2 + 1)(1 + \cos^2 \theta) + (r_2 - 1)\zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi - 2r_1 \cos \theta}, \quad (11)$$

$$A(\theta, \varphi) = - \frac{2r_1 \cos \theta}{(r_2 + 1)(1 + \cos^2 \theta) + (r_2 - 1)\zeta_1 \zeta_2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi},$$

где

$$r_1' = \frac{3}{2\alpha} \frac{\Gamma_l}{M} \left(1 - \frac{\Gamma}{\pi \Delta E}\right).$$

Как нетрудно видеть, первые две величины довольно сильно зависят от поляризаций начальных частиц. Так, при максимальной поляризации начальных частиц дифференциальное сечение под углами $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ или $\frac{3\pi}{2}$ заметно подавлено, а поляризация P_L , которая вообще обращается в нуль в случае неполяризованных частиц, при $\Delta E = 1 \text{ Мэв}$, $\zeta_1 = \zeta_2 = 0,924$ и углах $\theta = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi \simeq \frac{\pi}{2} \pm 18^\circ$ достигает значения $P_L \simeq \pm 0,13$. Что касается асимметрии, то она практически отсутствует, так как максимальное значение ее, достигаемое при $\theta \simeq 70^\circ$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{2}$, составляет лишь $A \simeq -1,4 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, в резонансной области асимметрии не должно быть как при $g_A = 0$, так и при $g_V = 0$. Следовательно, отсутствие асимметрии на опыте не может служить однозначным указанием того, что $g_A = 0$. Нужно отметить, что при подготовке настоящей статьи к печати нам стала известна работа [14], в которой также обсуждается возможность аксиально-векторной природы новых ψ -резонансов.

3. $g_V = \pm g_A$. В рассматриваемом случае $V-A$ -взаимодействия, когда $g_V^2/4\pi = g_A^2/4\pi = 3\Gamma_l/2M$, имеем

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} [1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi + r_2 (1 + \cos\theta)^2 - r_1 \cos\theta \mp \frac{\pi}{2} r_1' \frac{M}{\Delta E} \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi], \quad (12)$$

$$P_L(\theta, \varphi) = \pm \left[1 + \frac{1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi}{r_2 (1 + \cos\theta)^2 \mp \frac{\pi}{2} r_1' \frac{M}{\Delta E} \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \sin 2\varphi} \right]^{-1},$$

$$A(\theta, \varphi) = \frac{2r_2 \cos\theta}{(r_2 + 1)(1 + \cos^2\theta) \mp \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \left(\frac{\pi}{2} r_1' \frac{M}{\Delta E} \sin 2\varphi \pm \cos 2\varphi \right)},$$

откуда следует, что поляризация начальных частиц практически не скаывается на этих величинах. Поляризация μ -мезонов в этом случае может меняться от 0 при $\theta = \pi$ до почти ± 1 в довольно большом интервале углов, зависящем от ΔE (в частности, $0 \leq \theta \leq \frac{2\pi}{3}$ при $\Delta E = 1$ МэВ), а асимметрия в рассеянии на углы 0 и π достигает $\sim 100\%$.

4. Рассмотрим, наконец, случай, когда ψ -бозон взаимодействует с лептонной парой через γ -квант. При этом в выражении (1) нужно положить

$$g_A = 0, \quad g_V = \frac{e^2}{2\gamma_\psi} \frac{M^2}{W^2}, \quad (13)$$

где γ_ψ — константа связи, характеризующая переход $\gamma \rightarrow \psi$, которая, согласно (2), есть

$$\frac{\gamma_\psi^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{12} \frac{M}{\Gamma_l}. \quad (14)$$

При значениях параметров, которые нами используются, для нее получаем величину $\frac{\gamma_\psi^2}{4\pi} = 2,76$. Для сравнения укажем, что аналогичная величина для φ -мезона есть [15] $\frac{\gamma_\varphi^2}{4\pi} = 2,8 \pm 0,2$.

В этом случае сечение процесса $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ принимает вид

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4W^2} \left[1 + \frac{6}{\alpha} \frac{M^3 \Gamma_l}{(W^2 - M^2)^2 + M^2 \Gamma_l^2} \left(\frac{W^2 - M^2}{W^2} + \frac{3}{2\alpha} \frac{M^3 \Gamma_l}{W^4} \right) \right] \times \times (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi) \quad (15)$$

и после усреднения по энергии для сечения в области резонанса получаем

$$\frac{d\sigma_0^{\text{рез.}}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4M^2} \left(1 - \frac{9 - \frac{5}{2} \frac{\pi \Gamma}{\Delta E}}{1 - \frac{\pi \Gamma}{2\Delta E}} r_1 + r_2 \right) (1 + \cos^2\theta - \zeta_1 \zeta_2 \sin^2\theta \cos 2\varphi). \quad (16)$$

Нетрудно убедиться, что оценка для проинтегрированного по углам сечения в этом случае практически не меняется по сравнению с ранее приведенной.

Автор выражает благодарность С. Г. Матиняну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский физический
институт

Поступила 18.IV.1975

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. E. Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406 (1974).
2. J. J. Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404 (1974).
3. C. Bacci et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1408 (1974).
4. В. Н. Байер. УФН, 105, 441 (1971).
5. N. Cabibbo, R. Gatto. Phys. Rev., 124, 1577 (1961).
6. А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь. ЯФ, 14, 1044 (1971).
7. Г. В. Григорян, В. А. Хозе. ЯФ, 16, 1078 (1972).
8. J. Godine, A. Hankey. Phys. Rev., D6, 3301 (1972).
9. V. K. Chung, A. K. Mann, E. A. Paschos. Phys. Lett., 41B, 355 (1972).
10. A. Love. Lett. Nuovo Cim., 5, 113 (1972).
11. G. Altarelli et al. Lett. Nuovo Cim., 11, 609 (1974).
12. Sh. Minami. Osaka Univ. preprint, OCU-3, 1974.
13. S. Hori et al. Kanazawa Univ. preprint, DPKU-46, 1974.
14. E. A. Paschos. Phys. Rev. Lett., 34, 358 (1975).
15. J. le Francois. Proc. 1971 Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell University, p. 52.

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐԸ $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ՌԵԱԿՑԻԱՅՈՒՄ $\psi(3105)$ -ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

ՅՈՒ. Գ. ՇԱԿՆԱԶԱՐՅԱՆ

γ -բվանտով և ψ -ռեզոնանսով պայմանավորված դիագրամների հիման վրա հաշված է $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ պրոցեսի դիֆերենցիալ կտրվածքը ուղղահայաց բևեռացված սկզբնական և լայնակի բևեռացված վերջնական մասնիկների դեպքում: Ի նկատի ունենալով այն հանգամանքը, որ ψ -մասնիկի լրիվ լայնությունը ավելի փոքր է, քան փորձում իրականացվող խույլատրումը ըստ էներգիայի, ռեզոնանսային տիրույթում ստացված են μ -մեզոնների անկյունային բաշխումը, պրոցեսի լրիվ կտրվածքը, ինչպես նաև μ -մեզոնների լայնական բևեռացման աստիճանը և առաջ-ևս ասիմետրիան: Ցույց է տրված, որ ասիմետրիայի բացակայությունը ռեզոնանսային տիրույթում չի բացառում $J^P = 1^+$ բվանտային թվերը ψ -ռեզոնանսի համար: Դիտարկված է նաև այն դեպքը, երբ ψ -մասնիկի փոխազդեցությունը լեպտոնների հետ իրականացվում է γ -բվանտի միջոցով:

POLARIZATION PHENOMENA IN $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ REACTION IN THE $\psi(3105)$ -RESONANCE REGION

Yu. G. SHAKHAZARYAN

The differential cross-section of the reaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ with transversely polarized primary particles and longitudinally polarized final particles is calculated on the basis of diagrams with γ - and ψ -exchanges assuming both the vector

and axial-vector couplings for the ψ . The angular distribution of reaction products and the total cross-section, as well as the expressions for μ -meson longitudinal polarization and forward-backward asymmetry are obtained in the resonance region taking into account the fact, that the total width of ψ is less than the energy resolution. It is shown, that the absence of the asymmetry in the resonance region don't exclude the possibility of $J^P = 1^+$ for ψ . The case of the interaction of the ψ -resonance with leptons via the virtual-photon intermediate state is also discussed.

РАСЩЕПЛЕНИЕ V^{51} ФОТОНАМИ С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ ОТ 2 ДО 5 ГЭВ

Г. А. ВАРТАПЕТЯН, Е. О. ГРИГОРЯН, А. С. ДАНАГУЛЯН,
Н. А. ДЕМЕХИНА, А. Г. ХУДАВЕРДЯН, Д. С. ЧАТРЧЯН

В настоящей работе исследовалось фоторасщепление V^{51} в области энергий от 2 до 5 Гэв. Выходы четырнадцати остаточных ядер регистрировались германиево-литиевым детектором. Экспериментальные данные анализировались с помощью полуэмпирической формулы Рудстама.

В в е д е н и е

В последние годы изучение реакций глубокого расщепления под действием электронов и фотонов высоких энергий привлекает внимание физиков [1—7]. В таких процессах проявляются как общие закономерности ядерных реакций, так и конкретные свойства, связанные со спецификой взаимодействия фотона и электрона с ядром. Фоторасщепление V^{51} проводилось ранее в работе [2] до максимальной энергии 1,5 Гэв. В настоящей работе получены новые данные по взаимодействию фотонов с ядрами в области энергий выше 2 Гэв, которые дают возможность исследовать массовое и зарядовое распределения остаточных ядер в указанной области энергий.

Методика эксперимента

Облучение производилось на Ереванском электронном ускорителе. Коллимированный пучок фотонов, проходя через очищающий магнит, падал в камеру, где находились облучаемые мишени. Размеры пучка на мишени составляли 18×18 мм², интенсивность по квантометру $\sim 10^9$ экв. кв./сек. Перед каждой серией облучений проводилось измерение тормозного спектра парным спектрометром, форма спектра хорошо описывалась формулой Бете-Гайтлера с поправкой на толщину мишени и коллимацию пучка. Мишени представляли порошок VO_2 , прессованный в виде таблеток диаметром 30 мм и толщиной 5 мм. Регистрация продуктов реакций производилась по γ -излучению остаточных ядер с помощью германиево-литиевого полупроводникового детектора. Чувствительный объем используемого детектора составлял 26 см³, энергетическое разрешение по препарату Cs^{137} ($E_\gamma = 661$ Кэв) составляло 0,6%. Детектор был соединен с малошумящим предусилителем и усилителем типа «Лангур». Набор спектров производился на 4000-канальном анализаторе системы «DIDAC». Характерный спектр показан на рис. 1. Предварительная обработка спектров, включая энергетическую калибровку и определение площадей под фотопиками, проводилась на ЭВМ MULTI-8.

Фотоэффективность детектора, т. е. вероятность регистрации γ -излучения в лике полного поглощения, определялась с помощью мониторинных

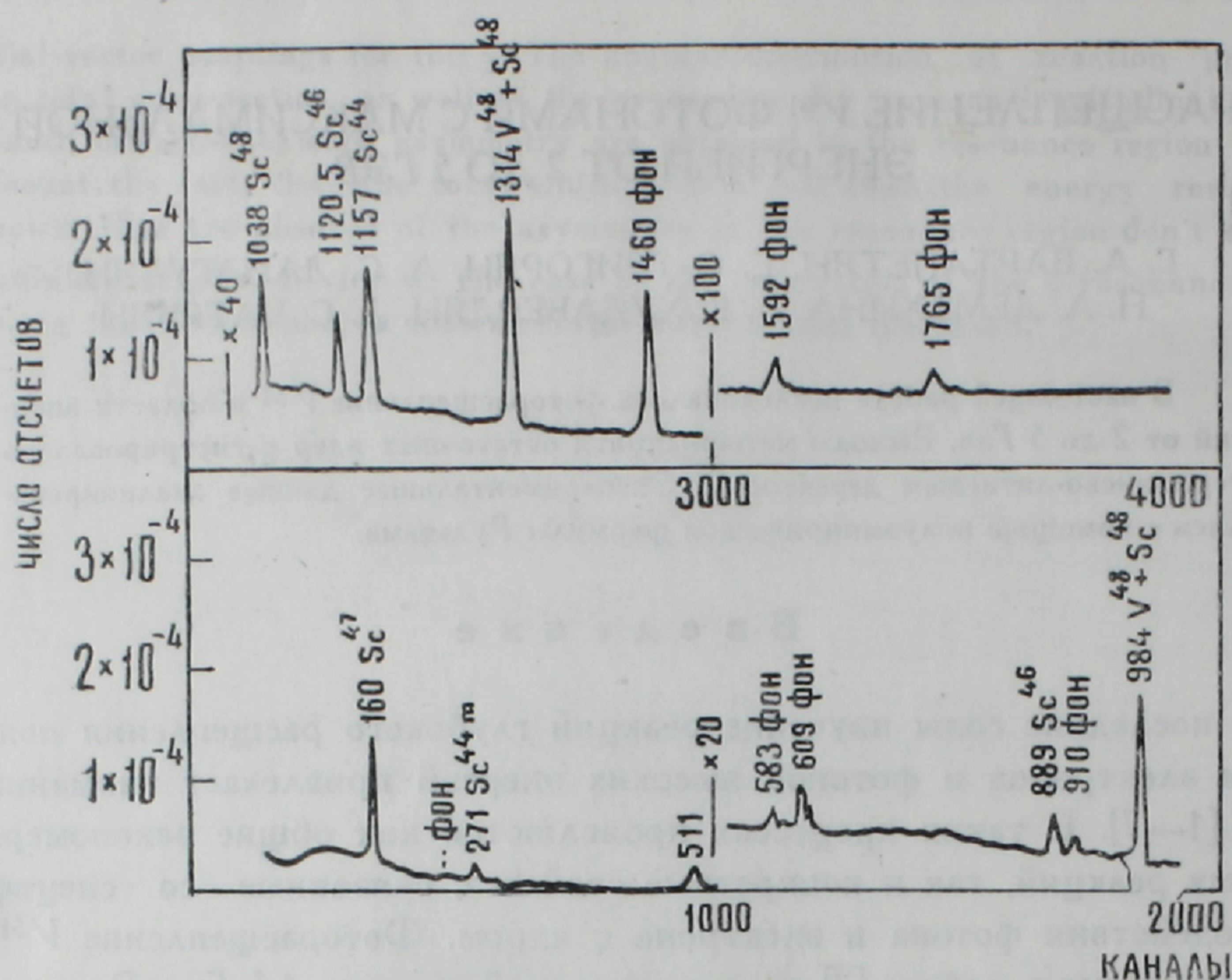


Рис. 1. γ -спектр облученного V^{51} через 4,65 дн. после конца облучения.
Время измерения — 6 час.

реакций, выходы которых были измерены ранее [7]. В качестве таких реакций использовались $Mn^{55} \rightarrow Mn^{54}$, $Mn^{55} \rightarrow Mn^{52}$, $Al^{27} \rightarrow Na^{24}$, $C^{12} \rightarrow C^{11}$. При расчете выходов на ЭВМ Наири-2 учитывалось наличие родительских изотопов [8] и вклад фоновых пиков.

Результаты измерений

В табл. 1 указаны типы исследуемых реакций и остаточные ядра, в табл. 2 и частично на рис. 2 приведены полученные значения выходов. Все экспериментальные точки усреднены по нескольким измерениям, приведенные ошибки носят статистический характер. Суммарные ошибки с учетом некоторой неточности в определении постоянной квантометра, периодов полураспада, фотоэффективности и телесного угла не превышали 15%. Из сравнения экспериментальных данных при граничных энергиях тормозного спектра 1,5 Гэв [2], 2; 3; 4,5 и 5 Гэв видно, что в пределах точности измерений рост выходов не наблюдается. Это свидетельствует о том, что сечения исследуемых реакций в указанной энергетической области очень малы и для их определения необходимо провести тщательные измерения. В ряде случаев нами были получены оценки сечений в $1/E$ -приближении для тормозного спектра; некоторые из них приведены на рис. 2, где заштрихованные области представляют разброс расчетных значений, обусловленный статистической точностью [9]. Результаты, приведенные в работе [2] при $E_{\gamma\text{max}} = 1,5$ Гэв, хорошо согласуются с данными настоящей работы (см. табл. 2).

Таблица 1

Тип реакции	Остаточные ядра	Порог реакций (Мэв)	E_{γ} перехода (Кэв)	Период полураспада	Интенсивность перехода (%)
$(\gamma, \pi^- 2n)$	Cr^{49}	—	153 91	41,9 мин	29,5 53,9
$(\gamma, 3n)$	V^{48}	24,8	1314 984	16,1 дн.	97 100
$(\gamma, 2pn)$	Sc^{48}	23,3	1038 984	1,83 дн.	98 100
$(\gamma, 2p 2n)$	Sc^{47}	40,9	160	3,4 дн.	73
$(\gamma, 2p 3n)$	Sc^{46}	49,3	1120 889	83,9 дн.	100 100
$(\gamma, 2p 5n)$	Sc^{44}	65,8	1157	3,9 час	100
$(\gamma, 2p 5n)$	Sc^{44m}	65,8	271 1157	2,44 дн.	86 100
$(\gamma, 2p 6n)$	Sc^{43}	74	373	3,89 час	22
$(\gamma, 4p 3n)$	K^{44}	64,3	1157	22,0 мин	61
$\gamma, 4p 4n)$	K^{43}	72,6	619 373	22,4 час	65 87,2
$(\gamma, 4p 5n)$	K^{42}	90,2	1524	12,4 час	18
$(\gamma, 6p 6n)$	Cl^{39}	113,6	250 1268	55,5 мин	44 50
$\gamma, 6p 7n)$	Cl^{38}	121,9	1643	37,3 мин	35
$(\gamma, 12p 15n)$	Na^{24}	242,8	1369	15,0 час	100

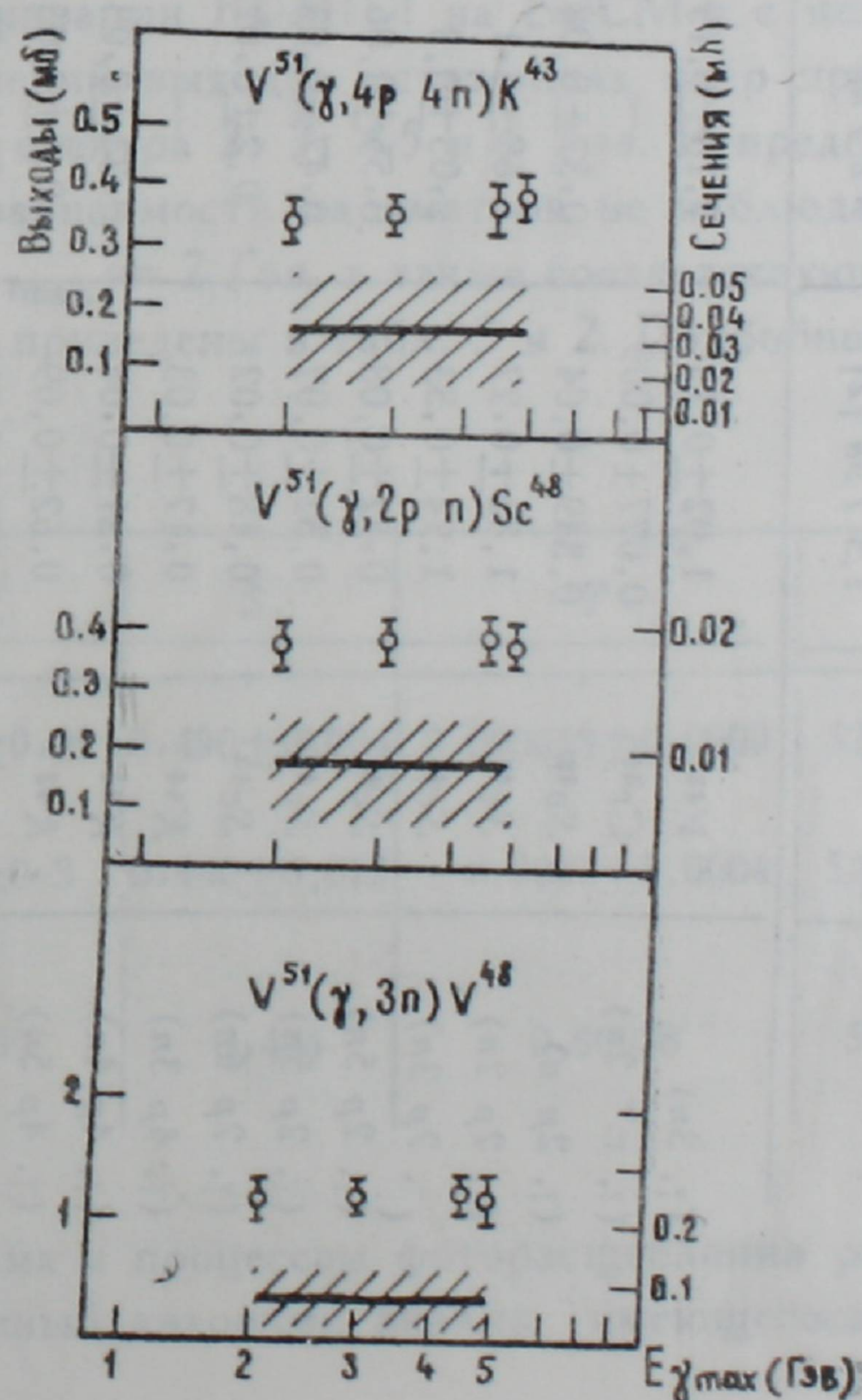


Рис. 2. Выходы и сечения образования V^{48} , Sc^{48} и K^{43} из V^{51} .

Таблица 2

Тип реакции	Остаточные ядра	Выходы реакций (мбн)					Расчеты по формуле (1)
		1,5 Гэв [2]	2 Гэв	3 Гэв	4,5 Гэв	5 Гэв	2 Гэв
(γ , 3n)	V ⁴⁸	1,02 $\pm$ 0,15	1,15 $\pm$ 0,13	1,19 $\pm$ 0,13	1,25 $\pm$ 0,15	1,2 $\pm$ 0,2	1,13
(γ , π^- 2n)	Cr ⁴⁹	0,077 $\pm$ 0,009	—	0,081 $\pm$ 0,008	—	0,1 $\pm$ 0,01	—
(γ , 2p n)	Sc ⁴⁸	0,349 $\pm$ 0,04	0,37 $\pm$ 0,04	0,38 $\pm$ 0,04	0,39 $\pm$ 0,03	0,37 $\pm$ 0,04	0,464
(γ , 2p 2n)	Sc ⁴⁷	1,82 $\pm$ 0,27	1,68 $\pm$ 0,1	1,65 $\pm$ 0,08	1,74 $\pm$ 0,1	1,6 $\pm$ 0,2	1,44
(γ , 2p 3n)	Sc ⁴⁶	1,94 $\pm$ 0,33	2,05 $\pm$ 0,3	2,14 $\pm$ 0,3	2,03 $\pm$ 0,2	2,0 $\pm$ 0,3	2,95
(γ , 2p 5n)	Sc ⁴⁴	0,52 $\pm$ 0,08	0,55 $\pm$ 0,06	0,45 $\pm$ 0,06	0,57 $\pm$ 0,07	0,56 $\pm$ 0,07	1,03
(γ , 2p 5n)	Sc ^{41m}	0,52 $\pm$ 0,07	0,47 $\pm$ 0,03	0,47 $\pm$ 0,03	0,44 $\pm$ 0,04	0,46 $\pm$ 0,04	
(γ , 2p 6n)	Sc ⁴³	0,18 $\pm$ 0,02	0,2 $\pm$ 0,025	0,191 $\pm$ 0,025	0,217 $\pm$ 0,02	0,185 $\pm$ 0,02	0,25
(γ , 4p 3n)	K ⁴⁴	0,17 $\pm$ 0,03	—	—	<0,027	—	0,093
(γ , 4p 4n)	K ⁴³	0,31 $\pm$ 0,04	0,34 $\pm$ 0,03	0,351 $\pm$ 0,03	0,36 $\pm$ 0,04	0,38 $\pm$ 0,04	0,335
(γ , 4p 5n)	K ⁴²	0,62 $\pm$ 0,09	0,6 $\pm$ 0,06	0,54 $\pm$ 0,06	0,55 $\pm$ 0,06	0,53 $\pm$ 0,08	0,88
(γ , 6p 6n)	Cl ³⁹	0,071 $\pm$ 0,012	0,06 $\pm$ 0,009	0,068 $\pm$ 0,009	0,061 $\pm$ 0,009	0,074 $\pm$ 0,01	0,077
(γ , 6p 7n)	Gl ³⁸	0,147 $\pm$ 0,02	—	0,14 $\pm$ 0,02	0,19 $\pm$ 0,04	0,17 $\pm$ 0,02	0,24
(γ , 12p 15n)	Na ²⁴	0,051 $\pm$ 0,008	0,085 $\pm$ 0,02	0,094 $\pm$ 0,02	0,098 $\pm$ 0,02	0,082 $\pm$ 0,015	0,04

Обсуждение

Сечения реакций, сопровождающихся вылетом большого числа частиц, обычно рассчитываются по каскадно-испарительной модели методом Монте-Карло [10—12]. Результаты расчетов, проведенные, в основном, для протон- и пион-ядерных взаимодействий, показали, что некоторые характеристики таких реакций могут быть получены на основе этой модели, однако теоретически рассчитанные сечения образования конкретных изотопов часто сильно отличаются от измеренных [11, 13]. Поэтому внимание экспериментаторов привлекла возможность использования полуэмпирической формулы Рудстама, как более простого и доступного способа анализа полученных сечений, дающего вполне удовлетворительное согласие с экспериментом [14, 15]. В ряде работ эта формула применялась также для оценок выходов и сечений реакций фоторасщепления [1, 2, 5, 16]. Известно несколько модификаций этой формулы; авторы [11, 14, 16] считают, что лучшее согласие с экспериментом дает следующий вид:

$$\sigma(Z, A) = \frac{\hat{\sigma} P R^{2/3}}{1,79 (e^{PA_t} - 1)} \exp[FA - R|Z - SA + TA^2|^{3/2}], \quad (1)$$

где $\sigma(Z, A)$ — выход продукта реакции с массовым числом A и зарядом Z ; P, R, S, T и $\hat{\sigma}$ — подгоночные параметры, A_t — массовое число мишени.

В настоящей работе вышеуказанные параметры рассчитывались по программе минимизации FUMILI на БЭСМ-6 с использованием экспериментальных значений выходов остаточных ядер при максимальных энергиях тормозного спектра 2; 3; 4,5 и 5 Гэв. В пределах точности расчетов энергетической зависимости параметров не наблюдалось; результаты, полученные для $E_{\gamma \max} = 2$ Гэв, а также соответствующие расчеты выходов остаточных ядер приведены в табл. 3 и 2. Подробно вопрос о приложении

Таблица 3

P	R	S	T	$\hat{\sigma}$	Примечание
$0,183 \pm 0,012$	$2,05 \pm 0,09$	$0,490 \pm 0,004$	$0,000613 \pm 0,0003$	$52 \pm 7,6$	Данные настоящей работы
$0,22 \pm 0,04$	$2,0 \pm 0,3$	$0,460 \pm 0,015$	$-0,0001 \pm 0,0004$	53 ± 14	Данные для V^{51} при $E_{\gamma \max} = 1,5$ Гэв [16]
0,23	2,09	0,486	0,00038	50,2	Расчетные данные [16]

формулы Рудстама к процессам фоторасщепления рассматривался в работе [16]; проведенный авторами анализ имеющегося экспериментального

материала позволил получить ряд параметров*, соответствующих различным экспериментальным условиям, и на основе этого вывести аналитические выражения с учетом энергетической, массовой и зарядовой зависимости продуктов реакции. Используя результаты этой работы, нами были рассчитаны параметры для случая $E_{\gamma_{\max}} = 2 \text{ Гэв}$ и $A_i = 51$ (табл. 3).

Как видно из данных табл. 3, все значения параметров удовлетворительно согласуются в пределах ошибок. Соответствующие кривые, представляющие зарядовые и массовые распределения продуктов расщепления V^{51} фотонами с $E_{\gamma_{\max}} = 2 \text{ Гэв}$, рассчитывались по формуле (1) на ЭВМ Наири-2 (рис. 3).

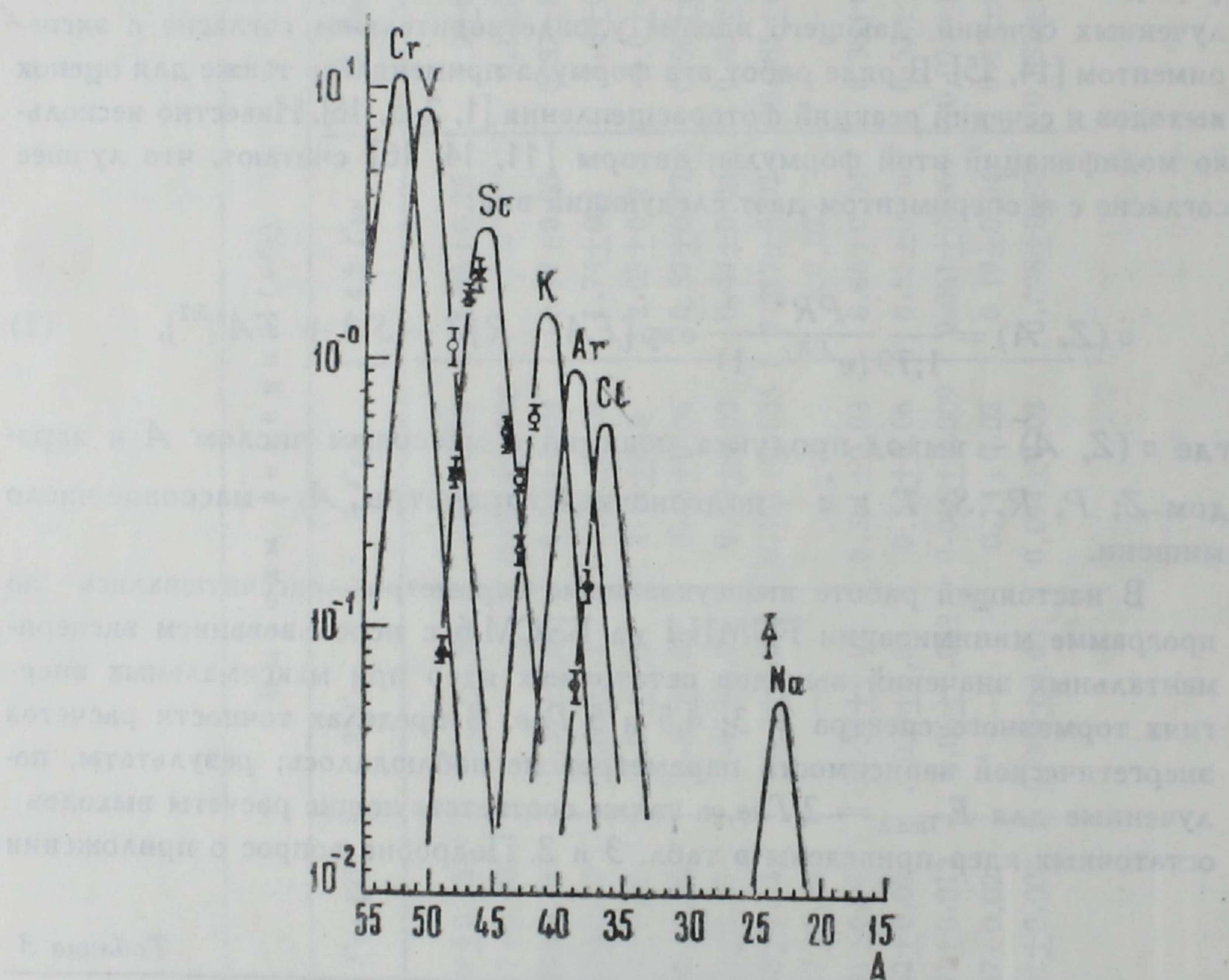


Рис. 3. Кривые распределения выходов остаточных ядер в зависимости от числа вылетевших нуклонов, рассчитанные по формуле Рудстама с параметрами, полученными в настоящей статье. Экспериментальные точки — результаты измерений настоящей работы: $\blacktriangle$ — Cr, $\circ$ — V, $\times$ — Sc, $\square$ — K, $\bullet$ — Cl, $\triangle$ — Na.

Таким образом, проведенный в настоящей работе расчет параметров и выходов остаточных ядер подтверждает возможность применения формулы Рудстама для исследования распределения продуктов взаимодействия фотонов высоких энергий с ядрами.

* В табл. 2 приведены параметры формулы (1), полученные в работе [16] с использованием экспериментальных результатов [2] при $E_{\gamma_{\max}} = 1,5 \text{ Гэв}$ и $A_i = 51$.

В заключение авторы выражают благодарность Е. Схторяну за расчеты, проведенные на ЭВМ БЭСМ-6, а также персоналу ускорителя Ереванского физического института за обеспечение хороших параметров пучка.

Ереванский государственный университет

Ереванский физический институт

Поступила 30.X.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. J. Kumbartzki et al. Nucl. Phys., A160, 237 (1971).
2. G. J. Kumbartzki et al. Nucl. Phys., A176, 23 (1971).
3. В. И. Ноза и др. ЯФ, 9, 1152 (1969).
4. G. Andersson et al. Nucl. Phys., A107, 44 (1972).
5. K. Lindgren, G. Jonsson. Nucl. Phys., A197, 71 (1972).
6. C. B. Fulmer et al. Phys. Rev., C2, 1371 (1970).
7. Г. А. Вартапетян и др. ЯФ, 17, 685 (1973).
8. Н. А. Перфилов и др. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, Изд. АН СССР, М.—Л., 1962, стр. 98.
9. K. Tesch. Nucl. Instr. and Meth., 95, 245 (1971).
10. T. A. Gabriel, K. G. Alsmiller. Phys. Rev., 182, 1035 (1969).
11. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетичных частиц и атомных ядер с ядрами, Атомиздат, М., 1972.
12. К. К. Гудима. Препринт Р2—4661, ОИЯИ, 1969.
13. Ф. П. Денисов, В. Н. Мехедов. Ядерные реакции при высоких энергиях, Атомиздат, М., 1972, стр. 178.
14. G. Rudstam. Z. Naturf., 21a, 1027 (1966).
15. K. F. Chackett, G. A. Chakett. Nucl. Phys., A100, 633 (1967).
16. G. G. Jonsson, K. Lindgren. Lund 7212, 1972.

V^{51} -ՄՈՆՈԻՏՈՏՈՊԻ ՖՈՏՈՃԵՂՔՈՒՄԸ 2-ԻՑ ՄԻՆՉԵՎ 5 ԳԷՎ ՄԱՔՍԻՄԱԼ ԷՆԵՐԴԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Ե. Օ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Ս. ԴԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ,
Ն. Ա. ԴԵՄԵԿԻՆԱ, Ա. Գ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ, Դ. Ս. ՉԱՏՐՉՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկվել է V^{51} -ի ճեղքումը ֆոտոնների 2-ից մինչև 5 ԳԷՎ մաքսիմալ էներգիաների տիրույթում: 14 մնացորդային միջուկների ելքերը գրանցվել են Ge (Li) կիսահաղորդչային դետեկտորի օգնությամբ: Էքսպերիմենտալ տվյալները քննարկվել են Ռուդստամի կիսաէմպիրիկ բանաձևի օգնությամբ:

SPALLATION OF V^{51} BY PHOTONS WITH ENERGIES BETWEEN 2 AND 5 GeV

H. A. VARTAPETYAN, E. O. GRIGORYAN, A. S. DANAGULYAN,
N. A. DEMEKHINA, A. G. KHUDAVERDYAN, D. S. CHATRCHYAN

The photospallation of V^{51} in the energy range from 2 to 5 GeV has been investigated. The yields of fourteen residual nuclei have been measured using a coaxial Ge (Li) detector. Experimental data were analysed by means of Rudstam's empirical formula.

ИЗЛУЧЕНИЕ, ИСПУСКАЕМОЕ ЭЛЕКТРОНАМИ ВЕЩЕСТВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ

А. С. АМБАРЦУМЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Проведено детальное исследование тормозного излучения отдачи группы электронов, составляющих атом или молекулу, возникающего при взаимодействии с пролетающим ультрарелятивистским зарядом. Переходное излучение на макроскопических объектах складывается (с учетом соответствующих фаз) из таких «первичных» излучений. В работе, в частности, показано, что при определенных условиях необходимо учитывать интерференцию излучений, испускаемых атомными электронами.

В работах [1а, б] были получены формулы для рентгеновского переходного излучения, образуемого при взаимодействии равномерно и прямолинейно движущейся ультрарелятивистской заряженной частицы с макроскопической сферической пылинкой (случай нерелятивистского заряда рассмотрен в [2, 3]), а также с отдельным атомом или молекулой. Ясно, что переходное излучение на макроскопических объектах складывается (с учетом соответствующих фаз) из таких «первичных» излучений, образуемых на отдельных молекулах или атомах вещества [4]. С другой стороны, очевидно, что это последнее излучение по своей природе является тормозным излучением отдачи группы электронов, составляющих атом, возникающим при взаимодействии с пролетающим зарядом.

В настоящей работе проведено более детальное, чем в [1а], исследование первичного переходного излучения (окончательные результаты работ [1а, б] справедливы для длин волн излучения, меньших размеров рассеивающей частицы). В частности, показано, что при определенных условиях в тормозном излучении отдачи группы электронов, составляющих атом или молекулу, необходимо учитывать интерференцию излучений, испускаемых этими электронами. Если же рассмотреть случай одного свободного электрона, то получается известная формула для излучения электрона отдачи [5—7]. В работе [4] с помощью микроскопической теории излучения равномерно движущегося заряда в веществе были получены формулы для черенковского и переходного излучений. В настоящей работе, пользуясь той же теорией, получены формулы для тормозного излучения электронов отдачи отдельных атомов — процесса, лежащего в основе рассмотренных в [4] коллективных эффектов излучения.

1. Аналогично тому, как мы поступали в [1а], пользуясь формулами работы [4], запишем уравнение, определяющее фурье-компоненты рассеянного поля $E_{\text{рас.}}(k, \omega)$, для случая, когда электроны внутри рассеивающей частицы имеют произвольное распределение плотности,

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) E_{\text{рас.}}^l(\mathbf{k}, \omega) = - \frac{\omega_0^2 v_0}{(2\pi)^3 c^2} \left(\delta^{lj} - \frac{k^l k^j c^2}{\omega^2}\right) \times \\ \times \int d\mathbf{k}' [E_{\text{зар.}}^j(\mathbf{k}', \omega) + E_{\text{рас.}}^j(\mathbf{k}', \omega)] \int_V f(\mathbf{R}') \exp[i(\mathbf{k}' - \mathbf{k})(\mathbf{R}_0 + \mathbf{R}')] d\mathbf{R}', \quad (1)$$

где $f(\mathbf{R})$ — функция распределения электронной плотности, нормированная так, что

$$N = \int_V f(\mathbf{R}) d\mathbf{R}$$

дает общее число электронов внутри рассеивающей частицы, $v_0 = V/N$ — объем, приходящийся на один электрон, V — объем рассеивающей частицы, $\omega_0 = (4\pi e^2 / m v_0)^{1/2}$ — плазменная частота, δ^{lj} — символ Кронекера, $\mathbf{R}_0$ — радиус-вектор „центра“ рассеивающей частицы. Кроме того,

$$E_{\text{зар.}}^j(\mathbf{k}, \omega) = 8\pi^2 e i \frac{\omega v^j - k^j c^2}{k^2 c^2 - \omega^2} \delta(\omega - k_z v). \quad (2)$$

Будем предполагать, что выполняется условие

$$\frac{\omega_0^2 r}{\omega c} \ll 1, \quad (3)$$

где r — линейный размер рассеивающей частицы. Тогда интегральное уравнение (1) можно решать методом теории возмущений, считая, что рассеянное поле много меньше поля заряда.

В результате для фурье-компоненты рассеянного поля имеем

$$E_{\text{рас.}}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\omega_0^2 e i v_0}{c^2 v \pi (k^2 - \omega^2 / c^2)} \int \mathbf{W}(\rho_0, \rho') \times \\ \times \exp\left\{-i\kappa(\rho_0 + \rho') + i\left(\frac{\omega}{v} - k_z\right)(z_0 + z')\right\} f(\mathbf{R}') d\rho' dz', \quad (4)$$

где ρ_0, ρ' и z_0, z' — поперечные и продольные по направлению движения заряда компоненты векторов $\mathbf{R}_0$ и $\mathbf{R}'$ соответственно, κ и k_z — поперечная и продольная компоненты волнового вектора $\mathbf{k}$,

$$\mathbf{W}(\rho_0, \rho') = \int \frac{\exp[i\kappa'(\rho_0 + \rho')]}{\kappa'^2 + \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2}} \left\{ \kappa' - \frac{\kappa c^2}{\omega^2} (\kappa \kappa') \right\} d\kappa'. \quad (5)$$

После интегрирования имеем

$$\mathbf{W}(\rho_0, \rho') = 2\pi i \left| \frac{\omega}{v\gamma} \right| \left(\mathbf{n}' - \frac{\kappa c^2}{\omega^2} (\kappa \mathbf{n}') \right) K_1 \left(\left| \frac{\omega(\rho_0 + \rho')}{v\gamma} \right| \right), \quad (6)$$

где $\mathbf{n}' = (\rho_0 + \rho') / |\rho_0 + \rho'|$, $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор заряда, $K_1(k)$ — модифицированная функция Ганкеля первого порядка. Заме-

тим, что по сравнению с соответствующей формулой работы [1a] здесь появился дополнительный член $k^2 c^2 (\kappa n')/\omega^2$. Этот член для макроскопической частицы не играет заметной роли, однако для атомов или молекул может дать определенный вклад.

Спектральное распределение числа квантов излучения, проходящего через плоскость $z = \text{const} \gg z_0$ за все время пролета заряда, дается формулой

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\omega}{(2\pi)^4 \hbar c} \int_{(\omega > 0)} |\mathbf{E}_{\text{рас.}}(\mathbf{x}, z, \omega)|^2 \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (7)$$

где $|\mathbf{x}| = |\omega \sin \vartheta/c|$, ϑ и φ — полярный и азимутальный углы излучения,

$$\mathbf{E}_{\text{рас.}}(\mathbf{x}, z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int \mathbf{E}_{\text{рас.}}(\mathbf{k}, \omega) e^{ik_z z} dk_z. \quad (8)$$

Последний интеграл можно вычислить методом, указанным в [4].

В результате получаем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{рас.}}(\mathbf{x}, z, \omega) = & - \frac{\omega_0^2 e v_0 \exp(i\lambda_0 z)}{2 c^2 v \pi \lambda_0} \int \mathbf{W}(\rho_0, \rho') \times \\ & \times \exp \left\{ -i\mathbf{x}(\rho_0 + \rho') + i \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right) (z_0 + z') \right\} f(\mathbf{R}') d\rho' dz', \end{aligned} \quad (9)$$

где $\lambda_0 = (\omega/c) (1 - c^2 \kappa^2/\omega^2)^{1/2}$.

Для получения $\mathbf{E}_{\text{рас.}}(\mathbf{x}, z, \omega)$ необходимо подставить (6) в (9) и проинтегрировать по $d\rho' dz'$. Для такого интегрирования необходимо задать явный вид функции $f(\mathbf{R}')$. В общем случае это можно сделать, по-видимому, только численным методом. Поэтому ниже будем проводить анализ, как и в [1a], в двух предельных случаях, когда $\rho_0 \ll r$ (центральное столкновение) и когда $\rho_0 \gg r$ (нецентральное столкновение).

Формулы (7), (9) и (6) дают интенсивность излучения, испускаемого «вперед», т. е. в переднюю полусферу относительно направления движения заряда. Аналогичным путем можно получить формулы для излучения, испускаемого «назад», т. е. в заднюю полусферу. Для этого достаточно в формулах (7), (9) и (6) сделать замену v на $-v$.

2. Для простоты допустим, что функция распределения $f(\mathbf{R}') = f(\rho', z')$ обладает цилиндрической симметрией. Тогда интегрирование в (9) по азимутальному углу вектора ρ' можно явно произвести для двух вышеуказанных предельных случаев центрального и нецентрального столкновений. Для этого в случае центрального столкновения в формуле (6) следует положить $\rho_0 = 0$, а в случае нецентрального столкновения можно считать

$$\frac{\omega r}{v} \ll 1 \quad (10)$$

и положить в (6) $\rho' = 0$, так как в противном случае аргумент функции K_1 в (6) будет велик, что приведет к малости излучения.

В результате интегрирования получим соответственно

$$\mathbf{E}_{\text{рас.}}^c(\mathbf{x}, z, \omega) = - \frac{2\pi\omega_0^2 e |\omega| \exp[i(\omega/v - \lambda_0)z_0 + i\lambda_0 z]}{\omega^3 c \gamma \lambda_0} \times \\ \times \left(\mathbf{x} - \frac{x^2 \mathbf{k} c^2}{\omega^2} \right) P^c(x), \quad (11)$$

$$\mathbf{E}_{\text{рас.}}^{nc}(\mathbf{x}, z, \omega) = - \frac{2\pi\omega_0^2 e |\omega| i \exp[i(\omega/v - \lambda_0)z_0 + i\lambda_0 z - i\mathbf{x}\rho_0]}{\omega^3 c \gamma \lambda_0} \times \\ \times K_1\left(\frac{|\omega|\rho_0}{v\gamma}\right) \left(\mathbf{n} - \frac{\mathbf{k} c^2 (\mathbf{x}\mathbf{n})}{\omega^2} \right) P^{nc}(x), \quad (\mathbf{n} = \rho_0/\rho), \quad (12)$$

где

$$P^c(x) = \frac{\omega^2}{c^2} \int_0^r p(\rho', \lambda_0) J_1(x\rho') K_1\left(\frac{|\omega|\rho'}{v\gamma}\right) \rho' d\rho', \quad (13)$$

$$P^{nc}(x) = \frac{\omega^2}{c^2} \int_0^r p(\rho', \lambda_0) J_0(x\rho') \rho' d\rho',$$

$$p(\rho', \lambda_0) = \frac{\omega}{c} \int \exp[i(\omega/v - \lambda_0)z] v_0 f(\rho', z) dz. \quad (14)$$

В формулах (11) и (12) надо иметь в виду, что $k_z = \lambda_0$.

Подставляя (11) и (12) в (7), получаем

$$\frac{dn^c}{d\omega} = \frac{\omega_0^4}{4\pi^2 137 \omega^5 \gamma^2} \int_{(\omega>0)} \left| P^c\left(\frac{\omega}{c} \sin \vartheta\right) \right|^2 (1 - \sin^2 \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (15)$$

$$\frac{dn^{nc}}{d\omega} = \frac{\omega_0^4}{4\pi^2 137 \omega^5 \gamma^2} \left[K_1\left(\frac{|\omega|\rho_0}{v\gamma}\right) \right]^2 \int_{(\omega>0)} \left| P^{nc}\left(\frac{\omega}{c} \sin \vartheta\right) \right|^2 (1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) \times \\ \times \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (16)$$

где $\lambda_0 = \omega \cos \vartheta / c$. В последней формуле азимутальный угол φ отсчитывается от вектора ρ_0 .

В частном случае, когда электроны равномерно распределены по объему шара с радиусом r , функция $p(\rho', \lambda_0)$ совпадает с аналогичной функцией, определенной в [1a],

$$p(\rho', \lambda_0) = \frac{2\omega}{c} \frac{\sin \left| \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right) \sqrt{r^2 - \rho'^2} \right|}{\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right)}. \quad (17)$$

В этом случае можно написать явное выражение для $P^{nc}(x)$, проинтегрировав по ρ' (см., напр., [8]) в соответствующей формуле,

$$P^{nc}(x) = \frac{\sqrt{2\pi}\omega^3}{c^3} \frac{r^{3/2}}{\left(x^2 + \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right)^2 \right)^{3/4}} J_{3/2} \left(r \sqrt{x^2 + \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right)^2} \right). \quad (18)$$

Что же касается выражения для $P^c(\chi)$, то здесь тоже можно произвести интегрирование по ρ' явно, если считать, что выполняется неравенство (10). Тогда

$$P^c(\chi) = 2 \frac{\omega |\omega|}{c^2} \frac{\beta \gamma}{(\omega/v - \lambda_0)} X(r), \quad (19)$$

где

$$X(r) = \int_0^r \sin \left[\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right) \sqrt{r^2 - \rho'^2} \right] J_1(\chi \rho') d\rho'. \quad (20)$$

Нетрудно видеть, что интеграл dX/dr , согласно [8], выражается через элементарные функции. Сама же функция $X(r)$ будет равна интегралу от dX/dr в пределах от нуля до r . В результате будем иметь

$$P^c(\chi) = \frac{2 \omega |\omega|}{c^2} \frac{\beta \gamma}{\chi} \left[\frac{\sin \left[\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right) r \right]}{\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right)} - \frac{\sin \left\{ r \sqrt{\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right)^2 + \chi^2} \right\}}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right)^2 + \chi^2}} \right]. \quad (21)$$

Ниже мы исследуем выражения (15) и (16) в зависимости от величины $Q \equiv |\omega r/c|$.

3. В случае, когда

$$Q \gg 1, \quad (22)$$

функция $p(\rho', \lambda_0)$ имеет весьма резкий максимум порядка Q при малых ϑ . А при замене v на $-v$, т. е. для излучения, испускаемого назад, значение этой функции всегда порядка единицы, т. е. много меньше величины Q . Таким образом, угловое распределение излучения при выполнении условия (22) резко неизотропно: излучение, в основном, сосредоточено в небольшом конусе вдоль направления движения заряда. Такое угловое распределение излучения, испускаемого электронами среды, характерно для рентгеновского переходного излучения, образуемого на макроскопических объектах.

Нетрудно убедиться, что в этом случае с помощью (15) и (16) мы приходим к оценкам, определяемым формулами (21) и (22) работы [1а],

$$\begin{aligned} \frac{dn^c}{d\omega} &\approx \frac{2\omega_0^4 r^2 I_1}{137 \pi c^2 \omega^3}, \\ \frac{dn^{nc}}{d\omega} &\approx \frac{2\omega_0^4 r^4 I_2}{137 \pi c^4 \gamma^2 \omega} \left[K_1 \left(\frac{|\omega| \rho_0}{v \gamma} \right) \right]^2, \end{aligned} \quad (23)$$

где $I_1 \sim \ln(\gamma^2/Q) + Q/\gamma^2 - 1$, $I_2 \ll 1$ при $\gamma \ll Q \ll \gamma^2$ и $I_1 \sim \ln Q$, $I_2 \sim 1$ при $Q \ll \gamma$.

Отметим, что величины $\sin^2 \vartheta$ в (15) и $\sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi$ в (16) обусловлены членом $k c^2 (\chi \rho')/\omega^2$ в (6). В случае макроскопических частиц, когда условие (22) имеет место во всем диапазоне рассматриваемых рентгеновских частот, эти величины малы по сравнению с единицей и они практически не вносят никакого вклада. Что же касается атомов или

молекул, то в тех случаях, когда условие (22) не выполняется, указанные величины могут быть порядка единицы, т. е. вносить заметный вклад.

4. Пусть теперь выполняется неравенство

$$Q \ll 1. \quad (24)$$

В этом случае аргументы экспоненты в (14) и функций I_1 , K_1 и I_0 в (13) малы и поэтому эти величины можно разложить в ряд и ограничиться наименьшими членами. В результате получаем

$$F^c(x) = \frac{xv\gamma}{c} \frac{V}{4\pi} \frac{\omega^2}{c^2}, \quad P^{nc}(x) = \frac{\omega^3}{c^3} \frac{V}{2\pi} \quad (25)$$

и после подстановки их в (15) и (16) находим

$$\frac{dn^c}{d\omega} = \frac{\omega_0^4 r^6 \omega}{36 \pi^2 137 c^6} \int \sin^3 \vartheta \cos^2 \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (26)$$

$$\frac{dn^{nc}}{d\omega} = \frac{\omega_0^4 r^6 \omega}{9 \pi^2 137 \gamma^2 c^6} \left[K_1 \left(\frac{|\omega| \rho_0}{v\gamma} \right) \right]^2 \int (1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (27)$$

Из формул (26) и (27) видно, что при выполнении условия (24) угловое распределение излучения меняется весьма плавно при изменении угла ϑ от нуля до $\pi/2$.

Проинтегрировав по углам ϑ и φ , получим

$$\frac{dn^c}{d\omega} = \frac{\omega_0^4 r^6 \omega}{135 \cdot 137 \pi c^6}, \quad (28)$$

$$\frac{dn^{nc}}{d\omega} = \frac{4\omega_0^4 r^6 \omega}{27 \cdot 137 \pi \gamma^2 c^6} \left[K_1 \left(\frac{|\omega| \rho_0}{v\gamma} \right) \right]^2. \quad (29)$$

Из формул (23) и (29), а также (12), видно, что при $\rho_0 \gg v\gamma/\omega$ излучение при нецентральных столкновениях пренебрежимо мало. Когда же

$$\rho_0 \ll \frac{v\gamma}{c}, \quad (30)$$

то ситуация существенно зависит от значения Q . Если выполняется условие (22), то, как видно из (23), излучения при центральных и нецентральных столкновениях для $\rho_0 \sim r$ становятся примерно одного порядка. Если же выполняется условие (24), то, как видно из формул (28) и (29),

$$\frac{dn^{nc}/d\omega}{dn^c/d\omega} = 20 \left(\frac{c}{v\rho_0} \right)^2, \quad (31)$$

т. е. излучение при нецентральных столкновениях становится значительно больше, если $\omega\rho_0/c \lesssim 1$.

Это означает, что если в случае выполнения условия (22) экстраполяция формул (23) в область промежуточных значений $\rho_0 \sim r$ привела к разумным результатам, то в случае выполнения условия (24) такая экстраполяция, как видно из (31), непригодна. Однако, оказывается, что

при выполнении неравенств (24) и (30) удастся получить формулу для излучения при произвольном значении ρ_0 .

Действительно, в этом случае аргумент функции K_1 в формуле (6) является малым и поэтому формула (6) упрощается. Кроме того, аргумент экспоненты, подлежащей интегрированию в формуле (9), также мал и поэтому интегрирование по азимутальному углу вектора ρ' (в случае равномерного распределения электронов по объему шара) может быть произведено явно.

В результате получается, что область $\rho' > \rho_0$ вносит малый вклад в интеграл (9). Интегрируя по z' и ρ' в соответствующих пределах в (9) и затем подставляя результат в (7), получаем

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{\omega_0^4 B}{9 \cdot 137 \pi^2 c^4 \rho_0^2 \omega} \int (1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (32)$$

где

$$B = \begin{cases} [r^3 - (r^2 - \rho_0^2)^{3/2}]^2 & \text{при } \rho_0 \lesssim r \\ r^6 & \text{при } \rho_0 \geq r. \end{cases} \quad (33)$$

Из полученных формул видно, что формула (27) (с учетом (30)) верна вплоть до $\rho_0 = r$. Кроме того, если положить $\rho_0 = 0$ в (32) и (33), то в принятом приближении получим $dn/d\omega = 0$. В следующем приближении мы придем к формуле (26).

5. Остается теперь случай, когда

$$Q \sim 1. \quad (34)$$

При этом всегда выполняется неравенство (10), поскольку $\gamma \gg 1$. Поэтому когда электроны равномерно распределены по объему шара с радиусом r , мы можем воспользоваться выражениями (21) и (18) и подставить их в формулы (15) и (16). Дальнейшее вычисление следует производить численно.

6. Для иллюстрации приведенных выше рассуждений на рис. 1 и 2 изображены графики функций

$$F^c(\vartheta) = \left[\frac{\sin(Q(1 - \cos \vartheta))}{1 - \cos \vartheta} - \frac{\sin(Q\sqrt{2(1 - \cos \vartheta)})}{\sqrt{2(1 - \cos \vartheta)}} \right]^2 \frac{\cos^2 \vartheta}{\sin \vartheta} \quad (35)$$

и

$$F^{nc}(\vartheta) = \left[\frac{\sin(Q\sqrt{2(1 - \cos \vartheta)})}{Q\sqrt{2(1 - \cos \vartheta)}} - \cos(Q\sqrt{2(1 - \cos \vartheta)}) \right]^2 \times$$

$$\times \frac{(1 + \cos^2 \vartheta) \sin \vartheta}{8(1 - \cos \vartheta)^2}.$$

Эти функции пропорциональны угловым распределениям излучений при центральном и нецентральном столкновениях

$$\frac{dn^c}{d\omega} = \frac{2 \omega_0^4 r^5}{137 \pi c^5 Q^5} \int_0^{\pi/2} F^c(\vartheta) d\vartheta \quad (Q \ll \gamma), \quad (36)$$

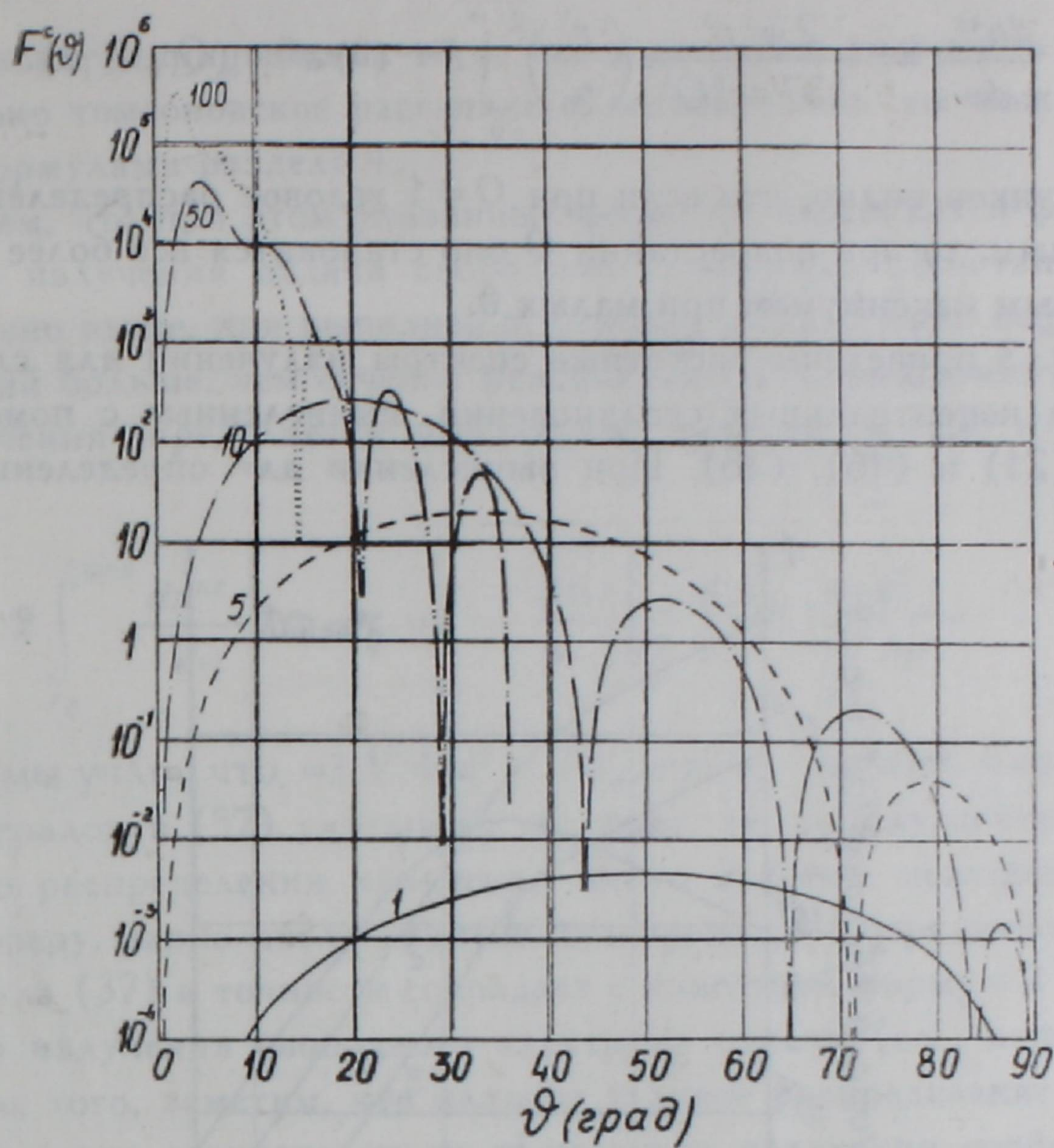


Рис. 1. Зависимость функции $F^c(\theta)$ от θ (см. (35)).
Цифры у кривых означают величину Q .

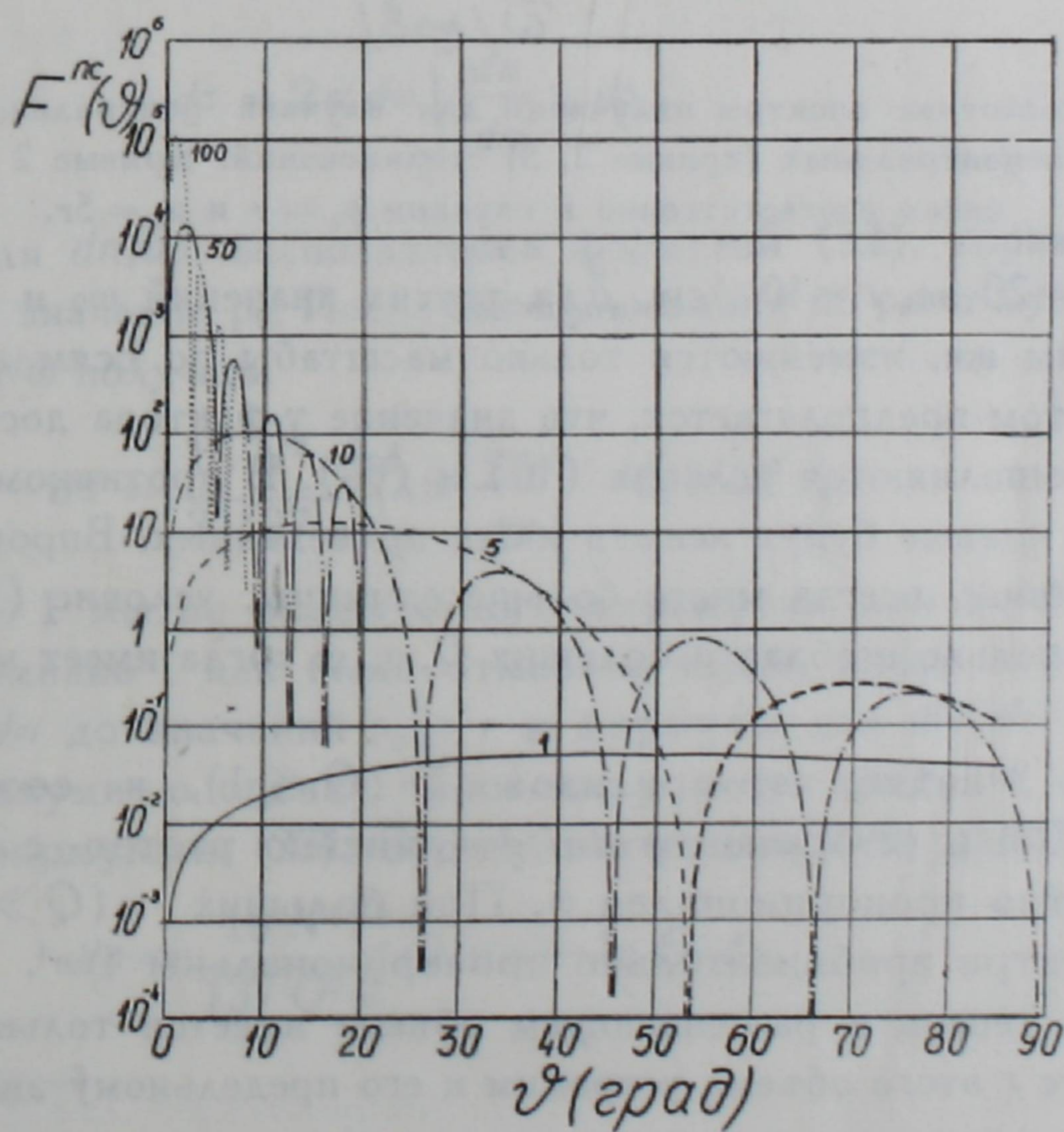


Рис. 2. То же самое для функции $F^{nc}(\theta)$.

$$\frac{dn^{nc}}{d\omega} = \frac{2\omega_0^4 r^5}{137\pi c^5 Q^5} \left(\frac{r}{\rho_0}\right)^2 \int_0^{\pi/2} F^{nc}(\vartheta) d\vartheta \quad (Q\rho_0 \ll \gamma r).$$

Из рисунков видно, что если при $Q=1$ угловое распределение является изотропным, то при возрастании Q оно становится все более не изотропным с главным максимумом при малых ϑ .

На рис. 3 приведены частотные спектры излучений для случаев центрального и нецентральных столкновений, вычисленные с помощью формул (15), (21) и (16), (18). При вычислении для определенности было

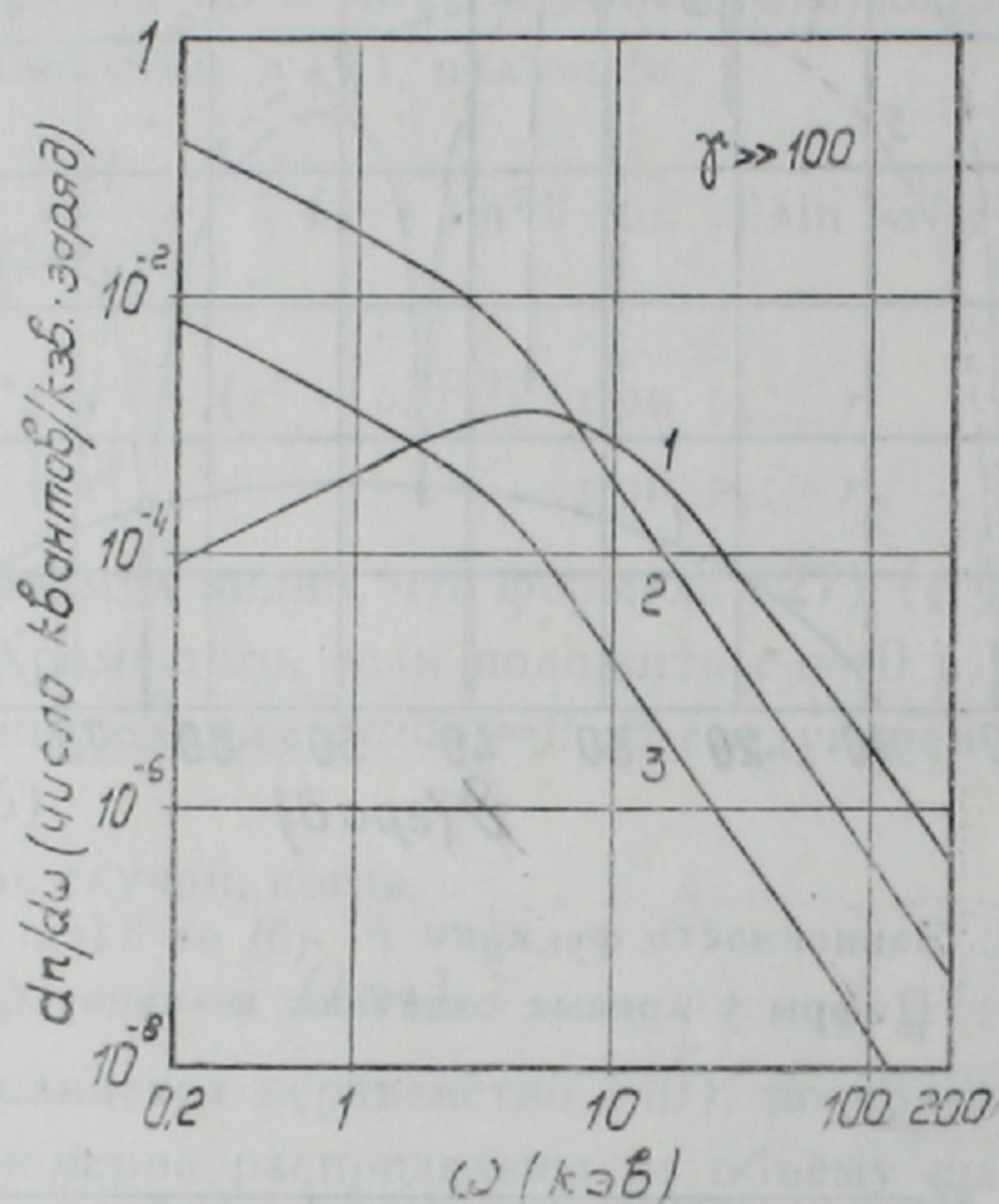


Рис. 3. Частотные спектры излучений для случаев центрального (кривая 1) и нецентральных (кривые 2, 3) столкновений. Кривые 2 и 3 относятся соответственно к случаям $\rho_0 = r$ и $\rho_0 = 5r$.

положено $\omega_0 = 20$ эв, $r = 10^{-8}$ см. Для других значений ω_0 и r вид кривых остается таким же, изменяются только масштабы по осям абсцисс и ординат. При этом предполагается, что значение γ -фактора достаточно велико, так что выполняются условия (10) и (30). В противном случае соответствующие кривые будут лежать ниже приведенных. Впрочем, из-за того, что значение γ всегда много больше единицы, условие (10) может не выполняться только в области больших Q , т. е. когда имеет место неравенство (22).

Из рис. 3 видно, что при малых ω ($Q \ll 1$), в соответствии с формулами (28) и (29), спектр $dn^c/d\omega$ линейно растет с ω , а спектр $dn^{nc}/d\omega$ обратно пропорционален ω . При больших ω ($Q \gg 1$), согласно (23), оба спектра приблизительно пропорциональны $1/\omega^4$.

7. Пусть теперь в рассеивающем объеме имеется только один электрон, а радиус r этого объема устремим к его предельному значению, определяемому условием применимости классического рассмотрения, т. е. к комптоновской длине волны электрона $r_c = h/mc$. В этом случае $Q \sim \hbar\omega/mc^2$

и много меньше единицы из-за того, что в исходном уравнении (1) учитывалось только томсоновское рассеяние. Следовательно, мы можем воспользоваться формулами раздела 4.

Покажем, что при этом указанные формулы переходят в формулу для тормозного излучения отдачи свободного электрона. Действительно, как было отмечено выше, при выполнении условия (24) сечение нецентральных столкновений больше, чем сечение центральных столкновений. Поэтому сечение излучения определяется, в основном, вкладом от (29) и выражается формулой

$$d\sigma = 2 \int_{r_c}^{\rho_{\max}} \frac{dn^{nc}}{d\omega} 2\pi\rho_0 d\rho_0 d\omega = \frac{16 r_e^2}{3 \cdot 137} \frac{d\omega}{\omega} \ln \left(\frac{m c^2 \gamma}{\hbar \omega} \right). \quad (37)$$

При этом мы учли, что $\omega_0^2 V/4\pi c^2 = Nr_e$, где $r_e = e^2/mc^2$. Коэффициент 2 перед интегралом в (37) учитывает тот факт, что в силу почти изотропного углового распределения излучения число квантов, испущенных в заднюю полусферу, равно числу квантов, испущенных в переднюю полусферу.

Формула (37) в точности совпадает с известной формулой для сечения тормозного излучения свободного электрона отдачи (см., напр., [3], стр. 440). Кроме того, заметим, что плавное угловое распределение (27) согласуется с угловым распределением тормозного излучения свободного электрона отдачи [6, 7].

8. Вычислим, наконец, сечение образования первичного переходного излучения

$$d\sigma = 2\pi d\omega \int_0^\infty \frac{dn}{d\omega} \rho_0 d\rho_0. \quad (38)$$

При $Q \ll 1$ для $dn/d\omega$ воспользуемся формулой (32), справедливой при произвольном значении ρ_0 . После интегрирования по ρ_0 от нуля до величины порядка $v\gamma/\omega$ получаем

$$d\sigma = \frac{16 N^2 r_e^2}{3 \cdot 137 \omega} \left(\ln \frac{v\gamma}{\omega r} + 0,3637 \right) d\omega. \quad (39)$$

При $Q \gg 1$ мы не имеем явного выражения для $dn/d\omega$ при произвольном ρ_0 . Однако, как было отмечено выше, экстраполяция формулы для $dn^{nc}/d\omega$ до значений $\rho_0 \geq r$ и формулы для $dn^c/d\omega$ до значений $\rho_0 \leq r$ дает разумную оценку. Поскольку речь идет об оценке, воспользуемся формулами (23). В результате получаем для $1 \ll Q \ll \gamma$

$$d\sigma \approx \frac{18 N^2 r_e^2}{137 Q^2 \omega} (2 \ln \gamma - \ln Q) d\omega, \quad (40)$$

а для $\gamma \ll Q \ll \gamma^2$

$$d\sigma \approx \frac{18 N^2 r_e^2}{137 Q^2 \omega} [\ln (\gamma^2/Q) + Q/\gamma^2 - 1] d\omega. \quad (41)$$

Из формул (39)—(41) видно, что при фиксированной частоте ω сечение $d\sigma$ уменьшается с возрастанием Q (или r). Такой результат физически естественен, так как с увеличением r уменьшается плотность рассеивающих электронов. Аналогичная ситуация характерна для обычного переходного излучения.

Сравним теперь формулы (39)—(41), примененные к отдельному атому, с сечением тормозного излучения, испускаемого ультрарелятивистским зарядом при прохождении вблизи атомного ядра (с учетом экранировки заряда ядра),

$$d\sigma_{br} = \frac{16 z^2 r_e^2}{3 \cdot 137 \omega} \left[\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{12} \right] d\omega, \quad (42)$$

где Z — заряд ядра атома, равный в данном случае N .

Видно, что при $Q \gg 1$ сечение $d\sigma_{br}$ значительно больше (40) или (41). Однако при $Q < 1$ оба сечения ((39) и (42)) различаются лишь на величину, стоящую в аргументе логарифма. При этом сечение образования первичного переходного излучения на атоме может быть несколько больше.

В заключение отметим, что обычно при учете вклада тормозного излучения ультрарелятивистского заряда на электронах атомной оболочки в общее сечение тормозного излучения этого заряда считают [9, 10], что сечения излучений на атомных электронах просто складываются. Результативно это сводится к замене Z^2 в выражении для сечения на $Z^2 + Z$.

Однако из полученных выше формул (39)—(41) следует, что в тормозном излучении атомных электронов отдачи сечения излучений отдельных электронов отдачи не просто складываются, а имеет место интерференция этих излучений. При $Q \ll \gamma^2$ такой учет необходим и приводит к выражению, пропорциональному Z^2 . В случае же $Q \gg \gamma^2$ сечение излучения атомных электронов мало.

Авторы благодарят В. Л. Гинзбурга за ценное обсуждение результатов настоящей работы.

Ереванский физический институт

Поступила 30.IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Бахсян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Астрофизика, а) 9, 371 (1973); б) 10, 93 (1974).
2. Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ, 29, 388 (1955).
3. А. Ц. Аматуни, А. Н. Оганесян. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 14, № 5, 99 (1961).
4. Г. М. Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 61, 930 (1971).
5. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Релятивистская квантовая теория, М., 1968, ч. 1.
6. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. ЖЭТФ, 51, 1135 (1966).
7. В. Н. Байер, В. М. Катков, В. С. Фадин. Излучение релятивистских электронов, М., 1973.
8. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1971, стр. 775.
9. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения, М., 1956, стр. 289.
10. Б. Росси. Частицы больших энергий, М., 1955, стр. 70.

ՆՅՈՒԹԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐՁԱԿԱԾ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ
ՈՒՆՏՐԱՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԵՏ
ՓՈԽԱԶԳԵԼԻՍ

Ս. Ս. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, Գ. Մ. ԴԱՐԻԲՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Հոգիւածում հետազոտում է ատոմն և մոլեկուլը կազմող էլեկտրոնների խմբի հետհար-
վածի արգելակման ճառագայթումը ուլտրառելյատիվիստիկ լիցքավորված մասնիկների հետ
փոխազդելիս: Մակրոսկոպիկ օբյեկտների վրա առաջացող անցումային ճառագայթումը կազմվում
է ալդայիսի «առաջնային» ճառագայթումներից: Մասնավորապես ցույց է տրված, որ որոշակի
պայմանների դեպքում անհրաժեշտ է հաշվի առնել ատոմի էլեկտրոնների արձակած ճառագայ-
թումների ինտերֆերենցիան:

RADIATION EMITTED BY ELECTRONS OF MATTER
INTERACTING WITH ULTRARELATIVISTIC CHARGED
PARTICLE

A. S. AMBARTSUMYAN, G. M. GARIBYAN, C. YANG

Detailed investigation of recoil atomic or molecular electrons bremsstrahlung generated at the interaction with an ultrarelativistic charge-in-flight was carried out. The transition radiation on macroscopic objects is shown to be formed (allowing for appropriate phases) of such "primary" radiations. It is shown in particular that under specific conditions the interference of radiation emitted by atomic electrons must be taken into account.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОДНОРОДНОГО ВОЛНОВОДА ПРИ УЧЕТЕ СКОЛЬЖЕНИЯ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ И СГУСТКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Л. М. МОВСИСЯН, Ю. О. АВЕТИСЯН, К. М. МОВСИСЯН

Ограничиваясь линейным законом изменения фазы динамического скольжения, исследован процесс взаимодействия бегущей электромагнитной волны со сгустком частиц при экспоненциальном законе изменения проводимости волновода. Найден КПД и оценена оптимальность таких секций.

Расчет характеристик неоднородного волновода при равенстве скоростей сгустка и электромагнитной волны, т. е. при соблюдении условия синхронизма взаимодействия, довольно подробно описан в ряде работ [1—4]. Представляет интерес подобный расчет при невыполнении условия синхронизма, так как в большинстве практических случаев возникает динамическое скольжение между электромагнитной волной и сгустком заряженных частиц вследствие нестабильности частоты питающего генератора. Кроме того, использование неоднородных волноводов в микротронах [5, 6] и синхротронах [7, 8] подразумевает изменение во времени рабочей частоты питающего генератора в соответствии с принципом работы устройства.

Представляя поле в неоднородном волноводе в виде суперпозиции поля, возбуждаемого генератором E_r , и поля, возбуждаемого пучком E_s для поля E_s , действующего на центральную частицу, в работе [9] было получено выражение

$$E_s = \sqrt{\frac{P_r}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{rn} + \varphi) - \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \left[\sin \varphi \int \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz + \cos \varphi \int \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz \right]. \quad (1)$$

В работе [10] исследован случай линейного изменения фазы динамического скольжения при постоянной проводимости ускоряющей секции.

Целью настоящей работы является обобщение результатов [10] для неоднородных ускоряющих секций.

В качестве рабочей зависимости $\Gamma(z)$ примем функцию

$$\Gamma = \Gamma_n \left(\frac{\Gamma_k}{\Gamma_n} \right)^{z/L} = \Gamma_n e^{2\alpha_1 z}, \quad (2)$$

где $\alpha_1 = \frac{1}{2L} \ln \frac{\Gamma_k}{\Gamma_n}$, L — длина волновода, индексы „н“ и „к“ означают начальное и конечное значения проводимости волновода.

Преимущество такого выбора функции $\Gamma(z)$ состоит в том, что путем изменения величины α_1 можно получить как возрастающую, так и убывающую

вающую зависимость проводимости волновода от продольной координаты с любой степенью неоднородности волновода.

Ограничиваясь линейным законом изменения фазы динамического скольжения ($\varphi = \varphi'_0 z$), для равновесного действующего поля получим

$$E_s = E_{\text{гн}} e^{-(\alpha_1 + \alpha)z} \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi'_0 z) + \frac{I e^{-(\alpha_1 + \alpha)z} [(\alpha - \alpha_1) \cos \varphi'_0 z - \varphi'_0 \sin \varphi'_0 z - (\alpha - \alpha_1) e^{-(\alpha - \alpha_1)z}]}{2 \Gamma_{\text{н}} [\varphi_0'^2 + (\alpha - \alpha_1)^2]}. \quad (3)$$

Как частный случай, при $\alpha = -\alpha_1$ получим выражение действующего равновесного поля для режима постоянной амплитуды поля генератора

$$E_s = E_{\text{гн}} \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi'_0 z) + \frac{I (2\alpha \cos \varphi'_0 z - \varphi'_0 \sin \varphi'_0 z - 2\alpha e^{2\alpha z})}{2 \Gamma_{\text{н}} (\varphi_0'^2 + 4\alpha^2)}. \quad (4)$$

Важным параметром ускоряющей секции является прирост энергии центральной частицы — равновесная энергия

$$U_s = \int_0^L E_s dz = \sqrt{\frac{P_{\text{г}}}{\Gamma_{\text{н}}}} LF - \frac{IL^2}{2\Gamma_{\text{н}}} K, \quad (5)$$

где введены обозначения

$$F = \frac{1}{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2]} \left\{ (\alpha + x) \sin \varphi_{\text{гн}} + \varphi_k' \cos \varphi_{\text{гн}} - e^{-(\alpha + x)} [(\alpha + x) \sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k) + \varphi_k' \cos(\varphi_{\text{гн}} + \varphi_k)] \right\},$$

$$K = \frac{[1 - \cos \varphi_k e^{-(\alpha + x)}][\varphi_k'^2 - (x^2 - \alpha^2)]}{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2][(x - \alpha)^2 + \varphi_k'^2]} + \frac{1}{2\alpha} \frac{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2][1 - e^{-2\alpha}][x - \alpha] - 2x\varphi_k' e^{-(\alpha + x)} \sin \varphi_k}{[(\alpha + x)^2 + \varphi_k'^2][(x - \alpha)^2 + \varphi_k'^2]},$$

$\alpha = \alpha_1 L$, $x = \alpha L$ — полное затухание секции, $\varphi_k' = \varphi'_0 L$ — полный набег фазы скольжения.

В связи с необходимостью получить интенсивные пучки изучим оптимальность секции по величине КПД волновода $\eta = \frac{IU_s}{P_{\text{г}}}$. Ясно, что КПД оптимален (максимален), если мощность питающего генератора $P_{\text{г}}$, обеспечивающая заданную мощность электронного пучка $P_{\text{э}} = IU_s$, минимальна. Используя выражение (5), легко заметить, что минимум функции $P_{\text{г}}(\Gamma_{\text{н}})$ достигается при

$$\Gamma_{\text{н опт}} = \frac{I}{2U_s} K \quad (6)$$

и равен

$$P_{\Gamma \text{ опт}} = \frac{2IU_s}{F^2} K. \quad (7)$$

Поэтому оптимальный коэффициент полезного действия равен

$$\eta_{\text{опт}} = \frac{F^2}{2K}. \quad (8)$$

Проведем вычисление КПД при условии отсутствия потерь на стенках волновода. Для этого множитель F представим в виде

$$F = A \sin(\varphi_{\text{гн}} + \psi),$$

где

$$A = \sqrt{\frac{1}{(a^2 + \varphi_k^2)} (1 - 2e^{-a} \cos \varphi_k + e^{-2a})},$$

$$\psi = \text{arctg} \frac{\varphi_k (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) - ae^{-a} \sin \varphi_k}{a (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) + \varphi_k e^{-a} \sin \varphi_k}.$$

Отсюда для оптимального КПД имеем

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2(\varphi_{\text{гн}} + \psi). \quad (9)$$

Легко заметить, что существует возможность получить КПД, равный единице, если выполняется равенство

$$\varphi_{\text{гн}} + \psi = \frac{\pi}{2}$$

или

$$\text{ctg} \varphi_{\text{гн}} = \frac{\varphi_k (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) - ae^{-a} \sin \varphi_k}{a (1 - e^{-a} \cos \varphi_k) + \varphi_k e^{-a} \sin \varphi_k}. \quad (10)$$

Для однородной секции $\Gamma = \text{const}$ ($a=0$) условие (10) запишется так

$$\varphi_{\text{гн}} + \frac{\varphi_k}{2} = \frac{\pi}{2}. \quad (11)$$

Этот результат находится в соответствии с известным фактом из теории ЛУЭ, что максимум КПД достигается при конечных фазах, расположенных симметрично начальной фазе относительно максимума действующего поля.

Как частный случай, при $\varphi_k = 0$ для величины КПД при синхронном взаимодействии получаем

$$\eta_{\text{опт}} = \sin^2 \varphi_{\text{гн}}.$$

В самом общем случае оптимальный КПД можно представить в виде (9) с учетом того, что в каждом отдельном случае ψ будет различным. Так, при отсутствии потерь, исходя из выражения (1), для равновесной энергии имеем

$$U_S = \sqrt{P_r} \left(\sin \varphi_{\text{гн}} \int_0^L \frac{\cos \varphi}{V \Gamma} dz + \cos \varphi_{\text{гн}} \int_0^L \frac{\sin \varphi}{V \Gamma} dz \right) - \frac{I}{4} \left[\left(\int_0^L \frac{\sin \varphi}{V \Gamma} dz \right)^2 + \left(\int_0^L \frac{\cos \varphi}{V \Gamma} dz \right)^2 \right]. \quad (12)$$

Представляя проводимость волновода в виде

$$\Gamma = \Gamma_n f(z),$$

после несложных преобразований для оптимального КПД получаем выражение (9), в котором

$$\psi = \arctg \frac{\int_0^L \frac{\sin \varphi}{f(z)} dz}{\int_0^L \frac{\cos \varphi}{f(z)} dz}.$$

Используя уравнение баланса мощности

$$E_d^2 \Gamma = P_r - IU_S, \quad (13)$$

для амплитуды действующего поля на выходе секции получим

$$E_{\text{дк}} = E_{\text{гк}} \cos(\varphi_{\text{гн}} + \psi). \quad (14)$$

Легко заметить, что условие максимума КПД обращает амплитуду действующего поля на выходе секции в нуль. Этот результат и следовало ожидать, так как условие равенства КПД единице означает полное преобразование мощности питающего генератора в мощность электронного пучка.

Ереванский государственный университет
ИРФЭ АН АрмССР

Поступила 15.X.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Saxon*. Proc. Phys. Soc., 67, part 9, N 417B, 705 (1954).
2. Э. Л. Бурштейн, Г. В. Воскресенский. Атомная энергия, 13, 446 (1962).
3. Г. И. Жилейко. Высоковольтные электронные пучки. Изд. Энергия, 1968.
4. О. А. Вальднер, О. А. Власов, А. В. Шальнов. Линейные ускорители, Атомиздат, 1969.
5. B. H. Wül, P. B. Wilson. Nucl. Instr. and M th., 56, № 2, 197 (1967).
6. Ю. М. Волков и др. Труды Междунар. конф. по ускорителям высоких энергий (Ереван, 1969), Изд. АН АрмССР, 1970, т. 1.
7. А. И. Алиханян и др. Труды Междунар. конф. по ускорителям высоких энергий (Ереван, 1969), Изд. АН АрмССР, 1970, т. 2.
8. Е. Р. Алешин, Ю. А. Хлестков, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, вып. 9, 110 (1967).
9. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 150 (1972).
10. Л. М. Мовсисян. ЖТФ, 43, 1784 (1973).

ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ
ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ
ԱԼԻՔԻ ՄԻՋԵՎ ԴԻՆԱՄԻԿ ՍԱՀՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Սահմանափակվելով դինամիկ սահքի փուլի փոփոխման դժային օրենքով, ուսումնասիրված է վազող էլեկտրամագնիսական ալիքի և մասնիկների թանձրուկի փոխազդեցության պրոցեսը, երբ ալիքատարի հաղորդականությունը փոփոխվում է էքսպոնենցիալ օրենքով: Գտնված է զրոյի և գնահատված է ալիքատարային հատվածների օպտիմալությունը:

CALCULATION OF NONREGULAR WAVEGUIDE
CHARACTERISTICS TAKING INTO ACCOUNT THE SLIDING
BETWEEN AN ELECTROMAGNETIC WAVE AND A CHARGED
PARTICLES BUNCH

L. M. MOVSISYAN, Yu. H. AVETISYAN, K. M. MOVSISYAN

The interaction of a travelling electromagnetic wave with a charged particles bunch is investigated, with the conductivity of the waveguide changing by an exponential law. The variation of the phase of a dynamic sliding is considered under a linear law restriction. The optimum performance of such a section is estimated and the efficiency is obtained.

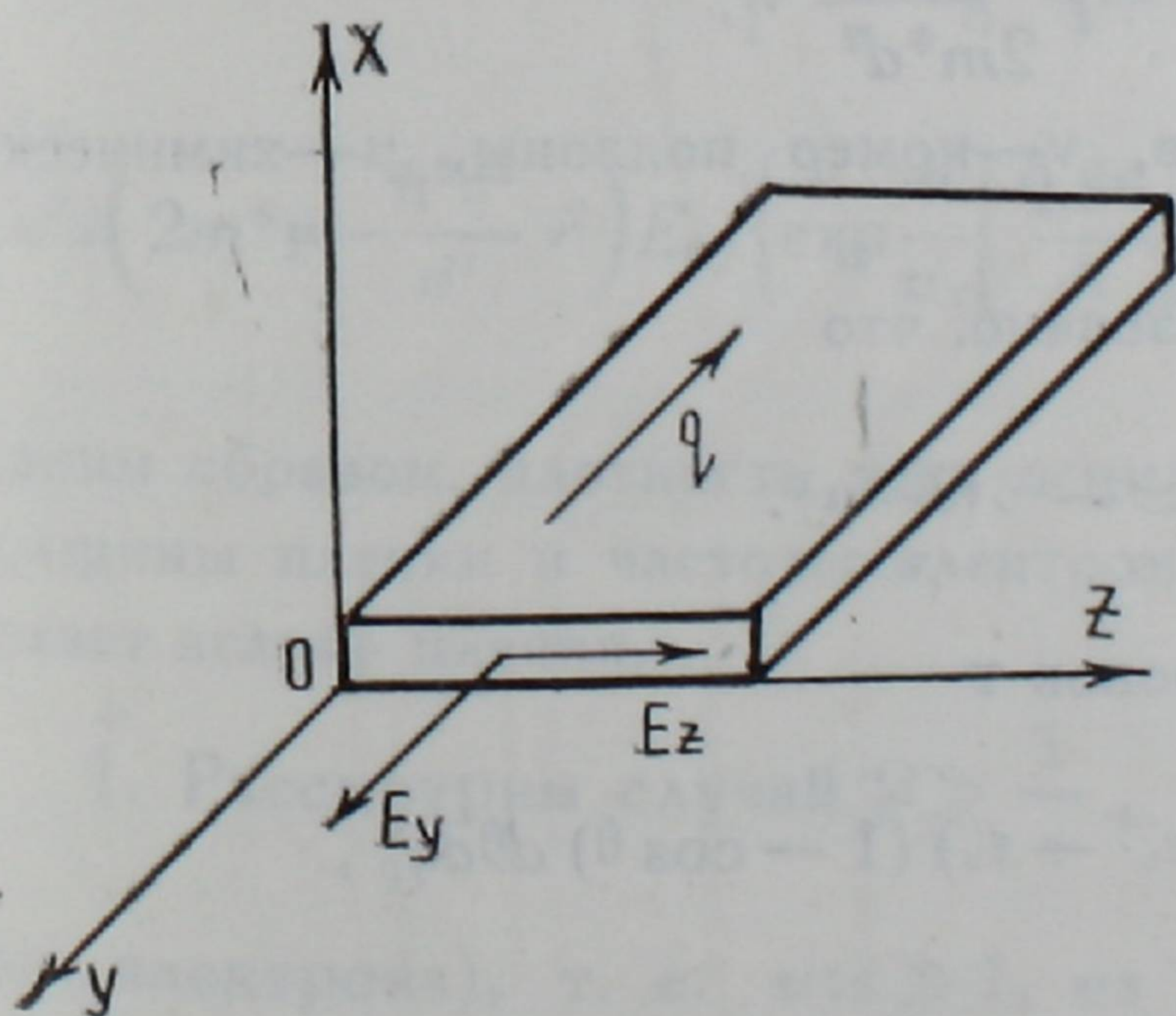
К ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ЗВУКОВЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ

В. С. САРДАРЯН, М. М. АРАКЕЛЯН

Рассмотрено распространение в полупроводнике электромагнитной волны в условиях размерного квантования. Методом кинетического уравнения получены выражения для плотности тока, проводимости, глубины проникновения электромагнитных волн и найдены дисперсионные уравнения для двух предельных случаев. В случае больших частот ($\Omega \gg \frac{1}{\tau}$, τ — время релаксации электронов) при $\Omega = s_x v_x$ (s — волновой вектор электромагнитной волны, v — скорость электрона) имеет место затухание Ландау электромагнитных волн. Рассмотрено также прохождение через пленку звуковой волны, когда звук играет роль внешнего поля, действующего на электроны.

В одномерно квантованных пленках в условиях сильного вырождения и заполнения одного пленочного уровня квазиклассические состояния становятся двумерными. Поэтому вопросы распространения электромагнитных и звуковых волн в таких пленках представляют несомненный интерес. Характерные параметры задачи при этом сильно отличаются от параметров массивных проводящих сред, например, роль трехмерной плотности играет величина $N = \frac{s}{4V} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3}$.

Пусть имеется вырожденная полупроводниковая пленка и электромагнитная волна падает перпендикулярно к плоскости пленки, так что $E = (E_y, E_z)$. Звук направляется в плоскости пленки параллельно оси y (см. рисунок).



Пленка в поле электромагнитной и звуковой волн: q — волновой вектор звука, E — напряженность переменного электромагнитного поля.

Определим ток в пленке. Движение электронов вдоль пленки является квазиклассическим, поэтому применим метод кинетического уравнения Больцмана. В приближении времени релаксации кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + e \mathbf{E} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \frac{f - f_0}{\tau} \quad (1)$$

Функцию распределения будем искать в виде

$$f = f_0 - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \Psi(\mathbf{k}, \mathbf{r}), \quad (2)$$

где f_0 — равновесное фермиевское распределение, $\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \Psi(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ — отклонение истинного распределения от равновесного.

Электрический ток выражается через функцию распределения следующим образом:

$$\mathbf{j} = 2e \int \mathbf{v} f \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3},$$

где $\mathbf{v}$ — скорость электронов, p — квазиимпульс электронов.

Для пленки при заселении электронами одной подзоны задача в $\mathbf{k}$ -пространстве становится двумерной. Поэтому

$$\mathbf{j} = \frac{2es}{(2\pi\hbar)^2 V} \int p dp f \mathbf{v} \int_0^{\pi/2} d\theta. \quad (3)$$

Здесь V — объем, e — заряд электрона, s — площадь поверхности пленки.

Подставляя (2) в (3), находим

$$j_\alpha = \frac{2es}{(2\pi\hbar)^2 V} \int p dp v_\alpha \int_0^{\pi/2} d\theta \delta\left(\frac{p^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* d^2} v^2 - \mu\right) \Psi, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon_v(p) = \frac{p^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* d^2} v^2,$$

m^* — эффективная масса электронов, v — номер подзоны, μ — химический потенциал.

При получении (4) было использовано, что

$$\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \approx -\delta(\varepsilon - \mu).$$

Определим время релаксации электронов τ

$$\frac{1}{\tau} = 2 \frac{2\pi}{\hbar} \int |C_{vv'}|^2 \delta(\varepsilon_{v'} - \varepsilon_v) (1 - \cos \theta) d\theta dq_\rho,$$

$$\frac{1}{\tau} = A \int_0^{2k} q_\rho dq_\rho \int_0^{2\pi} d\theta \delta\left(\frac{q_\rho}{2k} \pm \cos \theta\right) (1 - \cos \theta),$$

$$|C_{vv'}|^2 = \frac{16 \pi^4 c_1^2 q_\rho \hbar v^4 (1 - \cos q_x d)}{\rho_0 V u [\pi^2 (2v)^2 - q_x^2 d^2]^2 q_x^2 d^2}, \quad A = \frac{|C_{vv'}|^2 s m^*}{\pi \hbar^3 q_\rho}.$$

где $C_{vv'}$ — матричный элемент электрон-фоонного взаимодействия в пленке [1], $\omega = uq$, u — скорость звука, s_1 — константа электрон-фоонного взаимодействия, ρ_0 — плотность вещества, d — толщина пленки.

Возьмем $v = v'$, т. е. рассмотрим переходы в пределах одной подзоны. После интегрирования получаем

$$\frac{1}{\tau} = \frac{0,86 p A}{\hbar}.$$

Подставляя предложенную форму f -функции в (1) и решая дифференциальное уравнение для случая зеркального отражения со следующими граничными условиями:

$$\text{при } x = 0, \quad v_x > 0 \quad \Psi = \text{const},$$

$$\text{при } x = d, \quad v_x < 0 \quad \Psi = \text{const} \quad [2],$$

(для простоты положим $\text{const} = 0$), получим

$$j_z = \frac{2e^2 s}{m^{*2} (2\pi\hbar)^2 V} \int \frac{p^2 \cos\theta \sin\theta}{v_x} p dp \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^d dx_1 E_y(x_1) e^{-L(x-x_1)} \times \\ \times \delta\left(\frac{p^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* d^2} v^2 - \mu\right).$$

Пусть $E(t, x) = E_0 e^{i(\Omega t - s_x x)}$. После интегрирования получаем

$$j_z = \frac{-i \exp\left[i\Omega\left(t + \frac{|x|}{v_x}\right)\right] \exp\left(-\frac{0,86}{\hbar v_x} \sqrt{2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2} A |x|\right)}{m^* (2\pi\hbar)^2 V \left[-i \frac{0,86}{\hbar} \sqrt{2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2} A + \Omega - s_x v_x\right]} \times \\ \times e^2 s \left(2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2\right) E_{0y} \left\{ \exp \frac{d}{v_x} \left[\frac{0,86}{\hbar} \sqrt{2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2} A + i\Omega - i s_x v_x \right] - 1 \right\}. \quad (5)$$

Таким образом, плотность тока осциллирует в зависимости от времени, толщины пленки и частоты электромагнитного поля. Кроме того, ток затухает вглубь пленки.

1. Рассмотрим случай $\Omega \gg \frac{1}{\tau}$, $sl \gg 1$ (l — длина свободного пробега электрона), т. е. $v\tau s \gg 1$, $vs \gg \frac{1}{\tau}$. Осциллирующую часть и член $\exp\left(-\frac{0,86}{\hbar v_x} \sqrt{2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2} A |x|\right)$ не будем писать, считая, что все получаемые выражения нужно умножить на них. Отделяя действительную и мнимую части, имеем

$$j_z = -i \frac{\exp \left[-id \left(\frac{\Omega}{v_x} - s_x \right) \right] (\Omega - s_x v_x) e^2 s E_{oy} \left(2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2 \right)}{Vm^* (2\pi\hbar)^2 \left[(\Omega - s_x v_x)^2 + \frac{0,86}{\hbar} \left(2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2 \right) A \right]} +$$

$$+ \delta(\Omega - s_x v_x) \frac{e^2 s E_{oy} \left(2m^* \mu - \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2 \right)}{Vm^* (2\pi\hbar)^2 \exp id \left(\frac{\Omega}{v_x} - s_x \right)}.$$

Условие $\Omega = s_x v_x$ выражает тот факт, что электрон движется все время в фазе с волной. Причисляя во внимание, что скорость электронов v_x меняется у нас от 0 до $v_{x \max}$, мы видим, что это условие может выполняться для какой-то группы электронов начиная лишь с достаточно малых частот, а именно $\Omega < s v \cos \theta$. Такое затухание, не связанное со столкновениями электронов (т. е. существующее и при $\tau \rightarrow \infty$), есть затухание Ландау. Если $\Omega = s_x v_x$, то j_z максимален, так как при этом электрон воспринимает поле как статическое и создаются условия для заметной перекачки энергии [от волны к электронам. Если $\Omega \neq s_x v_x$ (пусть $\Omega \gg s_x v_x$), то, считая $2m^* \mu \gg \frac{\hbar^2 \pi^2}{d^2} v^2$, имеем

$$j_z = -i \frac{e^2 s E_{oy}}{4m^* \Omega V} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} e^{-\frac{l\Omega d}{v_x}},$$

где n — плотность электронов. Отбрасывая осциллирующую часть, получаем

$$j_z = -i \frac{e^2 s E_{oy}}{4m^* \Omega V} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3}.$$

Проводимость определяется как

$$\sigma = -i \frac{e^2 s}{4m^* \Omega V} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3}.$$

Обозначив $\frac{s}{4V} \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{2/3} = N$, где N — эффективная плотность электронов, имеем

$$\sigma = -i \frac{e^2 N}{m^* \Omega}.$$

Зная проводимость, можно получить дисперсионное уравнение, связывающее Ω и k ,

$$k^2 = \frac{\Omega^2}{c^2} \epsilon',$$

где c — скорость распространения электромагнитной волны, ϵ' — комплексная диэлектрическая проницаемость, равная $\epsilon' = \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\Omega}$.

Тогда дисперсионное уравнение примет вид

$$\Omega^2 = \frac{\Omega_0^2}{\varepsilon} + \frac{k^2 c^2}{\varepsilon}, \quad \Omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m^*}} = \sqrt{\frac{\pi e^2}{d m} \left(\frac{3n}{\pi}\right)^{2/3}}.$$

Обратно пропорциональная зависимость Ω_0 (плазменная частота) от толщины пленки получена также в работе [3]. Наличие такой зависимости обусловлено квантовым поведением электронов пленки, точнее, дискретностью их импульсов.

Глубина проникновения электромагнитной волны есть

$$\delta = \sqrt{\frac{c^2 m^*}{4\pi e^2 N}} = \sqrt{\frac{c^2 m^* d \pi^{2/3}}{\pi e^2 n^{2/3}}} \quad \text{при} \quad \frac{4\pi\sigma}{\Omega} \gg \varepsilon,$$

т. е. для больших частот глубина проникновения не зависит от частоты; это, очевидно, происходит потому, что электрон, редко сталкиваясь с ионами, возвращает энергию обратно волне, т. е. воздействует на нее слабо. Далее, поскольку характеристические потери в тонких пленках при $\Omega^2 \gg k^2 v^2$ обратно пропорциональны толщине пленки [3], то, естественно, глубина проникновения пропорциональна толщине пленки.

2. Пусть $sl \ll 1$, $sv \ll \frac{1}{\tau}$, $\Omega \ll \frac{1}{\tau}$. Пренебрегая в (5) малыми членами и разлагая $\exp\left(-\frac{0,86d}{v_x \hbar} - A \sqrt{2 m^* \mu}\right)$ в ряд, для плотности тока получаем

$$j_z = \frac{e^2 d^2 N E_{0y}}{\hbar}.$$

Проводимость в этом случае равна

$$\sigma = \frac{e^2 d^2 N}{\hbar},$$

дисперсионное уравнение имеет вид

$$\Omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\varepsilon} + i \frac{\Omega m^* d^2}{\varepsilon \hbar} \Omega_0^2,$$

а глубина проникновения определяется так

$$\delta = \frac{1}{\cos \frac{\pi}{4}} \frac{c}{\Omega_0 d} \sqrt{\frac{\hbar}{m^* \Omega}} \quad \text{при} \quad \frac{4\pi\sigma}{\Omega} \gg \varepsilon.$$

Таким образом, для малых частот глубина проникновения обратно пропорциональна частоте. Это объясняется тем, что при большей частоте электрон за то же время между столкновениями с ионами успевает забрать большую энергию у волны, и волна затухает быстрее.

Посмотрим теперь, какой ток возникает в результате прохождения звуковой волны. Возьмем случай $\omega t \ll 1$, ω — частота звуковой волны, т. е. звук играет роль внешнего поля, действующего на электроны.

Энергия электронов в звуковой волне приобретает добавку

$$\varepsilon(p, r, t) = \varepsilon(p) + \lambda_{ik}(p) u_{ik}(r, t),$$

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right),$$

где u_{ik} — тензор деформации, $\mathbf{u}$ — вектор смещения среды в точке $\mathbf{r}$, λ_{ik} — тензор, называемый деформационным потенциалом.

Кинетическое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{p} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = I(f). \quad (6)$$

Здесь будем пользоваться другим приближением для интеграла столкновений [4]

$$I(f) = \frac{f - \bar{f}}{\tau},$$

где $\bar{f}$ означает среднее по направлениям импульса при заданной энергии

$$\bar{f} = \frac{\int f \frac{ds}{v}}{\int \frac{ds}{v}}.$$

Входящая в кинетическое уравнение производная $\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t}$ равна

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = - \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{r}} + e \mathbf{E}.$$

Первый член связан с действием поля звуковой волны, а второй — с возникающими при прохождении звука электрическими полями. В действительности вихревое электрическое поле дает вклад в поглощение звука того порядка, какой получается без учета члена с $\mathbf{E}$.

Решение кинетического уравнения будем искать в виде

$$f = f_0 - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \psi. \quad (7)$$

При подстановке (7) в (6) получаем

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\Psi}{\tau} = \lambda_{ik} \dot{u}_{ik}. \quad (8)$$

Предположим, что $u_{ik} = u_{ik0} e^{i(q_y y - \omega t)}$, и будем искать Ψ в виде, пропорциональном той же экспоненте. Подставляя в (8), находим

$$\Psi = - \frac{i \omega u_{ik0} e^{i(q_y y - \omega t)} \lambda_{ik}}{\frac{1}{\tau} + i(v_y q_y - \omega)}. \quad (9)$$

Рассмотрим сначала длинные волны $ql \ll 1$. Так как $l \sim v\tau$, $vq \ll \frac{1}{\tau}$, а неравенство $\omega\tau \ll 1$ предполагалось с самого начала, из (9) получаем

$$\Psi = -i\omega\lambda_{ik}\tau u_{lko} e^{i(q_y y - \omega t)}. \quad (10)$$

Подставив (10) в (4) и проведя интегрирование, находим

$$J_z = -i \frac{2es\omega c_1 u_{ik}}{1,72 \pi^2 \hbar A V}.$$

Для изотропного металла можно положить $\lambda_{ik} = \text{const} = c_1$.

Рассмотрим противоположный предельный случай $ql \gg 1$, т. е. $\frac{1}{\tau} \ll vq$. Тогда

$$\Psi = \omega c_1 u_{ik} \left[\frac{\omega - v_y q_y}{(\omega - v_y q_y)^2 + \left(\frac{1}{\tau}\right)^2} - i\pi \delta(\omega - v_y q_y) \right].$$

Пусть $\omega = v_y q_y$. Выражение $\delta(\omega - v_y q_y)$ в общем случае произвольного направления звука имело бы вид $\delta(\omega - vq)$. Иными словами, поглощение связано с теми электронами, для которых $v_q \cos \theta \sim \omega$. Но так как $\omega = uq$, получаем $v \cos \theta = u$. Это значит, что поглощают звук электроны, движущиеся в фазе со звуковой волной (механизм поглощения Ландау). Так как $\frac{u}{v} \ll 1$, то эффективные электроны движутся почти перпендикулярно к q .

Если $\omega \neq v_y q_y$, то для тока получаем

$$j = - \frac{esc_1 u_{ik} m^* \pi u}{(2\pi \hbar)^2 V}.$$

В нашем случае $v_y q_y \gg \frac{1}{\tau}$, $\frac{1}{\tau} \gg \omega$, т. е. $v_q \gg \omega$, что эквивалентно $v > 0$. Таким образом, создается режим усиления для фононов. Естественно, что в режиме усиления ток становится отрицательным.

Армянский государственный педагогический
институт им. Х. Абовяна

Поступила 12.XI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Коган, В. З. Кресин. ФТГ, 11, 11 (1969).
2. Ю. А. Романов. ЖЭТФ, 47, 2132 (1964).
3. Поверхностные свойства твердых тел, под ред. Грина, 1972.
4. Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов, 1972.

ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ
ԵՎ ՉԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Մ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը կիսահաղորդիչի ներսում չափային քվանտացման պայմաններում: Կինետիկ հավասարման մեթոդով ստացված են արտահայտություններ հոսանքի խտության, հաղորդականության, էլեկտրամագնիսական ալիքների թափանցման խորության համար: Երկու սահմանային դեպքերի համար գտնված են դիսպերսիոն հավասարումներ: Մեծ հաճախությունների համար տեղի ունի էլեկտրամագնիսական ալիքների մարումը ըստ Լանդաուի: Քննարկված է նաև ձայնային ալիքի անցումը թաղանթով, երբ ձայնը կատարում է արտաքին դաշտի դեր, որն ազդում է էլեկտրոնների վրա: Հոսանքի խտության համար գտնված են բանաձևեր, երբ $ql \gg 1$ (l — էլեկտրոնի ազատ վազքի երկարությունն է, q — ձայնի ալիքային վեկտորը) և երբ $ql \ll 1$: Կատարված է այդ արտահայտությունների վերլուծությունը:

ON THE THEORY OF PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC
AND SOUND WAVES UNDER THE DIMENSIONAL
QUANTIZATION CONDITION

V. S. SARDARYAN, M. M. ARAKELYAN

The propagation of electromagnetic waves in a semiconductor under dimensional quantization condition is discussed. By means of the method of kinetic equation the expressions for the current density, conductivity and the penetration depth of the electromagnetic waves are obtained as well as dispersion equations for two boundary cases are found. For high frequencies the Landau damping of electromagnetic waves is shown to occur. The transition of sound waves through a film is considered when the sound acts on electrons as an external field. The expressions for the density of current in the cases of $ql \gg 1$ (l is the length of the electron free path and q is a wave vector of the sound) and $ql \ll 1$ are found.

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ СИММЕТРИЧНОГО ДОМЕНА В ДИОДАХ ГАННА ИЗ GaAs С УЧЕТОМ ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИ- МОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В. М. АРУТЮНЯН, А. Г. ВАРОСЯН

Проведено теоретическое рассмотрение процессов, имеющих место в сильно легированных диодах Ганна, при учете зависимости коэффициента диффузии электронов от напряженности электрического поля.

В сравнительно сильно легированном *GaAs* в домене сильного электрического поля не достигается полное обеднение и форма домена здесь иная по сравнению с формой домена в слабо легированном полупроводнике [1, 2]. В [1, 2] не учитывается зависимость коэффициента диффузии электронов D_n от напряженности электрического поля E , которая, как продемонстрировано в работах [3—6], может оказать заметное влияние на параметры домена и режимы работы диодов Ганна.

В работах [3—6] коэффициент диффузии принят линейно зависящим от E . Однако такой зависимости коэффициента диффузии от электрического поля для известных в настоящее время полупроводников, где наблюдается эффект Ганна, нет. Автор работы [5] в своей более поздней публикации [6] считает, что такая зависимость имеет место в очень узкой области электрического поля. Батчером, Фосетом и Оггом [7] качественно исследованы свойства равномерно распространяющихся доменов в *GaAs* с учетом полевой зависимости коэффициента диффузии; ими показано, что скорость домена зависит от производной коэффициента диффузии и не равна скорости электронов вне домена. В настоящей работе предпринята попытка при рассмотрении процессов в сильно легированном арсениде галлия учесть полевую зависимость коэффициента диффузии электронов. При этом используется методика расчета, предложенная в [2].

В случае симметричного домена сильного поля (СДСП), реализующегося в сильно легированном полупроводнике, «зафиксируем» мысленно СДСП в середине образца. Тогда напряженность электрического поля в СДСП максимальна (E_m) в точке $x = \frac{L}{2}$, где L — длина образца.

Из уравнения Пуассона следует, что

$$\frac{1}{2} L = \int_0^{L/2} dx = \int_{E_1}^{E_m} \frac{\varepsilon}{4\pi\rho} dE, \quad (1)$$

где E_1 — напряженность электрического поля в образце вне СДСП (при $n=n_0$, где n_0 — равновесная концентрация электронов, n — концентрация электронов), ε — диэлектрическая постоянная, $\rho = -e(n-n_0)$ — плотность объемного заряда, e — заряд электрона.

Если не принять во внимание существование дырок и процессов, приводящих к созданию избыточных носителей тока (ударная ионизация, инжекция, освещение), и опустить в уравнении сохранения члены, учитывающие генерацию и рекомбинацию, получим

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left[n v_n(E) + \frac{\partial [(D_n(E)n)]}{\partial x} \right] = 0, \quad (2)$$

где $v_n(E)$ — дрейфовая скорость электронов, $D_n(E)$ — коэффициент диффузии электронов, зависящий от электрического поля, t — время. Переходя в систему координат, связанную с движущимся доменом, получим уравнение (для омических контактов)

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{\varepsilon} \varphi \frac{d\varphi}{dE} = e n_0 D_n(E) \left[v_n(E) - v_n(E_1) - \frac{Q}{n_0} \right] - \\ - \left\{ u + v_n(E) - \frac{4\pi e n_0}{\varepsilon} \frac{d[D_n(E)]}{dE} \right\} \varphi. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь u — скорость домена, $y = x - ut$,

$$\varphi = \rho D_n(E), \quad Q = \frac{d[D_n(E)n]}{dy} \Big|_{E=E_1}. \quad (4)$$

Решение уравнения (3) ищем в виде ряда

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \dots \quad (5)$$

Тогда

$$\varphi_0 = \frac{\varepsilon}{2\pi} \int_{E_1}^E e n_0 D_n(E) \left[v_n(E) - v_n(E_1) - \frac{Q}{n_0} \right] dE, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1 = - \frac{\int_{E_1}^E d(\varphi_0)^3}{3e n_0 \varphi_0} - \frac{\varepsilon}{4\pi \varphi_0} \int_{E_1}^E \varphi_0 \left\{ u + v_n(E_1) + \frac{Q}{n_0} - \right. \\ \left. - \frac{4\pi e n_0}{\varepsilon} \frac{d[D_n(E)]}{dE} \right\} dE. \end{aligned} \quad (7)$$

В максимуме поля, где $\rho_m = 0$ и $\varphi_m = \rho_m D_n(E) = 0$, имеем

$$\int_{E_1}^{E_m} e n_0 D_n(E) \left[v_n(E) - v_n(E_1) - \frac{Q}{n_0} \right] dE = 0, \quad (8)$$

$$u + v_n(E_1) + \frac{Q}{n_0} - \frac{4\pi e n_0}{\varepsilon} \frac{d[D_n(E)]}{dE} \Big|_{E=E_1} = 0. \quad (9)$$

Для зависимости дрейфовой скорости электронов от E используем «трехпрямойную» аппроксимацию (рис. 1):

$$\begin{aligned}
 v_I &= AE && \text{при } E_1 \leq E \leq E_t, \\
 v_{II} &= B(E_t - E) + AE_t && \text{при } E_t \leq E \leq E_2, \\
 v_{III} &= CE_2 && \text{при } E_2 \leq E \leq E_m.
 \end{aligned} \quad (10)$$

Для зависимости коэффициента диффузии D_n в GaAs от напряженности электрического поля E воспользуемся экспериментальной кривой, полученной Рачом и Кино [8], и теоретической кривой, полученной Батчером и Фосеттом [9] (рис. 2). Из этих кривых зависимость коэффициента диффу-

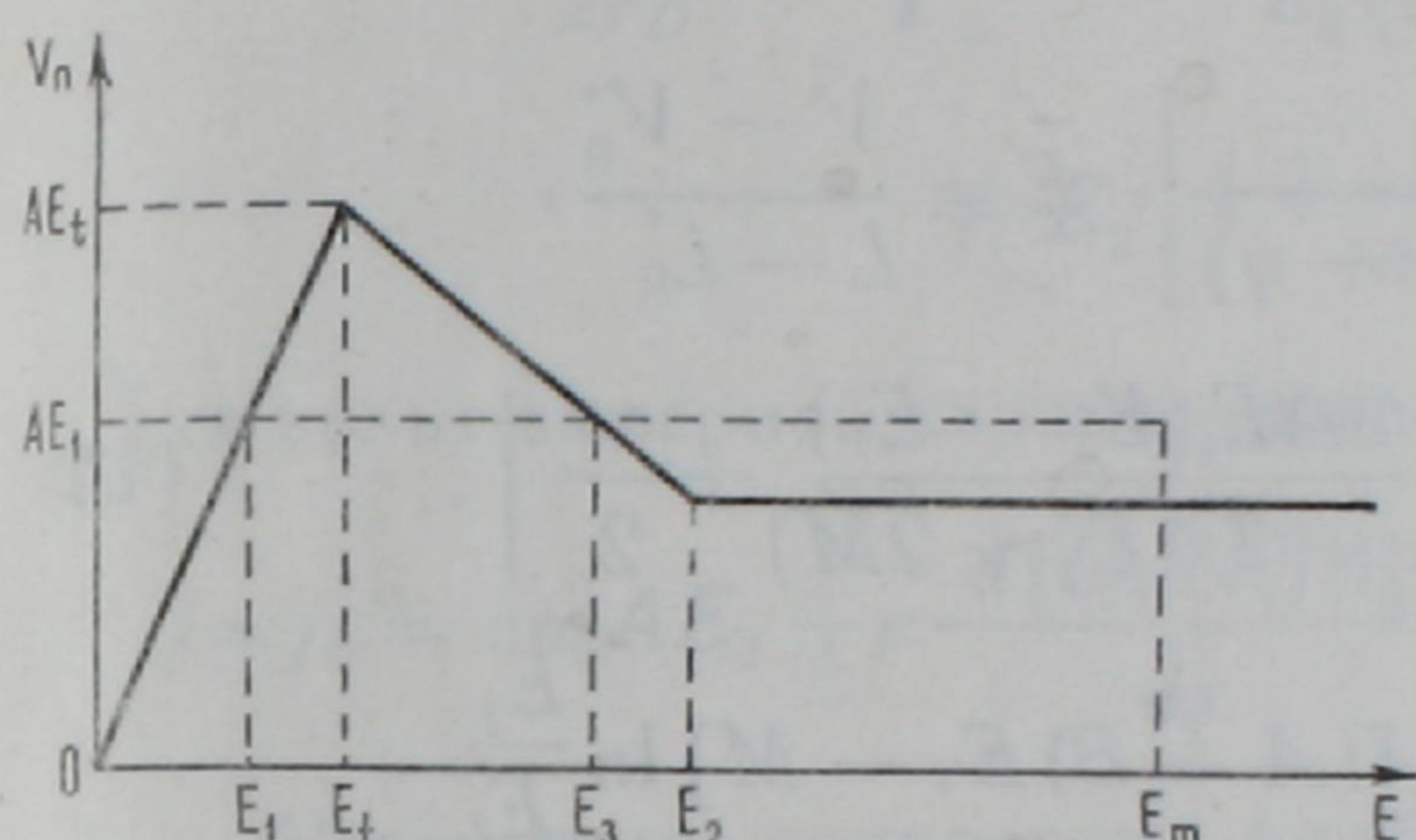


Рис. 1.

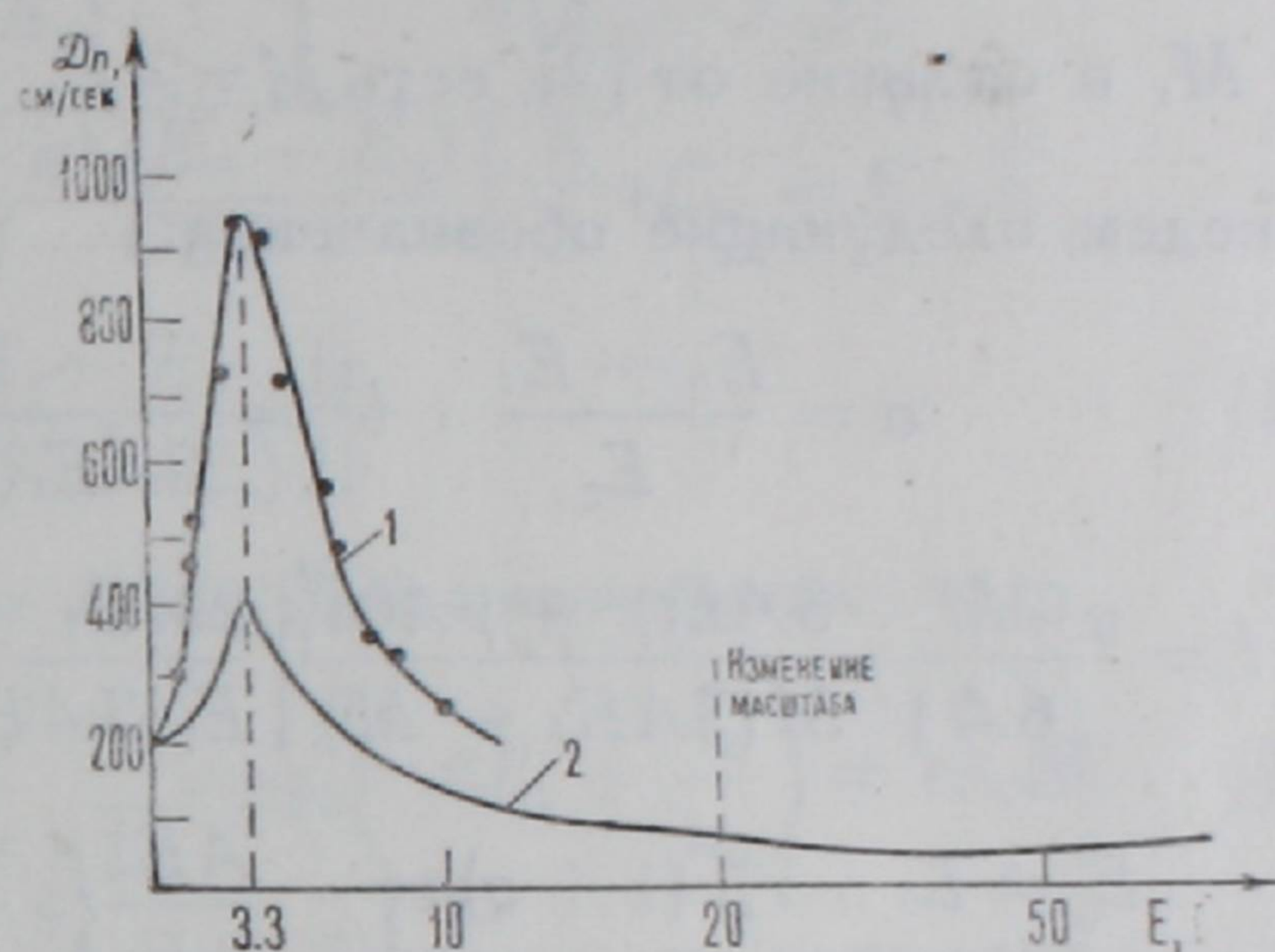


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости электронов v_n от напряженности электрического поля E ; E_1 — напряженность электрического поля вне домена, E_t — пороговое значение поля, E_2 — значение поля, соответствующее началу насыщения скорости, E_m — максимальная напряженность электрического поля в домене.

Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии D_n от напряженности электрического поля E : 1 — экспериментальная кривая, полученная Рачом и Кино; 2 — теоретическая кривая, полученная Батчером и Фосеттом.

зии электронов от электрического поля можно аппроксимировать следующим образом:

$$\begin{aligned}
 D_I(E) &= D_0 \left[1 + q \left(\frac{E}{E_t} \right)^2 \right] && \text{при } E_1 \leq E \leq E_t, \\
 D_{II}(E) &= D_0 (1 + q) \frac{E_t}{E} && \text{при } E_t \leq E \leq E_2, \\
 D_{III}(E) &= D_0 (1 + q) \frac{E_t}{E_2} && \text{при } E_2 \leq E \leq E_m,
 \end{aligned} \quad (11)$$

где q — постоянная величина, определенная из экспериментальных данных, полученных в [8], и равная для GaAs $\sim 3,85$ при $E_t = 3,3 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$.

Согласно [8] $D_0 = 200 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. Для записи D_{III} использованы результаты работы [9].

Из правила геометрически равных площадей (8) можно получить

$$(E_m - E_2)(M - CE_2) = E_2\psi, \quad (12)$$

где

$$\psi = \frac{1}{1+q} \left[\frac{E_1}{E_t} \left(M - \frac{AE_1}{2} - \frac{ME_1^2}{2E_t^2} + \frac{AE_1^3}{4E_t^2} \right) + \frac{AE_t}{4} - \frac{2M}{3} \right] + \frac{AE_t}{4} - \frac{M}{3} + [(A+B)E_t - M] \ln \frac{E_2}{E_t} - B(E_2 - E_t) + \frac{E_1^3}{E_t^3} \left(\frac{M}{3} - \frac{AE_1}{4} \right), \quad (13)$$

а M , в отличие от [2], есть $M = AE_1 + \frac{Q}{n_0}$. Для сокращения записи введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} a &= \frac{E_2 - E_t}{E_2}, \quad b^2 = \frac{\psi}{2AE_t(1+q)}, \quad \bar{E} = \frac{V - V_0^*}{L - L_0^*}, \\ I &= \frac{q(2M - 3AE_1)^2 + 9A^2E_t^2}{6AVM(3AE_t - M)} \left[\frac{2ME_t - 3AE_1(E_1 + E_t)}{E_1(3AE_t + 3AE_1 + 2M)} + \frac{\pi}{2} \right], \quad (14) \\ L_0^* &= L_0 + r_D(1+q)a \sqrt{\frac{AE_1^2}{2E_t}} \left\{ \psi - [(A+B)E_t - M] \ln \frac{E_2}{E_t} + \right. \\ &\quad \left. + B(E_2 - E_t) \right\}^{-1/2}, \\ V_0^* &= V_0 + r_DE_t(1+q)a \sqrt{\frac{AE_1^2}{2E_t}} \left\{ \psi - [(A+B)E_t - M] \ln \frac{E_2}{E_t} + \right. \\ &\quad \left. + B(E_2 - E_t) \right\}^{-1/2}, \\ L_0 &= \frac{4r_D}{\sqrt{2q}E_t} \left[q \sqrt{E_t^2 - E_1^2} - q \left(\frac{2M}{3A} - E_1 \right) \ln \frac{\sqrt{E_t^2 - E_1^2} + E_t}{E_1} + I \right], \\ V_0 &= L_0E_t + \frac{4r_D}{\sqrt{2q}} \left\{ q \sqrt{E_t^2 - E_1^2} \left(\frac{2M}{3AE_t} - \frac{E_1}{E_t} - \frac{1}{2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \left[E_t + qE_1 - \frac{2qM}{3A} + \frac{q}{2} \frac{8M^2 - 3AE_1(8M + 9AE_1)}{9A^2E_t} \right] \times \right. \\ &\quad \left. \times \ln \frac{\sqrt{E_t^2 - E_1^2} + E_t}{E_1} + \left(\frac{2M - 3AE_1}{3AE_t} - 1 \right) I \right\}, \end{aligned}$$

где

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon D_0}{4\pi en_0 A}} \text{ — дебаевский радиус экранирования,}$$

$$L_0 = \int_{E_1}^{E_t} \frac{\varepsilon dE}{4\pi\rho_0} \text{ — часть образца, в которой нет домена,}$$

$$V = 2 \int_{E_1}^{E_m} \frac{\varepsilon E dE}{4\pi\rho_0} - \text{напряжение, приложенное к образцу,}$$

V_0 — падение напряжения на той части образца, в которой нет домена.

Принимая во внимание (4) и воспользовавшись методикой расчета, предложенной в [2], получим

$$\frac{L-L_0^*}{2r_D} = \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)(E_m-E_2)}{E_2(M-CE_2)}} \left[1 + \frac{E_2-E_t}{4(E_m-E_2)} \right], \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{V-V_0^*}{2r_D} = & \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)(E_m-E_2)}{E_2(M-CE_2)}} \left\{ \frac{2}{3}(E_m-E_2) + \right. \\ & \left. + E_2 \left[1 + \frac{E_2-E_t}{4(E_m-E_2)} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для вольт-амперной характеристики диода Ганна получается

$$j \simeq j_n = en_0AE_1 + e \frac{d[D_n(E)n]}{dx} \Big|_{E=E_1} = en_0 \left(AE_1 + \frac{Q}{n_0} \right) = en_0M. \quad (17)$$

Рассмотрим конкретные приближения. Заметим, что конечным соотношениям можно придать различную форму. Результаты анализа приведены в таблице.

Из (15) и (16) можно получить соответственно

$$M - CE_2 = \frac{12Ar_D^2(1+q)[(V-V_0^*) - E_2(L-L_0^*)]}{(L-L_0^*)^3}, \quad (18)$$

$$E_m - E_2 = \frac{2}{3}(\tilde{E} - E_2), \quad (19)$$

$$L - L_0^* = 2r_D \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)(E_m-E_2)}{E_2(M-CE_2)}}, \quad (20)$$

$$\tilde{E} = \frac{2}{3}(E_m - E_2) + E_2. \quad (21)$$

Проанализируем случай, когда максимальное поле в домене не слишком велико по сравнению с E_2 . Из (12), (15) и (16) получаем

$$\frac{L-L_0^*}{2r_D} = \sqrt{\frac{2AE_t(1+q)E_2}{(M-CE_2)^3(E_m-E_2)}} \left[1 + \frac{E_2-E_t}{4(E_m-E_2)} \right] \psi, \quad (22)$$

$$\tilde{E} = E_2 + \frac{8}{3} \frac{(E_m-E_2)^2}{4(E_m-E_2) + E_2 - E_t}. \quad (23)$$

При большом приложенном к образцу напряжении в правой части (23) можно оставить лишь последний член без $E_2 - E_t$. Результаты, соответствующие этому случаю, представлены в I строке таблицы. Выражение для $E_m - E_2$ в этом случае отличается от выражения, полученного в [1].

Для случая сравнительно небольших значений максимального поля в домене в правой части (23) можно пренебречь последним членом. Результаты, соответствующие этому случаю, собраны во II строке таблицы.

Из [9] очевидна возможность уменьшения D_n при полях выше E_2 , т. е.

$$D_{III} = \frac{D_0(1+q)E_t}{E_2} \sqrt{\frac{E_2}{E}}. \quad (24)$$

Для этого случая из правила равных площадей можно получить

$$2(M - CE_2) \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) = \psi. \quad (25)$$

Проведя расчеты аналогичным путем, имеем

$$\frac{L - L_0^*}{2r_D} = 2 \sqrt{\frac{A(1+q)E_t}{M - CE_2} \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)} \left[1 + \frac{a}{8 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)} \right], \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{V - V_0^*}{2r_D} = & \sqrt{\frac{A(1+q)E_t}{M - CE_2} \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)} \left[\frac{16}{15} \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2 + \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} + \frac{a}{4 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)} \right] E_2. \end{aligned} \quad (27)$$

Когда максимальное поле в домене не слишком велико по сравнению с E_2 , из (26) и (27) получаем

$$\tilde{E} = \frac{\frac{8}{15} \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2 + \frac{1}{6} + \frac{a}{8 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)}}{1 + \frac{a}{8 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)}}. \quad (28)$$

При E_m , заметно превышающем E_2 , в (28) можно оставить только первый член в числителе. Результаты, полученные для этого случая, приведены в III строке таблицы. При сравнительно небольших значениях максимального поля в домене получаем результаты, представленные в IV строке таблицы. Отметим, что первые две строки получены с использованием (15) и (16), а последние две — (26) и (27).

Из таблицы можно видеть как сохранение с изменением по форме некоторых основных закономерностей, так и появление их новых типов при учете зависимости D_n от E . Полевая зависимость $D_n(E)$ приводит также к изменению скорости домена, которая равна

$$u = AE_1 + \frac{Q}{n_0} - \frac{8\pi qen_0 D_0 E_1}{\varepsilon E_1^2}. \quad (29)$$

Таблица

№ п/п	$M - CE_2$	$E_m - E_2$	$L - L_0^*$	$\tilde{E} = (V - V_0^*) / (L - L_0^*)$
I	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*)}$	$\sqrt{\frac{3}{4} b E_2 \frac{V - V_0^*}{r_D}}$	$\sqrt{\frac{3 r_D (V - V_0^*)}{b E_2}}$	$\frac{2}{3} (E_m - E_2)$
II	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*) - \frac{ar_D}{2}}$	$\frac{1}{2} \left(b \frac{V - V_0^*}{r_D} - \frac{a E_2}{2} \right)$	$\frac{V - V_0^*}{E_2}$	E_2
III	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*)}$	$E_2 \left[\left(\frac{1}{6} + \sqrt[3]{\frac{15}{32} b \frac{V - V_0^*}{E_2 r_D}} \right)^2 - 1 \right]$	$\sqrt[3]{\frac{30}{b^2 E_2} r_D (V - V_0^*)} - \frac{10}{3} \frac{r_D}{b}$	$\frac{8}{15} E_2 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2$
IV	$\frac{2\psi r_D}{b(L - L_0^*) - \frac{ar_D}{2}}$	$E_2 \left[\left(\sqrt[3]{\frac{15 b (V - V_0^*)}{32 E_2 r_D}} + \frac{23}{48} - \frac{15}{64} a + \frac{1}{6} \right)^2 - 1 \right]$	$\frac{r_D}{2b} \left[8 \left(\sqrt[3]{\frac{15 b (V - V_0^*)}{32 E_2 r_D}} + \frac{23}{48} - \frac{15}{64} a - \frac{5}{6} \right) + a \right]$	$E_2 \left[\frac{\frac{64}{5} \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} + \frac{1}{4} \right)^2 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right)}{3 \left[8 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) + a \right]} + \frac{4 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) + 3a}{3 \left[8 \left(\sqrt{\frac{E_m}{E_2}} - 1 \right) + a \right]} \right]$

Можно заметить, что выражение (29) отличается от ранее полученных выражений (см. [1, 2]). В отличие от [1] скорость домена не равна скорости электронов вне домена, а меньше. В рассмотренных случаях легко убедиться, что СДСП более «размазан» и, видимо, уменьшение скорости домена есть следствие этого. Заметим, что выражения для скорости домена с учетом полевой зависимости $D_n(E)$ получены также и другими авторами [5, 7, 10, 11]. Однако, как результаты работ [7, 10], где $\frac{d[D_n(E)]}{dE}$ взята при значении E_1 , так и полученный топологическим методом результат Ганна [11], у которого эта производная взята при $E=E_3$ (см. рис. 1), не согласуются с (9). Напомним, что формула (9) получена при использовании условия $\rho_m=0$ в вершине домена. Из (29) следует, что при $q=0$ (коэффициент диффузии — постоянная величина) получается результат [2] для скорости домена.

Численные оценки показывают, что, например, ширина домена $L-L_0$ и максимальное поле E_m в нем, согласно приведенным в I и III строках таблицы выражениям, равны соответственно 4 мк, 91 кВ/см и 3,2 мк, 94 кВ/см для GaAs с $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $A=5000 \text{ см}^2/\text{в сек}$, $E_2=20 \text{ кВ/см}$, $E_1=3,3 \text{ кВ/см}$, $V-V_0=10 \text{ в}$. Видно, что для случая с падающим участком коэффициента диффузии выше поля E_2 ширина домена уменьшается, а максимальное поле в домене увеличивается. Для обоих этих случаев ширина домена больше, а максимальное поле в домене меньше, чем в работе [2].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 10.VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. B. L. Gelmont, M. S. Shur. Electron. Lett., 6, 385 (1970).
2. Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян. Препринт ИРФЭ АН АрмССР, Ереван, 1973, § 9; ДАН АрмССР, 59, 32 (1974).
3. S. Hasuo, T. Ohmi, T. Horimatsu. IEEE Trans. ED-20, 476 (1973).
4. S. Hasuo, T. Ohmi, T. Horimatsu. IEEE Trans. ED-20, 903 (1973).
5. P. S. Hauge. IEEE Trans. ED-17, 386 (1970).
6. P. S. Hauge. IEEE Trans. ED-18, 390 (1971).
7. P. N. Butcher, W. Fawcett, N. R. Ogg. Brit. J. Appl. Phys., 18, 755 (1967).
8. J. G. Ruch, G. S. Kino. Phys. Rev., 174, 921 (1968).
9. P. N. Butcher, W. Fawcett. Phys. Lett., 21, 489 (1966).
10. M. A. Lampert. J. Appl. Phys., 40, 335 (1969).
11. J. B. Gunn. IBM J. Res. Developm., 13, 591 (1969).

**GaAs-ից ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ԳԱՆՆԻ ԴԻՈԴՆԵՐՈՒՄ ՍԻՄԵՏՐԻԿ
ԴՈՄԵՆԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԹՈՒԹՅՈՒՆԸ, ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ
ԴԻՖԳԻԶԻԱՅԻ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ԴԱՇՏԱՅԻՆ ԿԱԵՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊԵՆԴԵՆՍԻԱ**

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Գ. ՎԱՐՈՍՅԱՆ

Հաշվի առնելով էլեկտրոնների դիֆուզիայի գործակցի կախվածությունը էլեկտրական լարվածությունից, կատարված է ուժեղ լեզիրացված Գաննի դիոդներում տեղի ունեցող պրոցեսների տեսական ուսումնասիրություն:

ANALYSIS OF PARAMETERS OF A SYMMETRICAL DOMAIN IN GUNN DIODES MADE FROM GaAs TAKING INTO ACCOUNT THE FIELD DEPENDENCE OF ELECTRON DIFFUSION COEFFICIENT

V. M. ARUTUNYAN, A. G. VAROSYAN

The processes occurring in heavy doped Gunn diodes are studied theoretically taking into account the dependence of diffusion coefficient for electrons on the electric field intensity.

К ВОПРОСУ ЭЛЕКТРОННОМИКРОСКОПИЧЕСКОГО НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ МЕТОДОМ СРЕЗА

Я. М. ПОГОСЯН, М. А. ЧАЛАБЯН, Д. ПЭЦОЛЬД, Т. А. ПОГОСЯН

В работе предложен метод нахождения направления векторов намагниченности в доменах при исследовании тонких пленок методом среза электронного пучка. Показано, что для однозначного воспроизведения сложной магнитной структуры в пленках достаточно получить лишь два снимка при разных направлениях подведения ножевой диафрагмы.

1. Введение

Для наблюдения магнитной структуры тонких ферромагнитных пленок в просвечивающем электронном микроскопе существуют два метода: метод расфокусирования [1] и метод среза пучка [2, 3]. Оба метода основаны на эффекте отклонения электронного пучка, вызванного силой Лоренца, которая возникает при прохождении электронов через ферромагнитный образец. Хотя оба метода были предложены почти одновременно, однако в силу ряда преимуществ (возможность непосредственного наблюдения структуры доменных границ, тонкой магнитной структуры и т. д.) метод расфокусирования нашел широкое применение при электронномикроскопических исследованиях тонких ферромагнитных пленок, тогда как метод среза пучка из-за некоторой ограниченности своих возможностей применяется редко. Между тем, метод среза может успешно применяться в таких исследованиях, где имеется необходимость одновременного наблюдения кристаллической и магнитной структур. При этом исключительно важен тот факт, что и магнитная и кристаллическая структуры наблюдаются в одинаковых режимах работы микроскопа, т. е. с одинаковыми разрешениями, что позволяет избежать всяких неточностей при установлении соответствия магнитной структуры данного участка с кристаллической структурой этого же участка. Однако установление магнитной конфигурации при исследовании пленок со сложной магнитной структурой методом среза пучка является весьма трудной задачей. В частности, при исследовании сложной магнитной структуры пленок железа полученные нами снимки, изображающие магнитную структуру выбранного участка пленки при разных положениях ножевой диафрагмы (рис. 1б—е), сильно отличаются друг от друга, затрудняя, тем самым, воспроизведение истинной магнитной структуры этого участка.

В имеющихся работах по объяснению контраста изображения, возникающего при наблюдении тонких ферромагнитных пленок методом среза пучка, вопрос об определении направления намагниченности либо не рассматривается, либо рассматривается для частных случаев (напр., [4]).

В настоящей работе разработана методика определения направления векторов намагниченности в доменах пленок со сложной магнитной структурой.

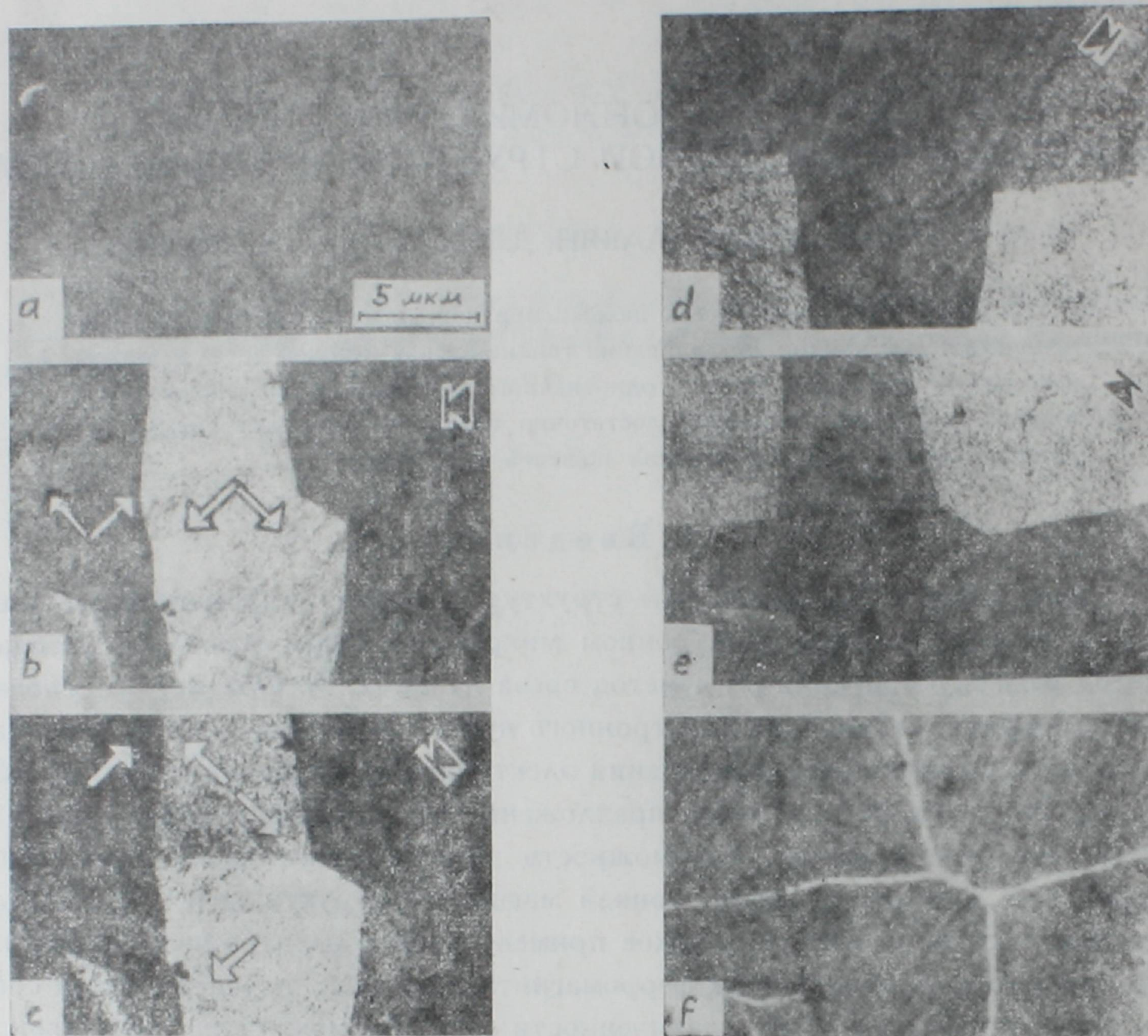


Рис. 1. Микроснимки, полученные с одного и того же участка пленки железа: *a* — апертурная диафрагма сцентрирована, *b—e* — электронный пучок срезан смещенной апертурной диафрагмой, *f* — изображение в режиме расфокусирования. На рис. *b—e* сплошными стрелками указано направление подведения ножа, на рис. *b, c* светлыми стрелками указаны направления векторов намагниченности, рассчитанные по формуле (8).

2. Контраст изображения в методе среза электронного пучка (приближение геометрической оптики*)

Как известно, при наблюдении тонких пленок в просвечивающем электронном микроскопе электронный пучок, проходя через образец, рассеивается и при выходе из образца распространяется внутри конуса с углом раскрытия λ/w и с вершиной в точке выхода из нижней поверхности образца *P*, рис. 2*a* (w — размер кристаллитов образца, рассматриваемых как сферы, λ — длина волны электронного пучка). Под действием силы Лоренца электроны отклоняются и ось конуса наклоняется в направлении, перпендикулярном к вектору намагниченности наблюдаемой области пленки, на угол

* Применение представлений волновой оптики, несомненно, является более строгим подходом. Однако геометрическая оптика вполне применима, если $4\pi It\Delta x \gg h/2e$ [5], где Δx — минимальный размер классически разрешаемых областей (h — постоянная Планка). При исследовании доменной структуры обычных ферромагнитных пленок это условие выполняется.

$$\beta = \frac{4\pi e}{mv} It, \quad (1)$$

где I — величина вектора намагниченности, t — толщина пленки, e и m — заряд и масса электрона, а v — скорость. Проходя через магнитное поле объективной линзы, электроны собираются и в сфокусированном режиме конус сходится в точке на плоскости P' , где изображается точка выхода электронов из образца.

Как вытекает из очевидных геометрических соображений, при этом

$$\rho' = M_0 \rho, \quad \alpha' = \alpha + \pi, \quad (2)$$

где (ρ, α) и (ρ', α') — соответственно полярные координаты точки на нижней поверхности образца P и ее изображения на плоскости P' , а $M_0 = f/(R - f)$ — увеличение объективной линзы (f — фокусное расстояние объективной линзы, R и R' — расстояния плоскостей P и P' от средней плоскости объектива O , рис. 2а). Далее, в задней фокальной плоскости объективной линзы сходящийся конус распространения электронов имеет сечение с площадью S_0 и диаметром $\Delta r = (\lambda/\omega)f$ (дифракционный рефлекс), центр которого смещен на расстояние $r = \beta f$ в направлении силы Лоренца, перпендикулярном вектору намагниченности $\vec{I}$ (рис. 2).

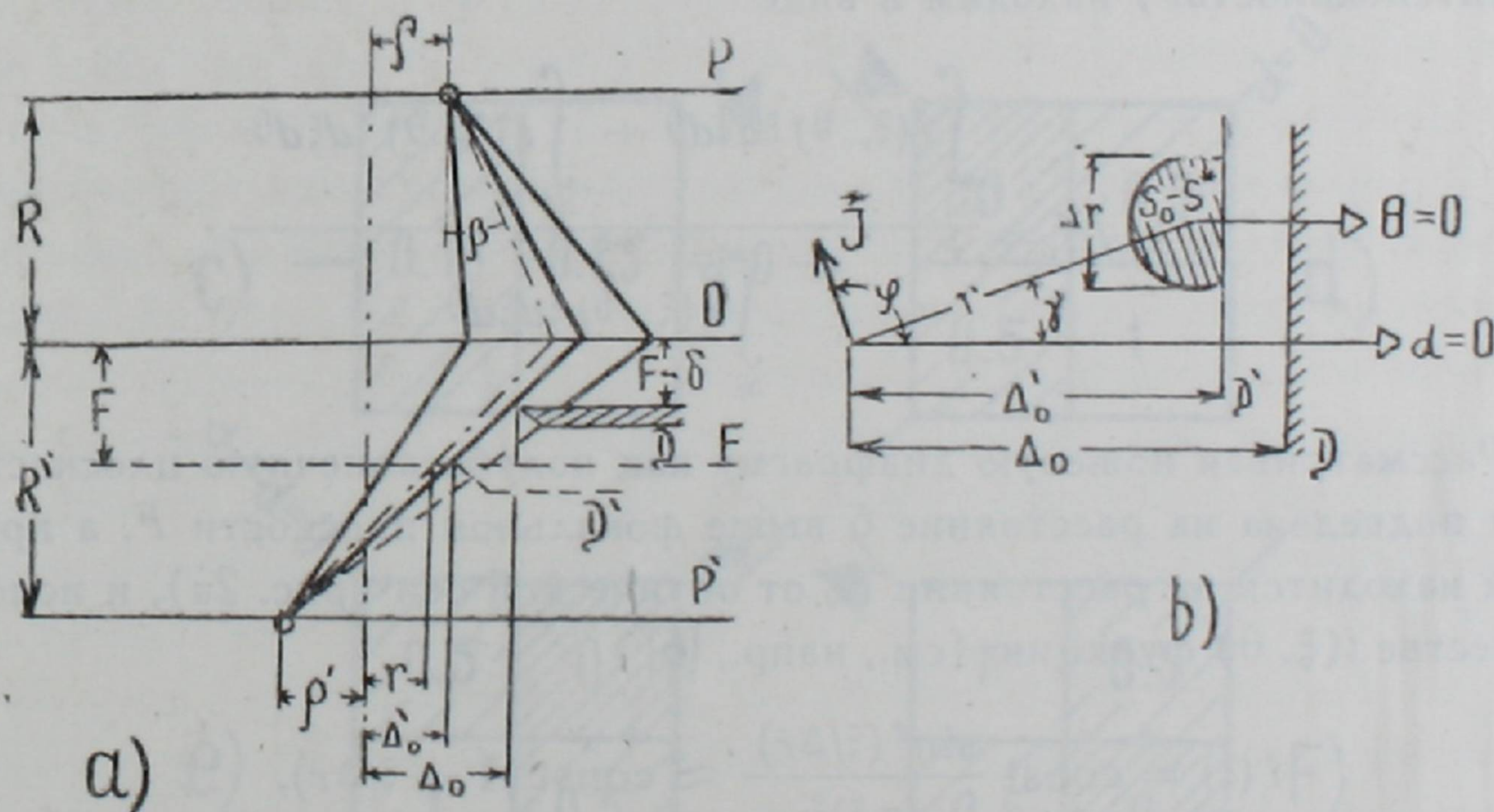


Рис. 2. К расчету контраста изображения в методе среза пучка: а — ход электронов от нижней поверхности образца до плоскости (первого) изображения, б — вид сверху на заднюю фокальную плоскость объективной линзы. P — нижняя поверхность образца, P' — плоскость изображения, O — средняя плоскость объективной линзы, F — задняя фокальная плоскость ее, $\vec{I}$ — направление вектора намагниченности в наблюдаемой области пленки.

Если электроны, проходящие от нижней поверхности образца до плоскости изображения, не задерживаются апертурной диафрагмой* или каким-либо другим препятствием, то интенсивность в точке изображения (ρ', α') равняется интенсивности в точке (ρ, α) , т. е. интенсивности I_0 , обусловленной лишь кристаллической структурой образца. Однако, если близко к оптической оси подведена ножевая заслонка, то на картину накладывается также изображение магнитной структуры, так как в этом случае ножом задерживается определенная доля электронов. При фиксированном положении заслонки доля этих электронов определяется направлением и углом наклона конуса распространения электронов, т. е. направлением и величиной намагниченности в наблюдаемой области ферромагнитной пленки. С другой стороны, для данной доменной конфигурации она определяется направлением подведения ножа и расстоянием его края от оптической оси. Очевидно, в этом случае интенсивность в точке изображения (ρ', α') определяется, кроме исходной «кристаллической интенсивности» I_0 , также долей задержанных ножом электронов, т. е. разностью

$$\int_{S_1} i(\xi, \theta) \xi d\xi d\theta - \int_{S^*} i(\xi, \theta) \xi d\xi d\theta,$$

где S^* — площадь дифракционного рефлекса, прикрытая «тенью» заслонки D' (см. рис. 2), а $i(\xi, \theta)$ — распределение электронов вокруг центра дифракционного рефлекса. Таким образом, если I — общая интенсивность в точке (ρ', α') изображения, то относительную интенсивность I/I_0 («магнитная интенсивность») находим в виде

$$I/I_0 = \frac{\int_{S_1} i(\xi, \theta) \xi d\xi d\theta - \int_{S^*} i(\xi, \theta) \xi d\xi d\theta}{\int_{S_0} i(\xi, \theta) \xi d\xi d\theta}. \quad (3)$$

Рассматривая ножевую диафрагму как полубесконечную плоскость, которая подведена на расстояние δ выше фокальной плоскости F , а край которой находится на расстоянии Δ_0 от оптической оси (рис. 2а), и используя в качестве $i(\xi, \theta)$ функцию (см., напр., [6])

$$i(\xi) = \text{const} \frac{\sin^2(\xi/\Delta r)}{(\pi \xi)^2} \approx \text{const} (1 - \xi/\Delta r), \quad (4)$$

$$0 \leq \xi/\Delta r \leq 1,$$

после интегрирования (3) и последующей линейной аппроксимации результата получаем

* Задержка пучка нулевого порядка исключена при обычном сцентрированном положении апертурной диафрагмы, так как для обычных ферромагнитных пленок β составляет лишь $\sim 10^{-4}$ рад.

$$I/I_0 = \begin{cases} 1 & \text{при } \Delta'_0 > r \cos \gamma + \Delta r \\ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{\Delta'_0}{\Delta r} - \frac{1}{2} \frac{r}{\Delta r} \cos \gamma & \text{в промежуточной области} \\ 0 & \text{при } \Delta'_0 < r \cos \gamma - \Delta r. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь Δ'_0 — расстояние «тени» D' края заслонки D на фокальной плоскости F от оптической оси (рис. 2), для которого из простых геометрических соображений следует выражение

$$\Delta'_0 = \frac{M_0}{1 + \kappa} r \cos \alpha + \frac{\kappa}{1 + \kappa} \Delta_0 \quad \left(\kappa = \frac{M_0^2}{M_0 + 1} \frac{R}{\delta} \right), \quad (6)$$

причем, для определенности, ножевая полубесконечная плоскость подведена таким образом, что внутренняя нормаль к ее краю совпадает с осью $\alpha = 0$.

В качестве примера на рис. 3с—f приведены рассчитанные изображения модельной конфигурации типа шахматной доски, рис. 3b (стрелками

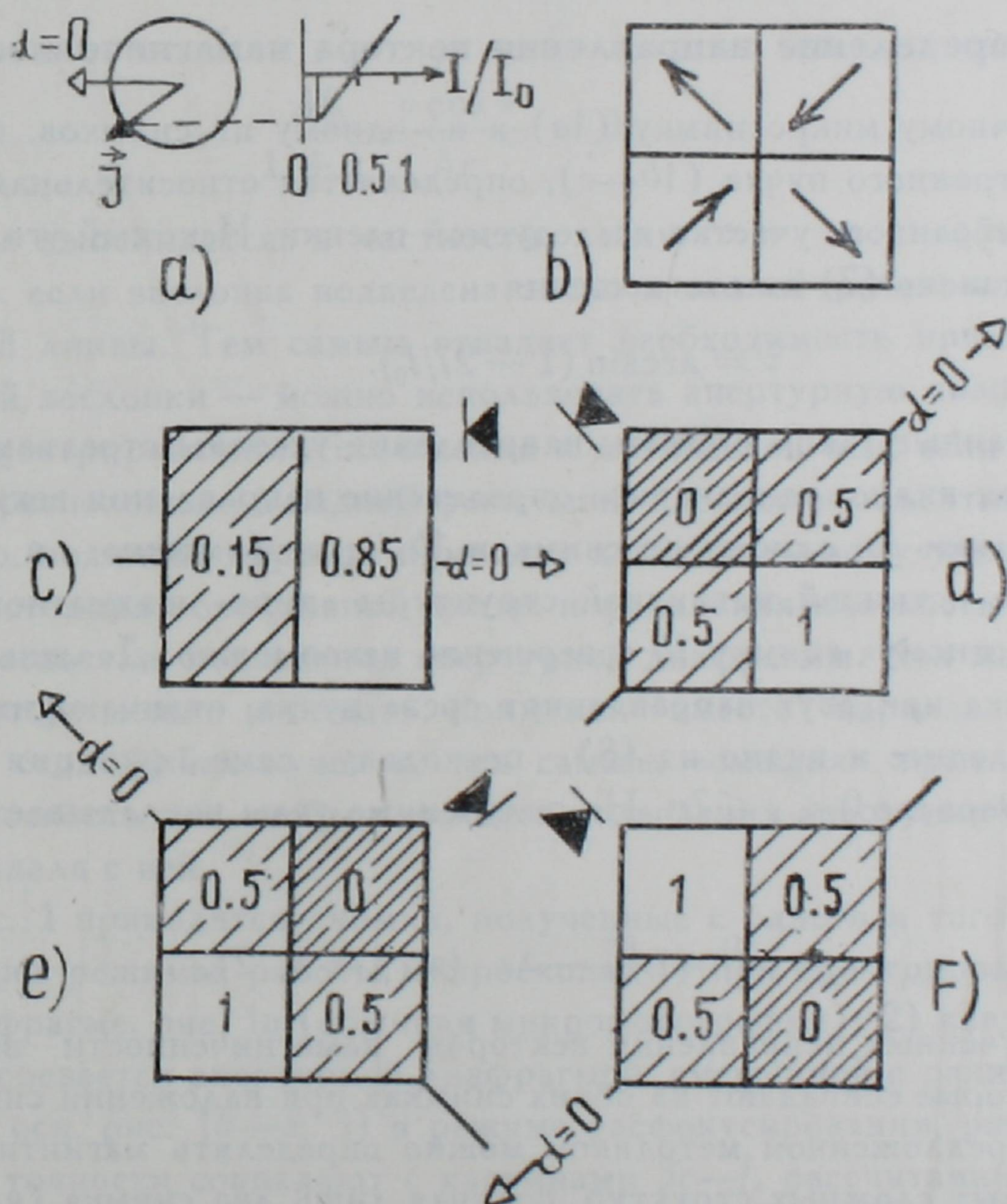


Рис. 3. Контраст изображения в методе среза пучка: а — графическое изображение соотношения (7), б — модельная магнитная структура типа шахматной доски, с—f — ее изображения при подведении ножевой диафрагмы с разных сторон (причем $\delta, \Delta_0 = 0$). Сплошными стрелками указано направление среза, цифрами обозначены величины относительной интенсивности I/I_0 в данной области.

указано направление вектора намагниченности в доменах). Разным картинам соответствуют разные направления подведения ножевой заслонки. Относительная интенсивность рассчитана согласно (5) для случая $r \approx \Delta r^*$, т. е. с помощью выражения

$$I/I_0 = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \gamma = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sin \varphi, \quad (7)$$

графически изображенного на рис. 3а. Здесь φ — направление вектора намагниченности в данном домене относительно внутренней нормали к краю ножа $\alpha=0$ (см. рис. 2b), а $\gamma=\varphi-\pi/2$ — соответствующее направление силы Лоренца. Как видно, в разных случаях подведения ножевой заслонки могут проявляться «двухконтрастные» (рис. 3с), «трехконтрастные» (рис. 3d—f) и, в наиболее общем случае, «четыреконтрастные» картины. Интересная особенность состоит в том, что общая контрастность «двухконтрастных» картин ($0,85-0,15=0,7$) меньше, чем на «трехконтрастных» картинах ($1,0-0=1,0$).

3. Определение направления вектора намагниченности

По обычному микроснимку (1a) и по одному из снимков, полученных срезом электронного пучка (1b—e), определяется относительная интенсивность I/I_0 выбранного участка исследуемой пленки. Искомый угол φ рассчитывается согласно (7) из соотношения

$$\varphi = \arcsin(1 - 2I/I_0). \quad (8)$$

Рассчитанные таким образом направления указаны стрелками на снимках 1b, с. Как видно, однозначное определение направления вектора намагниченности лишь по одному из снимков 1b—с невозможно: в частности, установление истинной магнитной структуры типа шахматной доски по «двухконтрастному» снимку 1b совершенно невозможно. Должны быть сняты два снимка при двух направлениях среза пучка, отличающихся на угол $\Delta\varphi=\pi$. Последнее и видно из (8), поскольку сама функция $\sin$ двузначна в интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. На полученные углы накладывается очевидное условие

$$\varphi \equiv \varphi_{\alpha}^{(1)} = \varphi_{\beta}^{(2)} - \Delta\varphi \quad (\alpha, \beta = 1, 2), \quad (9)$$

т. е. из полученных направлений векторов намагниченности выбираются лишь те, которые совпадают на обоих снимках при наложении снимков друг на друга. Предложенной методикой можно определять магнитную конфигурацию самых сложных структур, получая лишь два снимка (кроме обычного микроснимка), что и является главным преимуществом данного метода по сравнению с другими (см., напр., [4]).

* Такое приближение естественно, так как для обычно рассматриваемых пленок размер кристаллитов $\approx 400 \text{ \AA}$, следовательно, при $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ $\lambda/w \approx \beta$.

4. Наблюдение магнитной структуры методом среза пучка в электронном микроскопе

В электронном микроскопе исследовались ферромагнитные пленки железа, полученные методом вакуумного эпитаксиального осаждения на сколе каменной соли, которые обладают сложной магнитной структурой типа шахматной доски (см. рис. 3b). Исследования проводились на микроскопе типа JEM-100U, который снабжен держателем образца, позволяющим поднимать образец до 1 см выше своего нормального положения. Подобный режим наблюдения ферромагнитных пленок диктуется тем, что из-за малого лоренцова угла β при обычном фокусном расстоянии $f \leq 3$ мм отход электронного пучка $r = \beta \cdot f$ от оптической оси недостаточен для разрешения магнитной структуры.

Так как в (5) входит параметр Δ'_0 , зависящий, согласно (6), от координат ρ и α , контраст изображения зависит не только от магнитной конфигурации, но и от местонахождения домена относительно оптической оси микроскопа. Чтобы избежать этого, целесообразно работать в режиме, для которого

$$\frac{M_0}{1 + \kappa} \frac{\rho \cos \alpha}{\Delta r} \rightarrow 0. \quad (10)$$

Это условие выполняется, в частности, если $\kappa \rightarrow \infty$ и, следовательно, $\delta \rightarrow 0$, т. е. если заслонка подведена точно к задней фокальной плоскости объективной линзы. Тем самым отпадает необходимость применения особой ножевой заслонки — можно использовать апертурную диафрагму, смещая ее из центрированного положения к оптической оси, если апертурная диафрагма расположена в задней фокальной плоскости объективной линзы.

Однако, поднятие образца приводит к значительному увеличению фокусного расстояния объективной линзы и фокальная плоскость уже не совпадает с плоскостью подведения апертурной диафрагмы. Как можно видеть из рис. 4, этого можно избежать, применяя вместо параллельного пучка электронов сходящийся пучок и, тем самым, «смещая» эффективную фокальную плоскость так, чтобы плоскость подведения апертурной диафрагмы снова совпадала с ней.

На рис. 1 приводятся снимки, полученные с одного и того же участка пленки в трех режимах работы микроскопа: 1) при сцентрированной апертурной диафрагме, рис. 1a (обычная микрофотография); 2) когда электронный пучок срезается апертурной диафрагмой, смещенной с разных сторон к оптической оси, рис. 1b—e; 3) в режиме расфокусирования, рис. 1f. Снимки 1b—e в точности совпадают с картинами 3c—f, рассчитанными для модельной структуры 3b. Наблюдается также предсказанное отличие в общей контрастности между «двухконтрастным» и «трехконтрастным» снимками.

В заключение отметим, что рис. 1 отчетливо демонстрирует преимущество снимков, полученных методом среза, перед снимками, полученными методом расфокусирования: в то время, как на снимке 1f проявляются лишь доменные стенки и рябь намагниченности, снимки 1b—e содержат да-

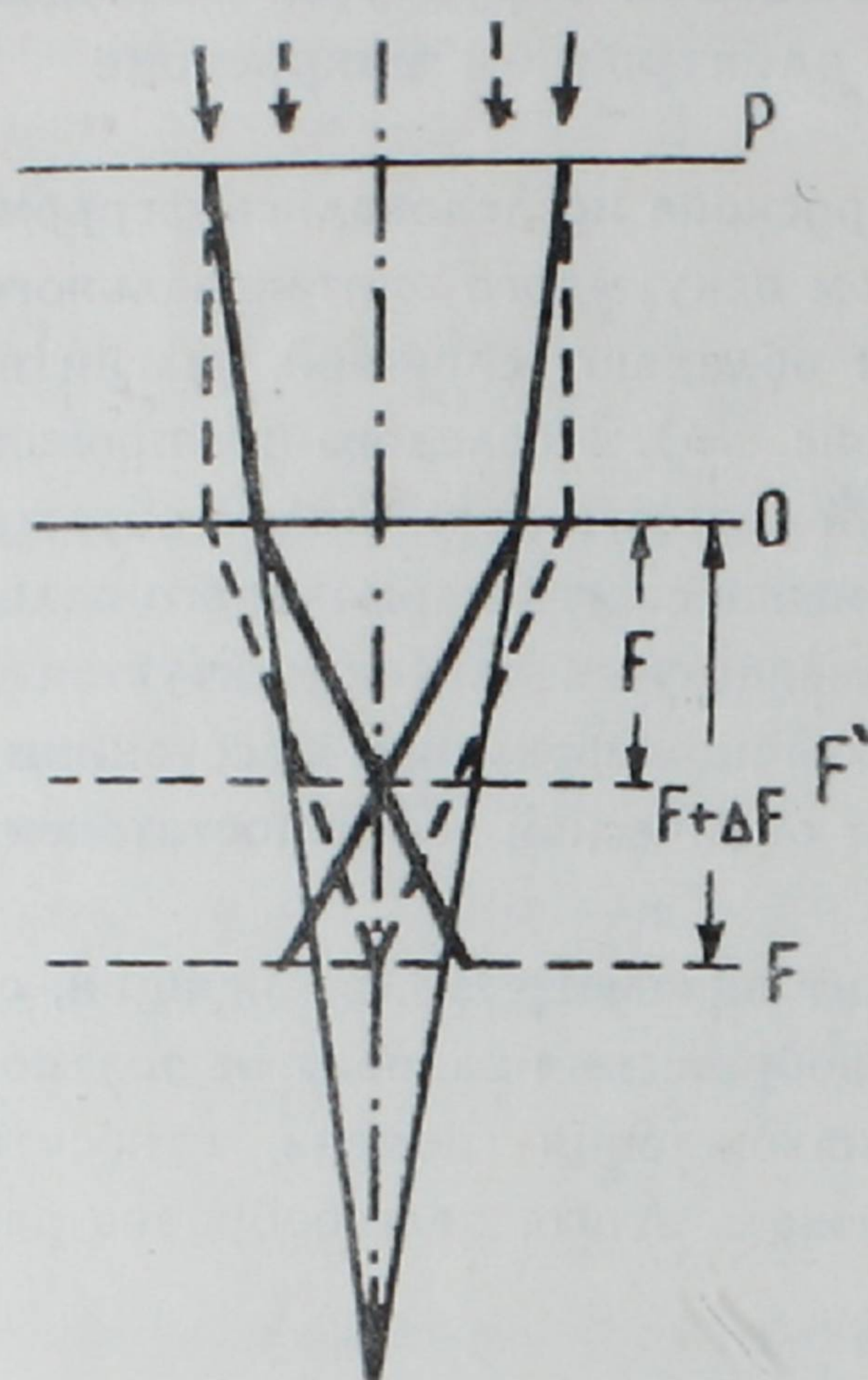


Рис. 4. «Смещение» задней фокальной плоскости объективной линзы при использовании сходящегося электронного пучка. Пунктирные линии соответствуют параллельному пучку электронов, сплошные—сходящемуся.

же самые мелкие кристаллические включения, которые видны на обычном микроснимке (рис. 1а). Благодаря этому метод среза электронного пучка становится предпочтительным в таких исследованиях, где имеется необходимость одновременного изучения кристаллической и магнитной структур тонких ферромагнитных пленок.

Ереванский государственный университет

Поступила 12.X.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. W. Fuller, M. E. Hale. J. Appl. Phys., 31, 238 (1960).
2. H. W. Fuller, M. E. Hale. J. Appl. Phys., 31, 1699 (1960).
3. H. Boersch, H. Reith. Paper 16 Meeting of the German [Electron Microscope Society, Freiburg, October 21, 1959.
4. D. H. Warrington et al. Phil. Mag., 1, 1783 (1962).
5. P. J. Grundly, R. S. Tebble. Adv. Phys., 17, 153 (1968).
6. P. B. Hirsch et al. Electron Microscopy of Thin Kristalls, London, 1965.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՄԻԿՐՈՍԿՈՊՈՒՄ ՓՈԻՆԶԸ ԿՏՐԵԼՈՒ ՄԵԹՈԴՈՎ
ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ ԴԻՏԵԼՈՒ ՄԱՍԻՆ

ՅԱ. Մ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Մ. Ա. ԶԱԼԱԲՅԱՆ, Դ. ՊԵՏՈՒԳ, Թ. Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում առաջարկված է բարակ ֆերոմագնիսական թաղանթների դոմեններում մագնիսացման վեկտորի ուղղությունները գտնելու մեթոդ, որը հիմնված է էլեկտրոնային փունչը

կտրելու մեթոդով ստացված դոմենային կառուցվածքի պատկերի կոնտրաստի հաշվարկի վրա: Ցույց է տրված, որ բարդ մագնիսական կառուցվածքի դեպքում մագնիսացման վեկտորի ուղղությունները գտնելու համար բավական է միայն ունենալ երկու նկար, որոնք ստացված են երկու տարբեր ուղղություններով էլեկտրոնային փունչը կտրելու միջոցով:

ON THE ELECTRON MICROSCOPIC OBSERVATION OF MAGNETIC STRUCTURE BY MEANS OF IN-FOCUS METHOD

Ya. M. POGOSYAN, M. A. CHALABYAN, D. PETZOLD, T. A. POGOSYAN

A method of the obtaining the directions of the magnetization vector in domains of thin ferromagnetic films is suggested. It is based on the calculation of the contrast of a domain-structure pattern obtained by means of in-focus method. It is shown that in the case of complex magnetic structure two patterns in two different directions are sufficient to find the direction of the vector.

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ ФОСФИДА ИНДИЯ И АРСЕНИДА ИНДИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Н. П. КЕКЕЛИДЗЕ, Г. П. КЕКЕЛИДЗЕ, Г. Н. ЕРИЦЯН, К. О. ОВЧАРЕНКО,
Т. М. ГОГАШВИЛИ, Р. А. МЕЛКОНЯН, Н. Е. ГРИГОРЯН

Кристаллы InP и InAs n -типа проводимости были облучены быстрыми электронами с энергией 50 Мэв и дозой до $\Phi = 6 \cdot 10^{17}$ эл/см². До и после облучения исследовано инфракрасное поглощение вблизи края, на свободных носителях и на колебаниях решетки.

Исследование радиационных явлений в полупроводниковых кристаллах InP и InAs представляет большой научный интерес в силу их исключительно важных физических свойств и широкой возможности создания на их базе высокоэффективных электронных приборов.

Исследуемые кристаллы были получены с помощью горизонтальной зонной плавки. После выполнения соответствующих обработок и измерений кристаллы облучались на инжекторе кольцевого ускорителя Ереванского физического института быстрыми электронами с энергией 50 Мэв и дозой до $6 \cdot 10^{17}$ эл/см². При облучении температура образцов поддерживалась близкой к комнатной.

Исследованные кристаллы были электронного типа проводимости и имели исходную концентрацию носителей тока ($2 \cdot 10^{16}$ — $3 \cdot 10^{18}$) см⁻³ в InAs и ($1,1 \cdot 10^{16}$ — $1,6 \cdot 10^{17}$) см⁻³ в InP . Изучение оптических свойств до и после облучения проводилось при температурах $T = 300, 80$ и 15°K . Спектры пропускания снимались на установках ИКС-14, «Перкин-Элмер» 457 и UR-10 в интервале длин волн 0,8—40 мкм. По измеренным значениям пропускания на ЭВМ Проминь-2 определялась величина коэффициента поглощения K .

Облученные кристаллы отжигались в кварцевых ампулах, которые откачивались до 10^{-4} мм рт. ст. с последующей закалкой в воде со льдом. Отжиг образцов проводился при температурах 200 и 500°C в течение $t = 0,5, 1$ и 3 час и с добавлением мышьяка для кристалла арсенида индия. Исследовалось оптическое поглощение в области края, поглощение на свободных носителях и на колебаниях решетки.

Облучение быстрыми электронами вызывает увеличение поглощения в области, примыкающей к длинноволновому краю полосы фундаментального поглощения, рис. 1 и 2 («хвосты» поглощения). С увеличением дозы величина этого поглощения растет, форма края приобретает менее крутой характер, но сам край, в отличие от ранее исследованного нейтронного облучения [1], сохраняет наблюдаемый экспоненциальный характер типа Урбаха [2] в зависимости коэффициента поглощения от энергии фотона

$$K = K_0 e^{\left(\frac{h\nu - E_g}{E_s} \right)}, \quad (1)$$

где $E_0 = \frac{kT}{\sigma}$, σ — величина, зависящая от параметров материала и температуры.

В работе [3] был предложен механизм, объясняющий «аномальную» частотную зависимость коэффициента поглощения [1]. Было отмечено, что наблюдаемое явление является результатом проявления двух процессов: взаимодействия носителей с продольными оптическими фононами и появления хвостов плотности состояний в запрещенной зоне в результате флуктуаций заряженных примесей. В работе [1] было высказано предположение, что радиационные дефекты действуют аналогичным образом. Как известно, облучение высокоэнергетичными частицами создает в решетке точечные дефекты, их скопления или большие разупорядоченные области. Заметим, что как показано в работах [1, 4], в кристаллах InP радиация рождает разупорядоченные области, а в InAs — дефекты точечного типа. Точечные дефекты играют роль заряженных примесей, а разупорядоченные области окружены слоем объемного заряда [5]. Эти дефекты могут вызвать локальные изменения потенциала, что, в конечном счете, приводит к образованию хвостов плотности состояний. Эта модель, выдвинутая для случая нейтронного облучения [1], хорошо объясняет также результаты экспериментов с быстрыми электронами. Из рис. 1 видно, что облучение кристаллов InP значительными дозами приводит к смещению кривой поглощения в длинноволновую область, т. е. имеет место поглощение при энергиях, значительно меньших ширины запрещенной полосы материала — E_g . Такая же картина наблюдается и для InAs. Однако в этом случае ситуация несколько осложняется из-за наличия эффекта Бурштейна, вызывающего сдвиг в обратную сторону. Появление эффекта Бурштейна, в свою очередь, есть результат значительного увеличения концентрации носителей при облучении быстрыми электронами [4].

Среднюю величину глубины хвоста характеризует значение E_0 (см. (1)). В таблице приведены некоторые типичные экспериментальные значения E_0 . До облучения при комнатной температуре для InAs $E_0 = 8-10$ Мэв, что целиком вызвано фононным уширением. Расчеты по теории указанного взаимодействия [6] дают $E_0 = 8$ Мэв. При увеличении дозы облучения E_0 растет для InAs до 27 Мэв, а для InP от 18,5 до 54 Мэв. Величину E_0 , связанную с «радиационными хвостами», можно оценить на основе теории Эфроса и Шкловского [7].

Большее значение E_0 для фосфида индия вызвано тем, что из-за малой массы атома фосфора (масса атома As более чем в два раза превосходит массу атома P) радиация вызывает более сильное разрушение в решетке InP. Большое исходное значение E_0 в InP есть следствие большего значения величины плотности продольных оптических фононов и большей концентрации примесей по сравнению с InAs.

Измерения, проведенные при низких температурах, показывают, что с понижением температуры E_0 падает в InAs до 10 Мэв при $T = 15^\circ\text{K}$, что вызвано исчезновением фононного взаимодействия.

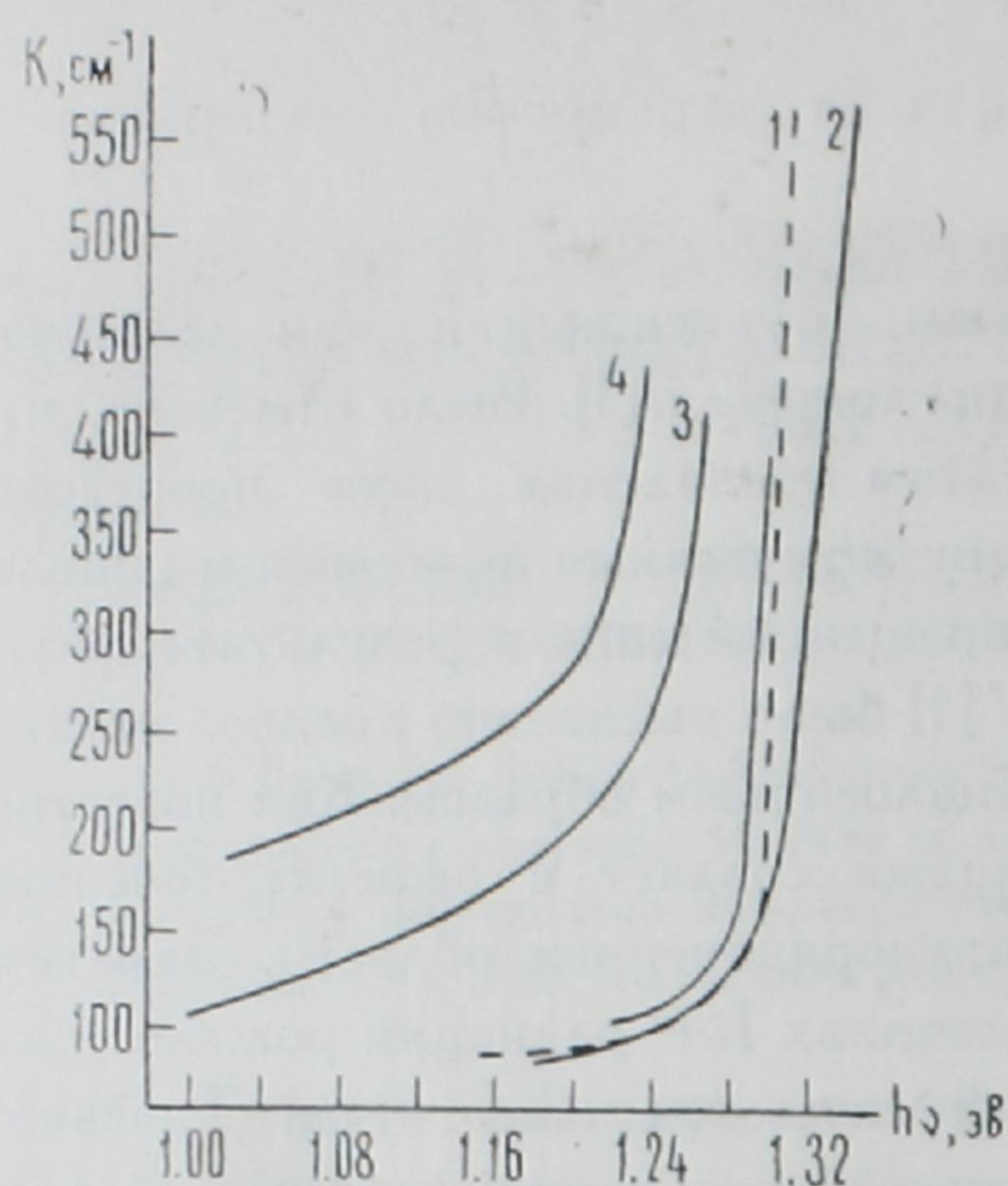


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента в InP с $n_0 = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T = 300^\circ\text{K}$: 1 — до облучения; 2 — $\Phi = 2,0 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$; 3 — $\Phi = 6,0 \cdot 10^{17} \text{ эл/см}^2$; 4 — после отжига при $T = 200^\circ\text{C}$, $t = 0,5 \text{ час}$; 5 — после отжига при $T = 500^\circ\text{C}$, $t = 1 \text{ час}$.

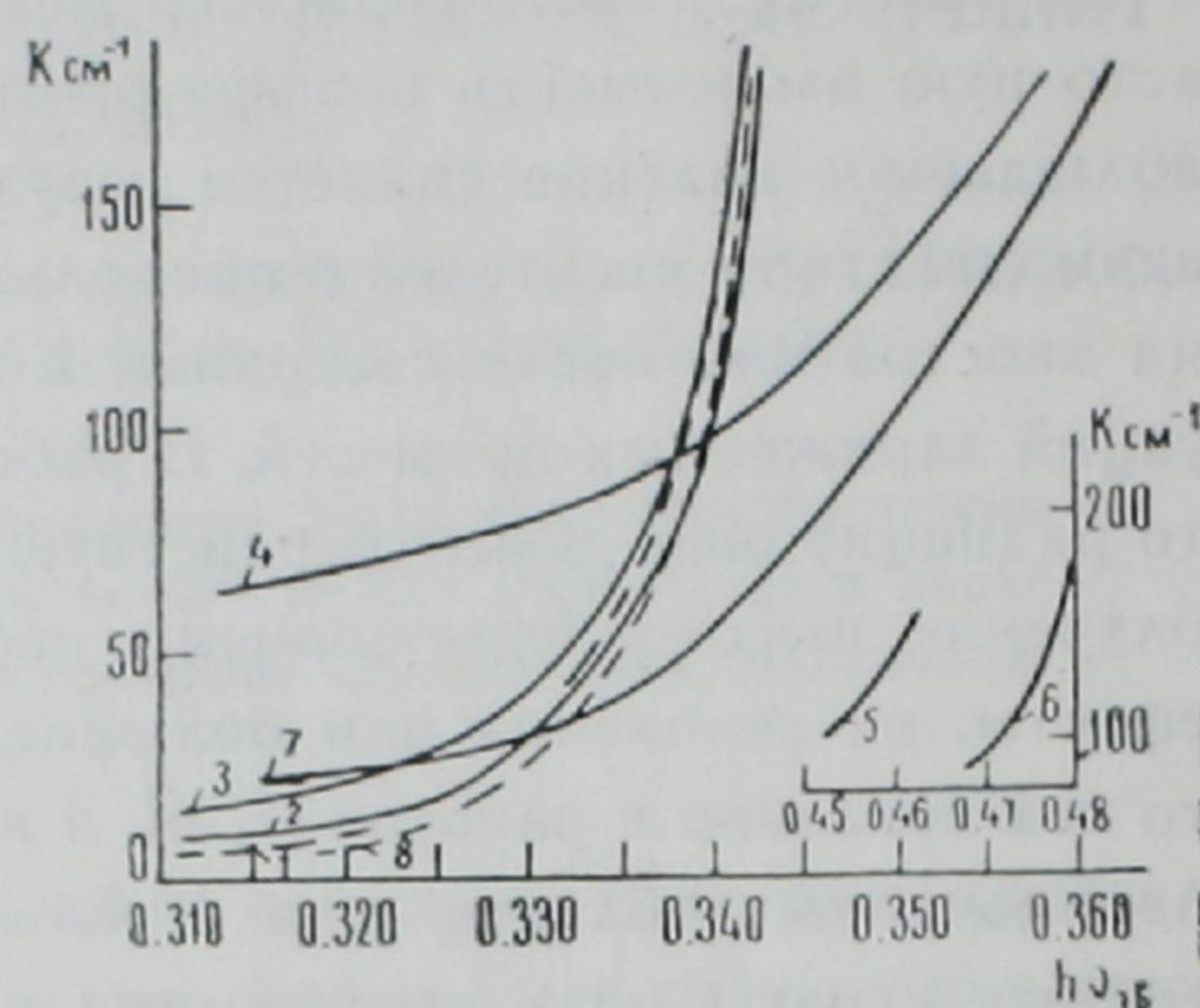


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения у края в InAs с $n_0 = 2,0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1 — до облучения; 2 — $\Phi = 2,0 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$; 3 — $\Phi = 4,5 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$; 4, 5, 6 — при $\Phi = 6,0 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$ и соответственно при $T = 300, 80$ и 15°K ; 7 — после отжига при $T = 200^\circ\text{C}$, $t = 0,5 \text{ час}$; 8 — после отжига при $T = 500^\circ\text{C}$, $t = 3 \text{ час}$.

Таблица

Зависимость значения E_0 от дозы облучения и режима отжига кристаллов InAs и InP (в единицах Мэв)

	см^{-3}	До облучения	$2 \cdot 10^{16}$ эл/см ²	$4,5 \cdot 10^{16}$ эл/см ²	$1 \cdot 10^{17}$ эл/см ²	$6 \cdot 10^{17}$ эл/см ²	Отжиг 200°C	Отжиг 500°C
InAs	$2 \cdot 10^{16}$	8,0	9,0	10,0	13,5	27,0	17,0	8,0
InAs	$1,73 \cdot 10^{17}$	8,4						9,0
InAs	$5,6 \cdot 10^{17}$	8,0	9,0	11,0		19,0		
InP	$1,1 \cdot 10^{16}$	18,5	30,0			54,0	75,0	19,0

Как видно из таблицы, высокотемпературный отжиг, выполненный при 500°C , приводит к восстановлению величины E_0 . Практически к исходному значению возвращаются и кривые поглощения в области края (рис. 1 и 2). При температуре 200°C осуществляется переходный процесс, направленный в этой стадии в сторону дальнейшего развития процесса.

Изучалось также поглощение на свободных носителях. Показано, что как до, так и после облучения коэффициент оптического поглощения на электронах описывается степенной зависимостью типа

$$K = a\lambda^p.$$

В кристаллах InAs с низкой концентрацией электронов p увеличивается с ростом потока электронов, а при $n > 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ — уменьшается. Это вызвано изменением характера рассеяния носителей и переходом к классическому случаю Друде-Лоренца [8].

Изучение комбинационного поглощения и решеточных спектров отражения показало, что облучение быстрыми электронами указанной дозой не вносит ощутимых изменений в динамику кристаллической решетки. На рис. 3 показаны спектры пропускания чистого InAs с концентрацией

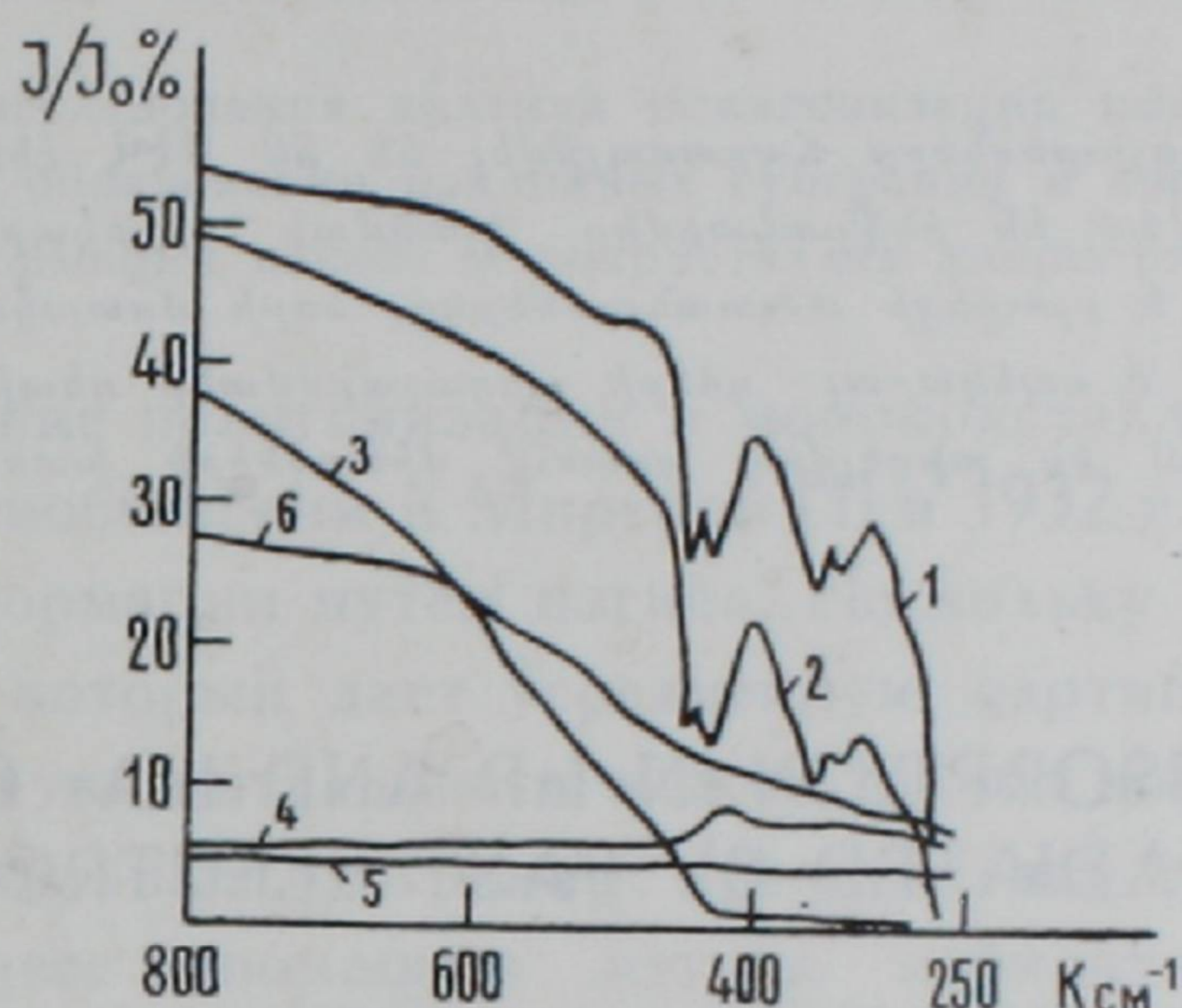


Рис. 3. Комбинационное поглощение в InAs с $n_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$: 1—до облучения; 2— $\Phi = 2 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$; 3— $\Phi = 4,5 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$; 4— $\Phi = 6 \cdot 10^{17} \text{ эл/см}^2$; 5 — после отжига при $T = 200^\circ\text{C}$, $t = 0,5 \text{ час}$; 6 — после отжига при $T = 500^\circ\text{C}$, $t = 3 \text{ час}$.

$n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Наблюдаемые пики комбинационного поглощения на колебаниях решетки постепенно исчезают с ростом интегрального потока. Отжиг при режиме $T = 500^\circ\text{C}$ и $t = 3 \text{ час}$ частично восстанавливает пропускание, но пики поглощения все еще не появляются. Предполагается, что полное восстановление оптического спектра в этой области произойдет при более высокой температуре.

Тбилисский государственный университет
Ереванский физический институт

Поступила 20.X.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. N. P. Kekelidze, G. P. Kekelidze. Proceedings of the International Conference Reading, 1972, paper 47, p. 387.
2. F. Urbach. Phys. Rev., 92, 1324 (1953).
3. N. P. Kekelidze, G. P. Kekelidze. Phys. Lett., 42, 129 (1972).
4. Н. П. Кекелидзе и др. Сообщения АН ГССР, 76, 333 (1974).
5. B. R. Gossiek. J. Appl. Phys., 30, 1214 (1959).
6. D. Duun. Phys. Rev., 174, 855 (1968).
7. Б. Шкловский, А. Эфрос. ФТП, 4, 305 (1970).
8. Н. П. Кекелидзе и др. Сообщения АН ГССР, 73, 1 (1974).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԻՆԴԻՈՒՄԻ ՖՈՍՖԻԴԻ ԵՎ ԱՐՍԵՆԻԴԻ
ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ
ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ն. Պ. ԿԵԿԵԼԻԶԵ, Գ. Պ. ԿԵԿԵԼԻԶԵ, Հ. Ն. ԵՐԻՏՅԱՆ, Կ. Օ. ՕՎՉԱՐԵՆԿՈ,
Թ. Մ. ԳՈԳԱՇՎԻԼԻ, Ռ. Ա. ՄԵԼԿՈՆՅԱՆ, Ն. Ե. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

n-տիպի InP և InAs բյուրեղները ճառագայթվել են 50 ՄԷՎ էներգիայով օժտված էլեկտրոններով: Ուսումնասիրված են ինֆրակարմիր կլանման սպեկտրները՝ պայմանավորված ազատ հոսանքակիրներով և բյուրեղի տատանումներով, եզրի մոտակայքում: Ցույց է տրված, որ ճառագայթումը բերում է սպեկտրալ զծերի տեղաշարժմանը դեպի երկարալիք տիրույթ: Արդյունքները բացատրվում են արգելված գոտում վիճակների խտության պոչիկների առաջացմամբ:

OPTICAL ABSORPTION IN InP AND InAs CRYSTALS
IRRADIATED BY FAST ELECTRONS

N. P. KEKELIDZE, G. P. KEKELIDZE, G. N. YERITSYAN, K. O. OVCHARENKO,
T. M. GOGASHVILI, R. A. MELKONYAN, N. E. GRIGORYAN

InP and InAs crystals were irradiated by 50 MeV electrons. The optical absorption in the edge region, in regions of electron and lattice absorption was measured.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛИГОНИЗАЦИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ХЛОРИСТОГО НАТРИЯ

З. Ф. ЗАЗЯН, О. И. МАРТЫЩЕНКО, А. А. ХАНОНКИН

С целью исследования явления полигонизации получены количественные данные об образовании наклонных субграниц в изогнутых и отоженных после деформации изгиба монокристаллах хлористого натрия.

Впервые явление полигонизации в монокристаллах каменной соли было обнаружено Конобеевским и Мирером [1] в 1932 г. при отжиге этих кристаллов после деформации путем изгиба. Поскольку в [1] был использован метод лауэграмм, который дает усредненную картину процесса полигонизации и по своей чувствительности может только констатировать факт образования полигональных субграниц, представляет интерес более детально изучить этот процесс с помощью метода избирательного травления на дислокационные ямки.

В работах [2, 3] имеются экспериментальные данные по полигонизации щелочно-галогидных кристаллов. Однако ввиду особого интереса, который в последнее время проявляется к процессу полигонизации как одному из способов упрочнения, представляется целесообразным дальнейшее развитие полученных в [2, 3] результатов.

В настоящей работе использовались кристаллы, выращенные по методу Киропулоса из расплава. Все кристаллы предварительно подвергались отжигу в течение 20 часов при температуре, близкой к температуре плавления. Скорость нагревания и охлаждения, равная 0,5 град/мин, поддерживалась с помощью специального автоматического терморегулятора. Плотность дислокаций в отоженных кристаллах составляла не более $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ без учета дислокаций в границах блоков. Исследования проводились на образцах с размерами $3 \times 3 \times 20 \text{ мм}^3$, свежевывалотых по плоскостям спайности.

Для выявления дислокационной структуры был использован метод химического избирательного травления. В качестве травителя использовался насыщенный раствор PbCl_2 . Травление производилось в течение 5 мин. Для наблюдения травленных поверхностей кристаллов использовалось косое освещение. Наблюдения велись в отраженном свете на металлографическом микроскопе МИМ-7. Фигуры травления фотографировались фотоаппаратом «Зенит», насаженным на тубус микроскопа.

Свежевывалотые и протравленные образцы изгибались по методу четырехпорного изгиба. Нормальное напряжение σ_{max} , действующее на слой материала вблизи поверхности кристаллов, рассчитывалось в приближении теории упругости [4]

$$\sigma_{\text{max}} = \frac{M}{W}, \quad (1)$$

где M — действующий изгибающий момент, W — момент сопротивления площади сечения.

В данном случае

$$W = \frac{bh^2}{6}, \quad (2)$$

где b — ширина, а h — высота сечения образца.

Связь между $\sigma_{\max}$ и нагрузкой P определяется следующим соотношением:

$$\sigma_{\max} = \frac{3kP}{bh^2}, \quad (3)$$

где

$$k = \frac{s_1 - s_2}{2},$$

s_1 — расстояние между нижними опорами, s_2 — расстояние между верхними опорами.

Критическое напряжение сдвига τ в плоскости скольжения и направлении скольжения имеет наибольшую величину, когда плоскость скольжения наклонена под углом 45° к оси растяжения. Направлением скольжения для монокристаллов является направление (110) в плоскостях [110]. Для $NaCl$ как известно из [5],

$$\tau = 0,5 \sigma. \quad (4)$$

Для изучения процесса полигонизации был выбран следующий интервал напряжений ($\Gamma/\text{мм}^2$):

τ	80	100	120	140	160	180	200	240	300	400	450
σ	160	200	240	280	320	360	400	480	600	800	900

Статическое нагружение образцов в течение 10 сек производилось в специальном устройстве. После деформации образцы снова протравливались в течение 5 мин. После деформации и повторного травления образцы отжигались в лабораторной муфельной электропечи МП-2УМ при температуре 750°C в чистом сухом воздухе. Исследовались следующие режимы отжига: $T = 750^\circ\text{C}$, продолжительность — 1 час, 4 часа, 10 и 20 часов.

Во всех случаях образцы остывали медленно в печи. Затем остывшие до комнатной температуры образцы протравливались. Четкость проявления и плотность фигур травления на гранях деформированного образца находятся в определенной зависимости от действующего напряжения. Начальная плотность дислокаций, полученная при подсчете больших ямок, не превышала $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. Плотность дислокаций, возникших в результате деформации, определяемая величиной действующего напряжения, подсчитывалась по числу мелких ямок травления. При этом в данной работе основное внимание уделялось исследованию деформированных кристаллов после отжига.

На микрофотографии (рис. 1) кристалла, деформированного при $\tau = 80 \text{ Г/мм}^2$, а затем отожженного в течение 1 часа, можно видеть ряды

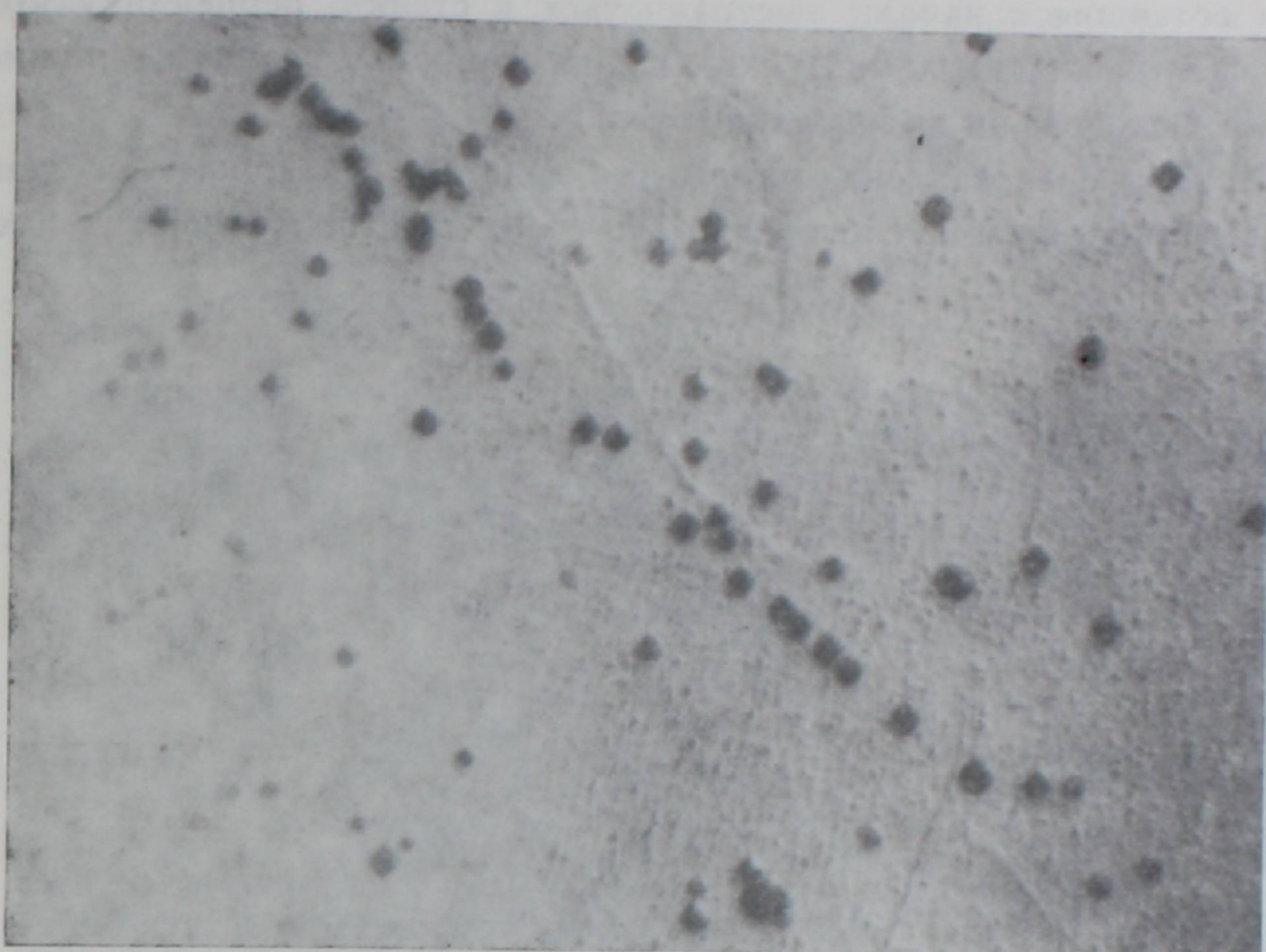


Рис. 1. Фрагмент из общей картины образования полигональных блоков (время отжига — 1 час, $\tau = 80 \text{ Г/мм}^2$).

дислокаций, расстояние между которыми в среднем равно $0,03 \text{ мм}$.

На рис. 2 показан кристалл с царапиной. В результате отжига дислокации аннигилировали или ушли на поверхность (на фотографии хорошо видны следы ушедших дислокаций — расплывшиеся ямки травления и ли-



Рис. 2. Распределение дислокаций на растянутой поверхности кристалла (время отжига — 1 час, $\tau = 80 \text{ Г/мм}^2$).

нии), а оставшиеся начали выстраиваться в стенки, перпендикулярные к ранее существовавшим линиям скольжения. В правом верхнем и нижнем левом углах фотографии видны такие стенки.

На рис. 3 представлена фотография кристалла, нагруженного так, что касательное напряжение составляло 200 Г/мм^2 , и отожженного в течение 4 часов.

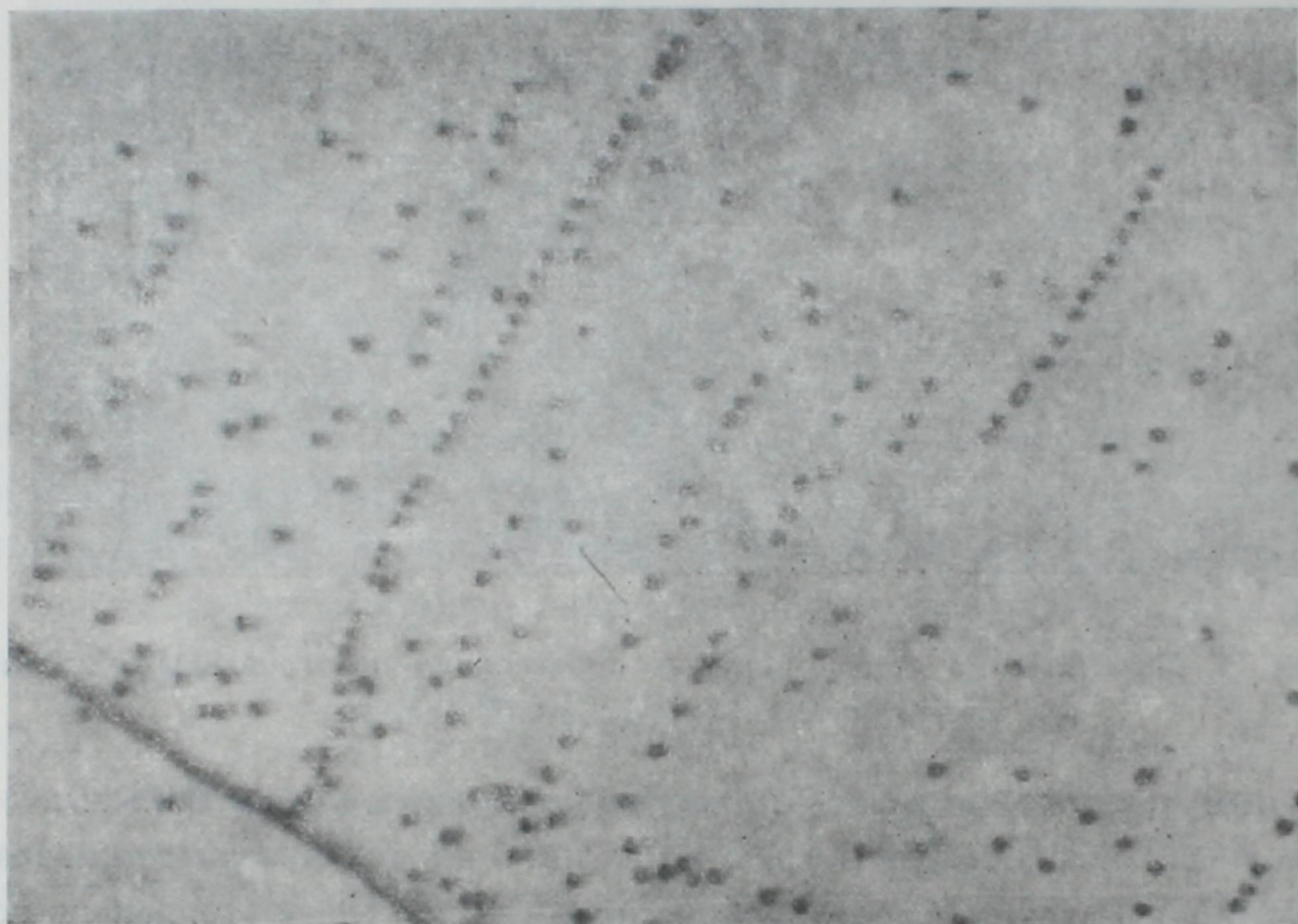


Рис. 3. Распределение дислокаций после отжига изогнутого при $\tau = 200 \text{ Г/мм}^2$ кристалла (время отжига — 4 часа).

На фотографии рис. 4 видна поверхность кристалла, подвергнутого деформации при $\tau = 400 \text{ Г/мм}^2$, когда продолжительность отжига составляла 10 часов. Расстояние между границами блоков заметно увеличилось, однако не все дислокации ушли в стенки полигонов. Остаточная плотность дислокаций равна $3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ (до отжига плотность дислокаций составляла $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$). Можно сказать, что процесс полигонизации еще не закончен.

Как показывают приведенные выше результаты опытов, заметные изменения в дислокационной картине при получении полигональных структур наступают при температуре, близкой к температуре плавления. На первых стадиях процесса происходит пространственное перераспределение, частичная аннигиляция дислокаций и разбивка кристалла на полигональные блоки. Параллельные границы полигонов, появившиеся после отжига, перпендикулярны к линиям скольжения, что согласуется с общеизвестными представлениями о процессе полигонизации [1, 2, 6—9].

Процесс перестройки дислокационных стенок неизменно сопровождается увеличением плотности дислокаций в этих стенках, т. е. сокращением расстояний между дислокациями в стенке при возрастании напряжения деформации, однако при одном и том же напряжении с увеличением времени



Рис. 4. Полигональная структура, наблюдаемая на поверхности изогнутого при $\tau=400 \text{ Г/мм}^2$, а затем отожженного кристалла (время отжига — 10 часов).

отжига расстояние между дислокациями в стенках изменяется незначительно, что и отражено в табл. 1.

Таблица 1

№	Продолжительность отжига (час)	Температура отжига ($^{\circ}\text{C}$)	Расстояние между дислокациями (мм)
1	1	750	0,009
2	4	750	0,009
3	10	750	0,006
4	12	750	0,004—0,006

С помощью рентгеновских рефлексограмм по методу Вайнштейна [10] были также измерены углы разориентировки полигональных границ. Данные, свидетельствующие о том, что полученная структура содержит малоугловые границы полигонов, приведены в табл. 2.

Таблица 2

№	l (мм)	$\text{tg } \frac{\alpha}{2}$	α (мин)
1	1	0,00638	44'
2	0,9	0,00574	40'
3	0,7	0,00447	30'
4	0,5	0,00319	20'

Если через l обозначить расстояние между максимумами на рефлексограмме, то для данной установки

$$l = \frac{2 R \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}{\sin \theta}, \quad (5)$$

где R — расстояние от кристалла до пленки, θ — угол Вульфа-Брэгга; для NaCl при использованном нами рентгеновском излучении $\theta = 20^\circ 8'$, α — угол разориентировки.

Кроме рефлексограмм были получены также лауэграммы, снятые с изогнутого кристалла до и после отжига. Лауэграммы подтвердили процесс пластической деформации и полигонизации.

Механическая устойчивость малоугловых границ наклона для металлов рассматривалась в работе [11]. Щелочно-галоидные кристаллы являются своеобразными моделями металлов. Их упрочнение фиксировалось с помощью релаксометра.

Таким образом, различными экспериментальными методами показано, что полигональные стенки являются малоугловыми границами с углом наклона менее 1° .

Ереванский политехнический институт
Одесский государственный университет

Поступила 10.X.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Konobejewski, Y. Mirer. Zs. f. Krist., 81, 69 (1932).
2. S. Amelinckx, R. Strumane. Acta Metallurgica, 8, 312 (1960).
3. Л. Г. Цинзерлинг, М. П. Шаскольская. Кристаллография, 9, 701 (1964).
4. С. П. Тимошенко. Теория упругости, ОНТИ, М., 1937.
5. Ван-Бюрен. Дефекты в кристаллах, ИЛ, М., 1962.
6. F. L. Vogel. Trans. AJME, 206, 946 (1956).
7. W. R. Hibbard, C. G. Dunn. Acta Metallurgica, 4, 306 (1956).
8. R. W. Cahn. The Journal of the Institute of Metals, 76, 121 (1949).
9. А. Х. Коттрелл. Дислокации и пластическое течение в кристаллах, Металлургиздат, М., 1958.
10. Э. Е. Вайнштейн. Светосильная аппаратура для рентгеноспектрального анализа, Изд. АН СССР, 1957.
11. Л. К. Гордиенко. Субструктурное упрочнение металлов и сплавов, Наука, М., 1973.

ՊՈԼԻԳՈՆԻԶԱՅԻԱՅԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ՔՐՈՐԻԴԻ ՄԻԱՔՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Զ. Ֆ. ԶԱԶՅԱՆ, Ի. Օ. ՄԱՐՏԻՇԶԵՆԿՈ, Ա. Ա. ԽԱՆՈՆԿԻՆ

Զորս հենարանների վրա նատրիումի քլորիդի միաբյուրեղը ճկելուց հետո բյուրեղի մեջ ստացվում է պոլիգոնալ սուբստրուկտուրա՝ ի հաշիվ նմուշի ջերմային մշակման նրա հալման ջերմաստիճանին մոտ ջերմաստիճանում:

INVESTIGATION OF POLYGONIZATION EFFECT
IN MONOCRYSTALS OF SODIUM CHLORIDE

Z. F. ZAZYAN, O. I. MARTYSCHCHENKO, A. A. KHANONKIN

Owing to the thermal treatment of a sodium chloride monocrystal at nearly the fusion temperature, a polygonal structure was obtained after flexural deformation of the crystal on four supports.

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ВСТРЕЧНО-ШТЫРЕВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

В. С. САРДАРЯН, Л. М. ТАТИКЯН

В работе рассмотрена возможность воспроизведения модулированных сигналов с помощью встречно-штыревых преобразователей, представляющих собой пару металлических гребешков, осажженных на пьезоэлектрическую подложку. Показана процедура дискретизации модулированного сигнала, на основании которой произведен расчет структуры и входного импеданса встречно-штыревого преобразователя.

В в е д е н и е

В последнее время усилился интерес конструкторов микроаппаратуры СВЧ-диапазона к упругим поверхностным волнам. Этот интерес объясняется некоторыми важными преимуществами упругих волн по сравнению с электромагнитными, что, в конечном счете, позволяет проектировать электронные устройства в микроминиатюрном исполнении. Одной из важных областей применения поверхностных волн является синтез устройств с заданными характеристиками.

В настоящей работе рассмотрена возможность воспроизведения модулированных сигналов с помощью встречно-штыревых преобразователей, проведен расчет структуры и входного импеданса встречно-штыревого преобразователя, знание которого необходимо для правильного согласования преобразователя со связанной с ним электрической цепью.

1. Воспроизведение амплитудно-модулированного сигнала

Рассмотрим возможность воспроизведения амплитудно-модулированного (АМ) сигнала, который при однотоновой модуляции частотой Ω аналитически можно записать в виде

$$u(t) = U_0(1 + m \cos \Omega t) \cos(\omega_H t + \varphi_H), \quad (1)$$

где U_0 — амплитуда несущего колебания при отсутствии модуляции, $m = \frac{\Delta U_m}{U_0}$ — глубина модуляции (ΔU_m — максимальное отклонение амплитуды АМ-колебаний относительно U_0), ω_H — круговая частота несущей (рис. 1).

Так как при АМ начальная фаза φ_H несущественна, то выражение (1) можно переписать в виде

$$u(t) = U_0(1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_H t = a(t) \cos \omega_H t. \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что для воспроизведения АМ-колебания с помощью встречно-штыревого преобразователя необходимо иметь решетку с постоянным шагом между штырями, который должен соответствовать часто-

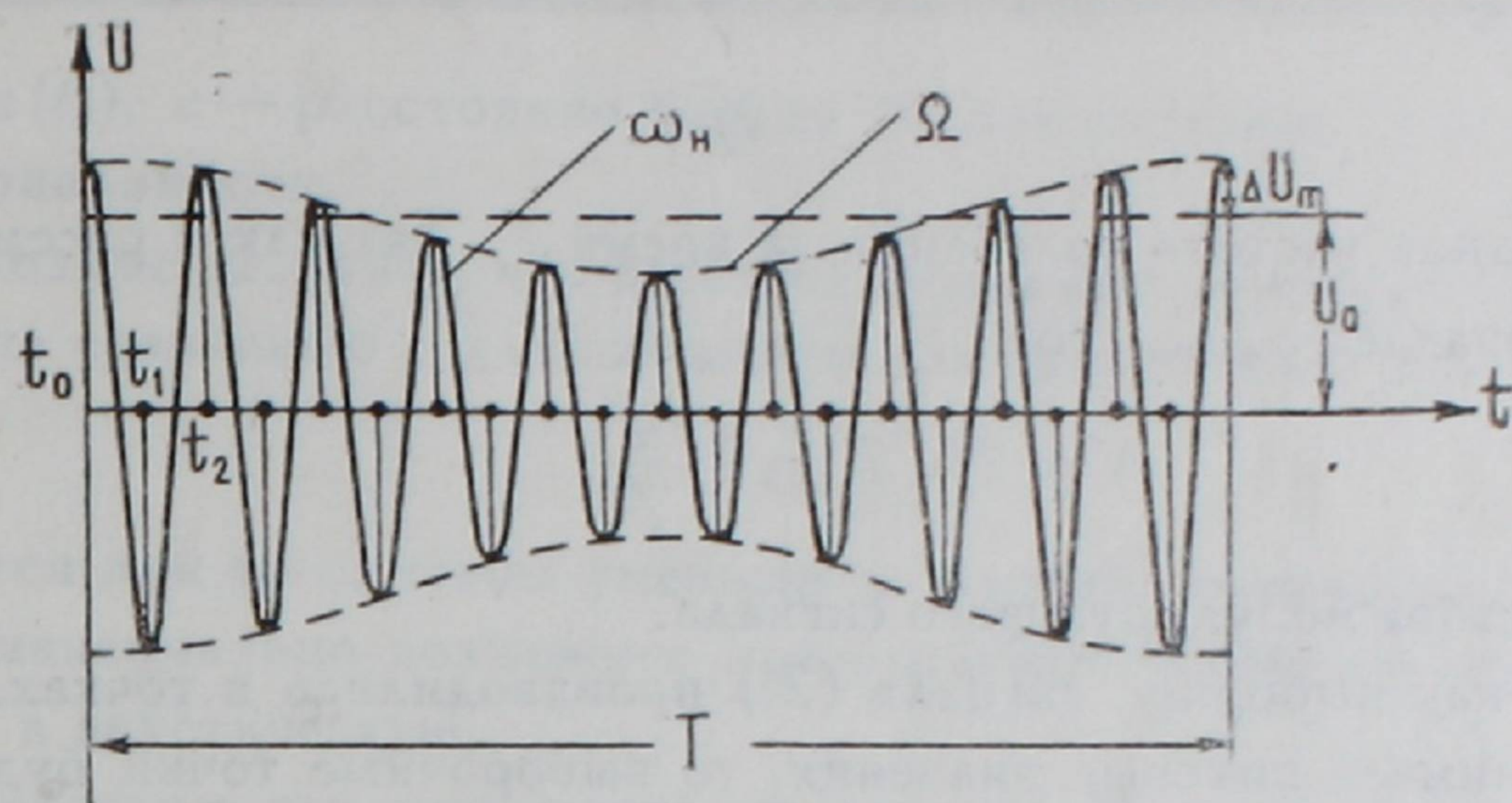


Рис. 1.

те несущей ω_H , но с переменным перекрытием штырей, которое должно соответствовать закону $a(t)$. Выходной преобразователь можно сделать широкополосным с тем же шагом и с постоянным перекрытием, равным максимальному перекрытию входного преобразователя. В этом случае выходной преобразователь будет реагировать на все возбуждения одинаково, повторяя форму и частоту волны, возбужденной со стороны входного преобразователя.

Таким образом, возбуждая входной преобразователь прямоугольными импульсами с длительностью $\tau \leq \frac{2d}{v}$ (d — расстояние между соседними штырями, v — скорость поверхностной волны) и временем повторения T , равным периоду модулирующего сигнала, на выходе устройства, показанного на рис. 2, можно получить АМ-сигнал.

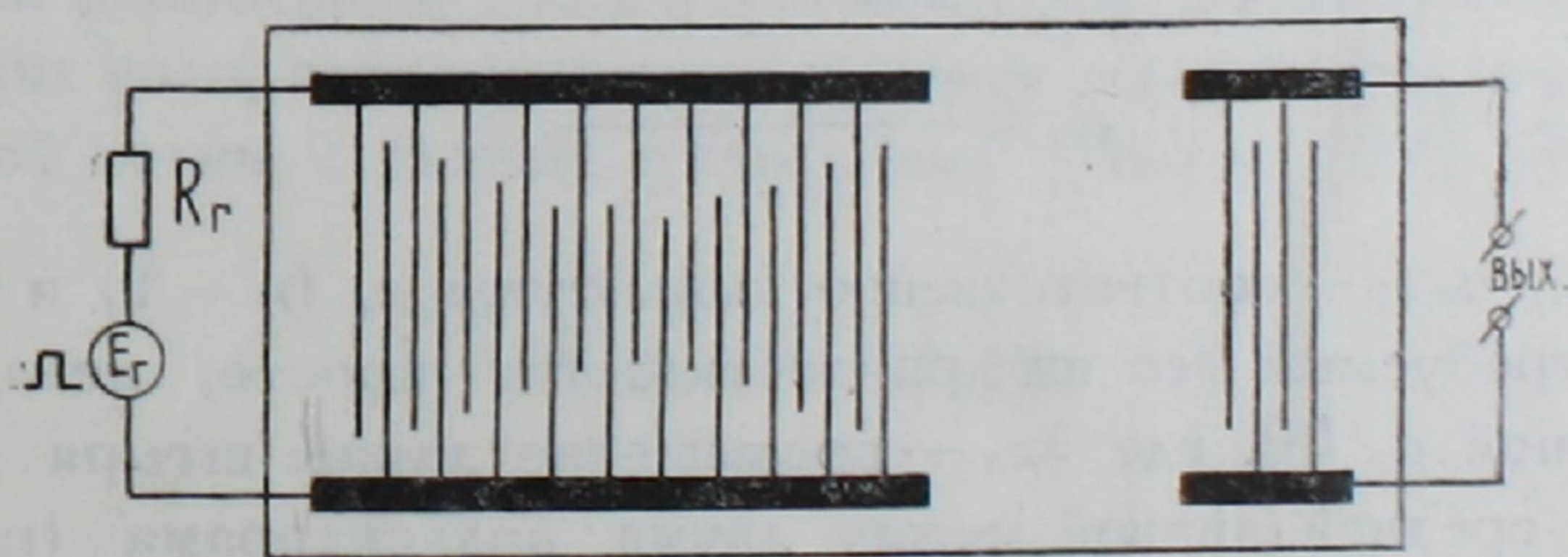


Рис. 2.

Рассчитаем основные параметры решетки входного преобразователя. Для этого рассмотрим следующий финитный сигнал:

$$u(t) = U_0 (1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_H t, \quad 0 \leq t \leq T, \quad (2')$$

$$u(t) = 0 \quad \text{при остальных } t.$$

Произведем дискретизацию данного финитного сигнала в точках, где сигнал принимает свои пиковые значения (рис. 1). После этой процедуры получим дискретный финитный сигнал. На основании метода фазовой дискретизации [1—3] будем расставлять штыри входного преобразователя в точках на кристалле, соответствующих точкам отсчета дискретного финитного сигнала.

1. Количество штырей входного преобразователя будет равно

$$N = 2\bar{f} T, \quad (3)$$

где $\bar{f}$ — средняя частота колебания за время T . Так как в рассматриваемом случае $\bar{f}$ совпадает с f_H , то

$$N = 2f_H T = 2 \frac{f_H}{F}, \quad (3')$$

где F — частота модулирующего сигнала.

2. Так как выборки сигнала (2') производились в точках, где этот сигнал принимает пиковые значения, то выборочные точки будут соответствовать временам t_n , где фаза колебания (2') пропорциональна π , т. е.

$$2\pi f_H t_n = n\pi, \quad (4)$$

откуда

$$t_n = \frac{n}{2f_H}, \quad (4')$$

где n — целое число.

3. Расстояние между соседними штырями преобразователя равно длине, пробегаемой поверхностной волной за время между соседними выборками, т. е.

$$d = v(t_n - t_{n-1}) = v \frac{1}{2f_H}. \quad (5)$$

4. Подставляя значение t_n из (4') в $a(t)$, определяемое из (2), можно рассчитать амплитуды выборок в точках соответствующих штырей.

5. Если сигнал (2) такой, что удовлетворяется равенство

$$a_n \approx \frac{a_{n-1} + a_{n+1}}{2}, \quad (6)$$

где a_n , a_{n-1} , a_{n+1} — соответственно амплитуды n , $(n-1)$ и $(n+1)$ выборок, то требуемый вес штыря достигается просто, делая Δz_n пропорциональной a_n [3], где Δz_n — превышение длины штыря преобразователя над средней линией между двумя коллекторами (рис. 3). Таким образом, длину штыря необходимо выбрать равной

$$z_n = \frac{z}{2} + \gamma a_n, \quad (7)$$

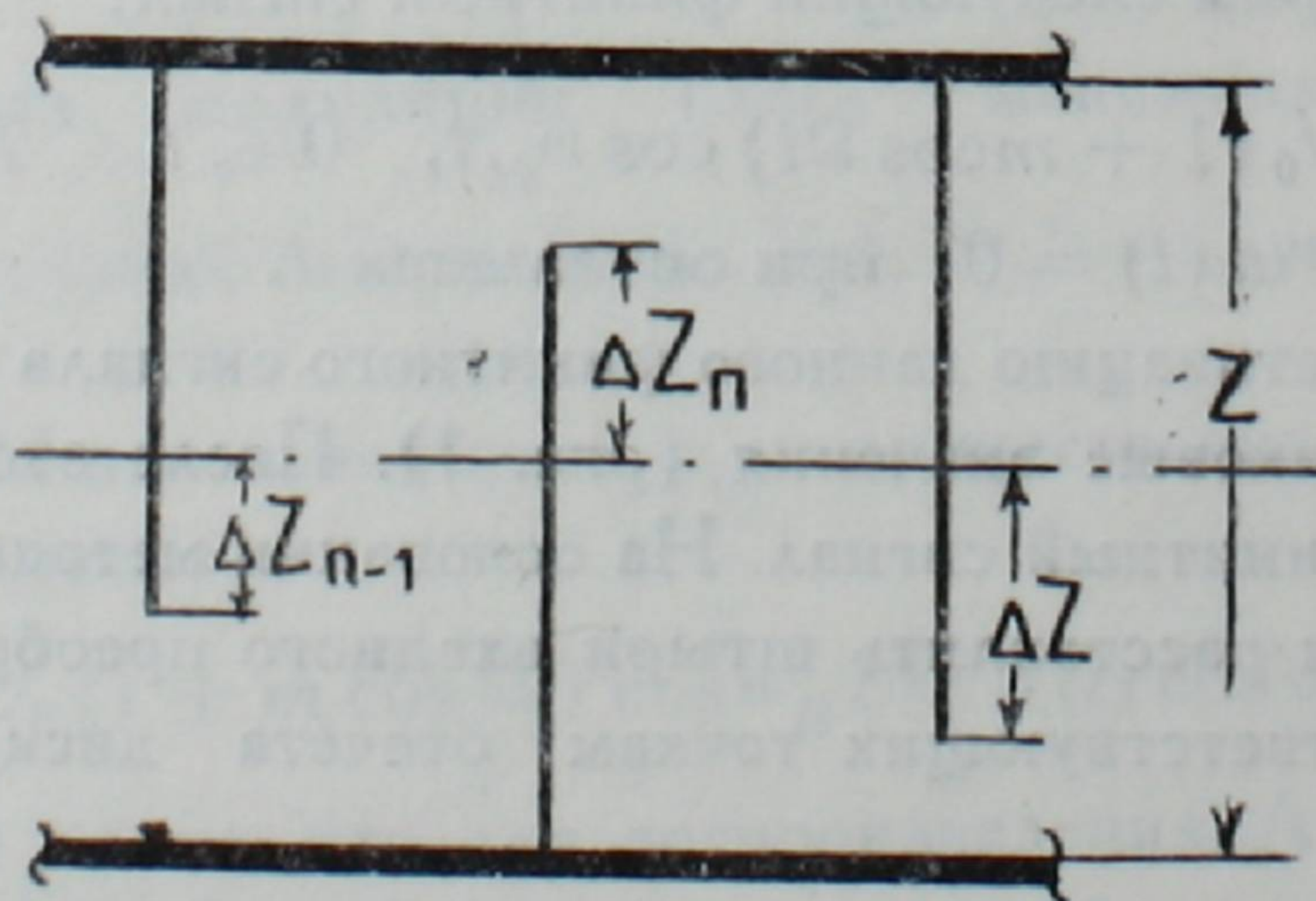


Рис. 3.

где $a_n = a(t_n)$, z — расстояние между коллекторами, γ — коэффициент пропорциональности.

Необходимо заметить, что расстояние между коллекторами выбирается большим по сравнению с длиной волны ультразвуковых колебаний

$$z \gg v/f_H. \quad (8)$$

Это делается для того, чтобы уменьшить влияние дифракции на штырях и получить максимально возможное преобразование энергии электромагнитной волны в акустическую.

6. Определим входную проводимость встречно-штыревого преобразователя, для чего входной преобразователь изобразим посредством эквивалентной схемы рис. 4, где C_0 — статическая емкость преобразователя, B_a —

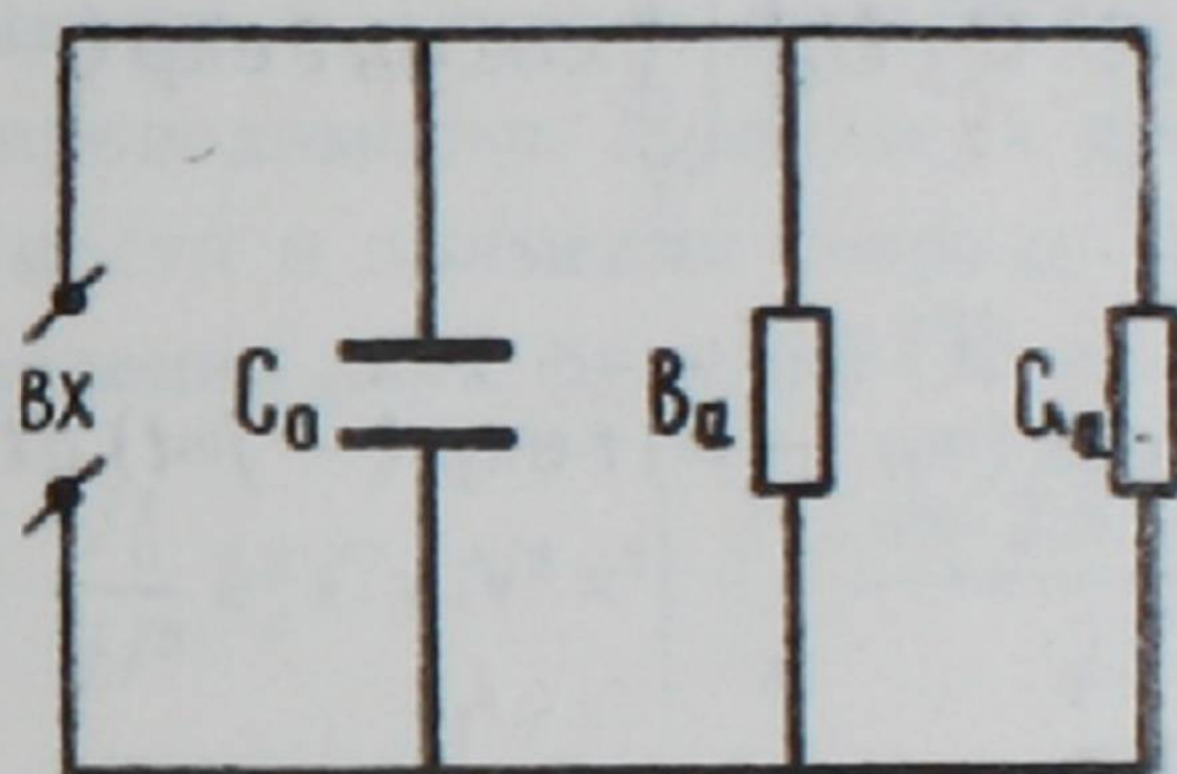


Рис. 4.

реактивная проводимость излучения, G_a — активная проводимость излучения. Мощность генератора, подаваемая на вход преобразователя, при пренебрежении джоулевыми потерями и потерями, связанными с излучением нерелеевских волн, полностью преобразуется в акустическую мощность поверхностной волны с данным импульсным откликом $h(t)$. Эта мощность равна

$$P(\omega) = 2 |H(\omega)|^2, \quad (9)$$

где

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(-j\omega t) dt$$

есть экспоненциальное преобразование Фурье.

В то же время входная мощность при возбуждении преобразователя импульсом напряжения U равна

$$P(\omega) = U^2 G_a(\omega). \quad (10)$$

Приравнявая выражения (9) и (10), получим

$$G_a(\omega) = \frac{2 |H(\omega)|^2}{U^2}. \quad (11)$$

Для расчета входного импеданса преобразователя представим импульсный отклик входного преобразователя в виде [4]

$$\begin{aligned}
 h(t) &= 4 f_H^{3/2} k_c \sqrt{C_s} u(t) = \\
 &= 4 f_H^{3/2} k_c \sqrt{C_s} U_0 (1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_H t \quad \text{при } 0 \leq t \leq T, \\
 h(t) &= 0 \quad \text{при остальных } t,
 \end{aligned} \quad (12)$$

где k_c — коэффициент связи поверхностных волн, C_s — емкость одной пары штырей.

Вычислим модуль преобразования Фурье от $h(t)$, определяемого (12), для отрезка T

$$\begin{aligned}
 |H(\omega)| &= 4 f_H^{3/2} k_c \sqrt{C_s} \left| \int_0^T u(t) \exp(-j\omega t) dt \right| \leq \\
 &\leq 4 f_H^{3/2} k_c \sqrt{C_s} U_0 \left| \int_0^T \cos \omega_H t \exp(-j\omega t) dt \right| + \\
 &+ \frac{m}{2} \left| \int_0^T \cos(\omega_H - \Omega) t \exp(-j\omega t) dt \right| + \\
 &+ \frac{m}{2} \left| \int_0^T \cos(\omega_H + \Omega) t \exp(-j\omega t) dt \right| = \\
 &= 2 f_H^{3/2} k_c \sqrt{C_s} U_0 N \pi \left\{ \frac{1}{\omega_H} \left[\frac{\sin X}{X} + \frac{\sin K}{K} \right] + \right. \\
 &+ \frac{m}{2(\omega_H - \Omega)} \left[\frac{\sin Y}{Y} + \frac{\sin L}{L} \right] + \left. \frac{m}{2(\omega_H + \Omega)} \left[\frac{\sin Z}{Z} + \frac{\sin M}{M} \right] \right\},
 \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{N\pi(\omega_H - \omega)}{2\omega_H}, \quad Y = \frac{N\pi[(\omega_H - \Omega) - \omega]}{2(\omega_H - \Omega)}, \\
 Z &= \frac{N\pi[(\omega_H + \Omega) - \omega]}{2(\omega_H + \Omega)}, \quad K = \frac{N\pi(\omega_H + \omega)}{2\omega_H}, \\
 L &= \frac{N\pi[(\omega_H - \Omega) + \omega]}{2(\omega_H - \Omega)}, \quad M = \frac{N\pi[(\omega_H + \Omega) + \omega]}{2(\omega_H + \Omega)}.
 \end{aligned}$$

Учитывая затухающий характер функции $\sin X/X$, можно написать

$$\begin{aligned}
 |H(\omega)| &\simeq 2 f_H^{3/2} k_c \sqrt{C_s} U_0 N \pi \left[\frac{1}{\omega_H} \frac{\sin X}{X} + \right. \\
 &+ \frac{m}{2(\omega_H - \Omega)} \frac{\sin Y}{Y} + \left. \frac{m}{2(\omega_H + \Omega)} \frac{\sin Z}{Z} \right].
 \end{aligned} \quad (13')$$

Подставляя (13') в (11), получим

$$G_a(\omega) = 8 \frac{U_0^2}{U} f_H^3 k_c^2 C_s N^2 \pi^2 \left[\frac{1}{\omega_H^2} \left(\frac{\sin X}{X} \right)^2 + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{m^2}{4(\omega_H - \Omega)^2} \left(\frac{\sin Y}{Y} \right)^2 + \frac{m^2}{4(\omega_H + \Omega)^2} \left(\frac{\sin Z}{Z} \right)^2 + \\
& + \frac{m}{\omega_H(\omega_H - \Omega)} \left(\frac{\sin X}{X} \right) \left(\frac{\sin Y}{Y} \right) + \\
& + \frac{m}{\omega_H(\omega_H + \Omega)} \left(\frac{\sin X}{X} \right) \left(\frac{\sin Z}{Z} \right) + \frac{m^2}{2(\omega_H^2 - \Omega^2)} \left(\frac{\sin Y}{Y} \right) \left(\frac{\sin Z}{Z} \right) \Big|.
\end{aligned} \quad (14)$$

Активная проводимость излучения входного преобразователя на несущей частоте равна

$$G_a(\omega_H) = 2f_H^3 k_c^2 C_S N^2 \frac{1}{f_H^2} \frac{U_0^2}{U^2} = 2f_H C_S k_c^2 N^2 \frac{U_0^2}{U^2} [1/\text{ом}]. \quad (15)$$

Реактивная проводимость излучения определяется как преобразование Гильберта от активной проводимости. Произведя преобразование Гильберта от активной проводимости и применив теорему Бедросяна о преобразовании Гильберта произведения двух функций [5], получим

$$\begin{aligned}
B_a(\omega) = & 8 \frac{U_0^2}{U^2} k_c^2 C_S N^2 \pi^2 \left[\frac{1}{\omega_H^2} \frac{\sin 2X - 2X}{2X^2} + \right. \\
& + \frac{m^2}{4(\omega_H - \Omega)^2} \frac{\sin 2Y - 2Y}{2Y^2} + \frac{m^2}{4(\omega_H + \Omega)^2} \frac{\sin 2Z - 2Z}{2Z^2} + \\
& + \frac{m}{\omega_H(\omega_H - \Omega)} \frac{\sin Y}{Y} \frac{\sin^2 \frac{X}{2}}{\frac{X}{2}} + \\
& \left. + \frac{m}{\omega_H(\omega_H + \Omega)} \frac{\sin X}{X} \frac{\sin^2 \frac{Z}{2}}{\frac{Z}{2}} + \frac{m^2}{2(\omega_H^2 - \Omega^2)} \frac{\sin Y}{Y} \frac{\sin^2 \frac{Z}{2}}{\frac{Z}{2}} \right].
\end{aligned} \quad (16)$$

Статическая емкость входного преобразователя равна

$$C_0 = \frac{N}{2} C_S. \quad (17)$$

Емкость на 1 м длины между двумя тонкими штырями шириной b и расстоянием между ними d дается эмпирической формулой [6]

$$C'_S = k(\varepsilon_S + 1) [\text{пф/м}], \quad (18)$$

где ε_S — диэлектрическая постоянная слоя вдоль направления распространения поверхностной волны,

$$k = 6,5 (b/d)^2 + 1,08 b/d + 2,37.$$

Поскольку оптимальное преобразование получается при $b/d = 0,5$, то $k = 4,53$.

Так как емкость пары штырей при средней длине перекрытия L входного преобразователя есть

$$C_s = C'_s L,$$

то получаем

$$C_0 = \frac{N}{2} kL (\varepsilon_s + 1) [n\phi]. \quad (19)$$

2. Воспроизведение фазово-модулированного сигнала

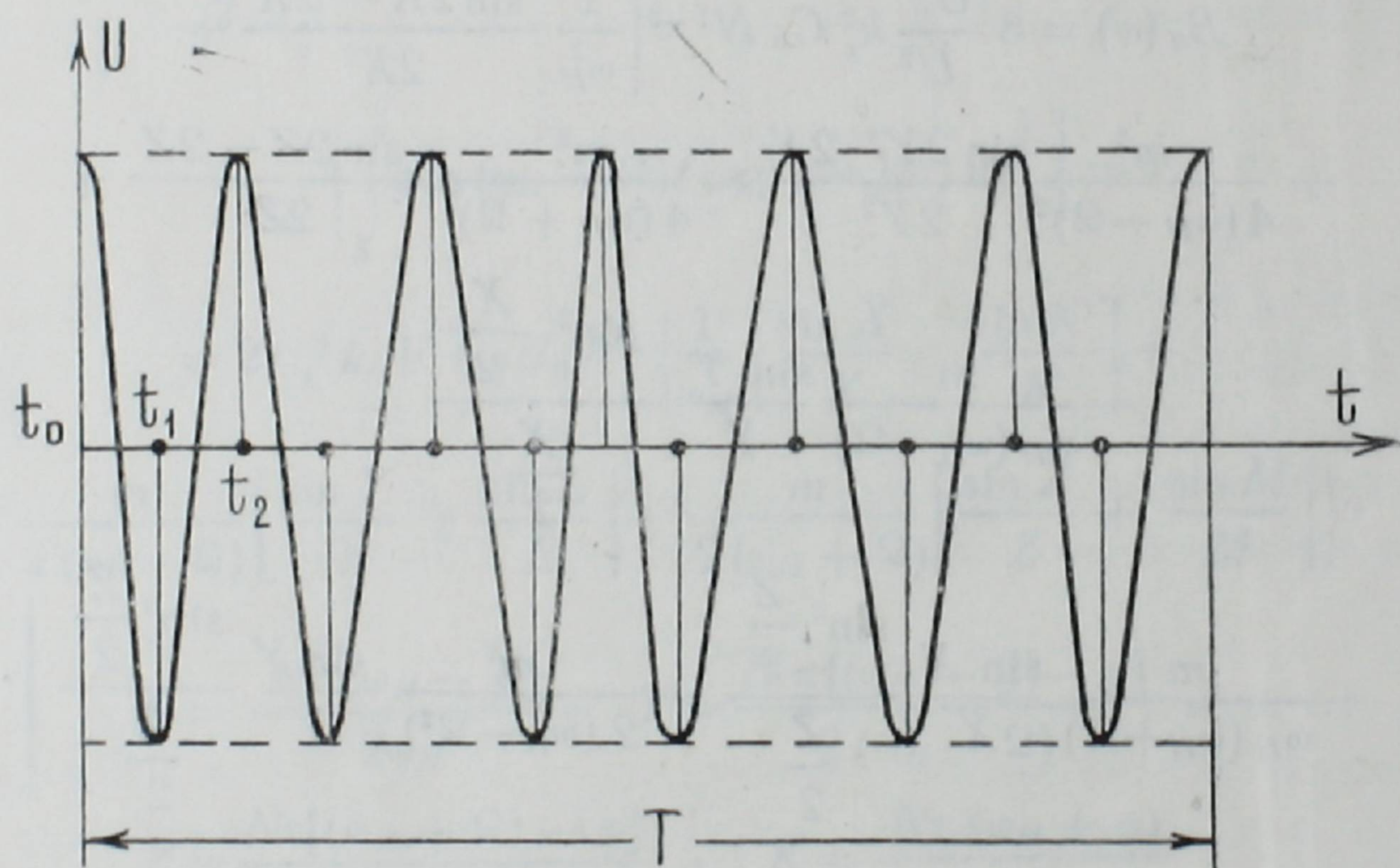
Аналитическое выражение фазово-модулированного (ФМ) сигнала (рис. 5) при однотоновой модуляции имеет вид

$$u(t) = U_0 \cos(\omega_H t + \beta \sin \Omega t), \quad (20)$$

где β — индекс модуляции, $\omega_H t + \beta \sin \Omega t = \theta(t)$ — фазовый угол.

Так как $\omega = \frac{d\theta(t)}{dt}$, то получаем

$$\omega = \omega_H + \beta \Omega \cos \Omega t, \quad (21)$$



ис. 5.

т. е. при ФМ изменяется также и частота модулируемых колебаний. Из выражений (20) и (21) видно, что для воспроизведения ФМ-сигнала с помощью встречно-штыревого преобразователя необходимо иметь решетку с постоянным перекрытием, которое соответствует U_0 , но с переменным шагом, соответствующим $\omega(t)$.

Возбуждая входной преобразователь прямоугольными импульсами с длительностью $\tau \leq \frac{2d_{min}}{v}$ (d_{min} — минимальное расстояние между штырями во входном преобразователе) и временем повторения T , преобразователь возбудит в кристалле упругую волну, форма и частота которой будут соответствовать конфигурации решетки преобразователя. Эта волна, распространяясь по кристаллу, дойдет до выходного преобразователя, кото-

рый должен быть идентичен по всем параметрам со входным, и после обратного преобразования даст на выходе ФМ-сигнал (рис. 6).

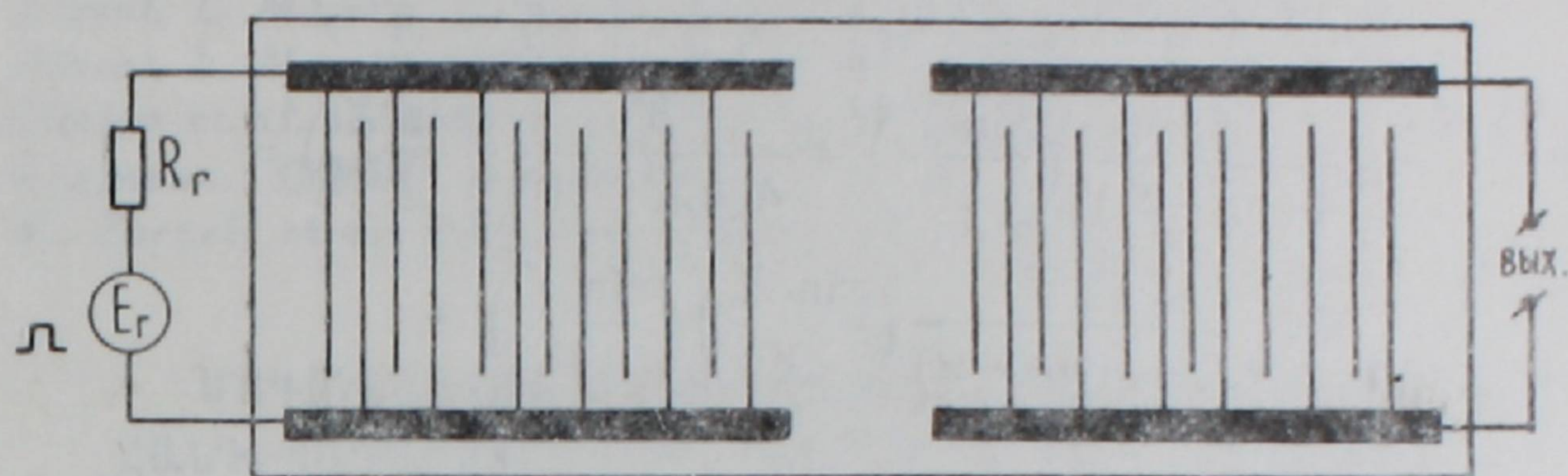


Рис. 6.

1. Для определения количества выборок сигнала на отрезке T и, следовательно, количества штырей, определим среднюю частоту ФМ-колебания за период T модулирующего колебания. Из (21) вытекает, что

$$f(t) = f_H + \beta F \cos 2\pi F t \quad (22)$$

и среднее значение частоты за время T есть

$$\bar{f} = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt = \frac{1}{T} \left[\int_0^T f_H dt + \int_0^T \beta F \cos \frac{2\pi}{T} t dt \right] = f_H.$$

Поэтому число штырей равно

$$N = 2\bar{f}T = 2f_H T = 2 \frac{f_H}{F}. \quad (23)$$

Из сравнения (23) с (3') видно, что при одинаковых частотах несущей и модулирующего колебания число штырей при воспроизведении АМ- и ФМ-сигналов одинаково.

2. Выборочные точки соответствуют временам, где мгновенная фаза $\theta(t)$ кратна π (рис. 5), т. е.

$$\theta(t) = \omega_H t + \beta \sin \Omega t = n\pi. \quad (24)$$

Решая это равенство численным методом, при определенных значениях ω_0 , Ω и β получим $t_n = f(n)$, т. е. времена выборочных точек.

3. По формуле (5) можно рассчитать расстояние между штырями, которое будет изменяться от одной пары к другой.

4. Расчет входной проводимости (активной и реактивной) в случае ФМ-сигнала общего вида сложен из-за сложности вида функции ФМ. Однако аналогично вышеприведенному расчету для АМ-сигнала можно рассчитать активную и реактивную проводимости излучений при допущении малости индекса модуляции. Известно, что при $\beta \ll 1$ сигнал (20) можно записать в виде

$$u(t) = U_0 \left[\cos \omega_H t + \frac{\beta}{2} \cos (\omega_H + \Omega) t - \frac{\beta}{2} \cos (\omega_H - \Omega) t \right]. \quad (25)$$

Тогда активная входная проводимость излучения будет равна

$$G_a(\omega) = 8 \frac{U_0^2}{U^2} f_H^3 k_c^2 C_S N^2 \pi^2 \left[\frac{1}{\omega_H^2} \left(\frac{\sin X}{X} \right)^2 + \right. \\ \left. + \frac{\beta^2}{4(\omega_H - \Omega)^2} \left(\frac{\sin Y}{Y} \right)^2 + \frac{\beta^2}{4(\omega_H + \Omega)^2} \left(\frac{\sin Z}{Z} \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{\beta}{\omega_H(\omega_H - \Omega)} \left(\frac{\sin X}{X} \right) \left(\frac{\sin Y}{Y} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\beta}{\omega_H(\omega_H + \Omega)} \left(\frac{\sin X}{X} \right) \left(\frac{\sin Z}{Z} \right) - \frac{\beta^2}{2(\omega_H^2 - \Omega^2)} \left(\frac{\sin Y}{Y} \right) \left(\frac{\sin Z}{Z} \right) \right]. \quad (26)$$

Активная проводимость излучения входного преобразователя на несущей частоте равна

$$G_a(\omega_H) = 2 \frac{U_0^2}{U^2} f_H^3 k_c^2 C_S N^2 \frac{1}{f_H^2} = 2 \frac{U_0^2}{U^2} f_H C_S k_c^2 N^2. \quad (27)$$

Из сравнения выражений (15) и (27) вытекает, что активные проводимости излучений при АМ и ФМ ($\beta \ll 1$) равны при равенстве параметров сигналов.

Реактивная проводимость излучения равна

$$B_a(\omega) = 8 \frac{U_0^2}{U^2} f_H^3 k_c^2 C_S N^2 \pi^2 \left[\frac{1}{\omega_H^2} \frac{\sin 2X - 2X}{2X^2} + \right. \\ \left. + \frac{\beta^2}{4(\omega_H - \Omega)^2} \frac{\sin 2Y - 2Y}{2Y^2} + \frac{\beta^2}{4(\omega_H + \Omega)^2} \frac{\sin 2Z - 2Z}{2Z^2} - \right. \\ \left. - \frac{\beta}{\omega_H(\omega_H - \Omega)} \frac{\sin Y}{Y} \frac{\sin^2 \frac{X}{2}}{\frac{X}{2}} + \right. \\ \left. + \frac{\beta}{\omega_H(\omega_H + \Omega)} \frac{\sin X}{X} \frac{\sin^2 \frac{Z}{2}}{\frac{Z}{2}} - \frac{\beta^2}{2(\omega_H^2 - \Omega^2)} \frac{\sin Y}{Y} \frac{\sin^2 \frac{Z}{2}}{\frac{Z}{2}} \right]. \quad (28)$$

При значениях β , отличных от $\beta \ll 1$, $G_a(\omega)$ и $B_a(\omega)$ находятся численным методом. Расчет статической емкости производится аналогично вышеприведенному расчету.

Армянский педагогический институт
Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 12.VI.1974

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Atzeni, L. Masotti. IEEE Trans., AES—7, 662 (1971).
2. C. Atzeni, L. Masotti, E. Teodori. Alta Frequenza, 40, 506 (1971).
3. C. Atzeni, L. Masotti. IEEE Trans., MTT—21, 505 (1973).
4. S. Clinton et al. IEEE Trans., MTT—21, 162 (1973).
5. Э. Бедроян. ТИИЭР, 51, 886 (1963).
6. G. W. Farnell et al. IEEE Trans., SU—17, 188 (1970).

ՄՈՌԴՈՒԼԱՑՎԱԾ ԱԶԳԱՆՇԱՆՆԵՐԻ ՎԵՐԱՐՏԱԴՐՈՒՄԸ.
ՀԱՆԴԻՊԱԴԱՐՁՅԱԿԱՅԻՆ ԶԵՎԱՓՈԽԵԶՆԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Լ. Մ. ԹԱԹԻԿՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկված է մոդուլացված ազդանշանների վերարտադրման հնարավորությունը հանդիպադարձյալային ձևափոխիչների օգնությամբ: Բերված է հանդիպադարձյալային ձևափոխիչի մուտքային իմպեդանսի և կառուցվածքի հաշվարկը, որն անհրաժեշտ է ձևափոխիչի և նրա հետ կապված էլեկտրական շղթայի ճիշտ համաձայնեցման համար:

RECONSTRUCTION OF MODULATED SIGNALS BY MEANS
OF INTERDIGITAL TRANSDUCERS

V. S. SARDARYAN, L. M. TATIKYAN

The possibility of the reconstruction of modulated signals by means of interdigital transducers was considered. The procedure of modulated signal sampling during the baseband signal period is shown, and on its basis the [structure and the input impedance of the interdigital transducer were calculated.

МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ УГЛОВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ СВЧ-ДИАПАЗОНА

Э. Г. МИРЗАБЕКЯН, Г. А. ДВОЯН

В работе предложен и рассмотрен новый метод повышения угловой чувствительности параболической антенны СВЧ-диапазона к малым угловым перемещениям источника. Сущность метода заключается в полярометрическом измерении разности фаз между сигналами, поступающими от источника к двум облучателям, которые устанавливаются в зеркале параболической антенны. Оценена угловая чувствительность такой системы к малым перемещениям источника.

Повышение чувствительности радиоприемных и радиопередающих систем СВЧ-диапазона к малым угловым перемещениям источника представляет большой практический интерес. Из всего многообразия задач в этой области рассмотрим задачу увеличения чувствительности одиночной параболической антенны к малым угловым перемещениям источника.

Для решения этой задачи предлагается использовать в параболической антенне два облучателя. При этом малое угловое перемещение источника приводит к соответствующему изменению разности фаз при сложении сигналов от этого источника на выходе двух облучателей. Измерение изменения разности фаз при помощи поляризационного фазометра и определяет угловое перемещение источника.

Пусть фазовые центры этих облучателей находятся в точках a_1 и a_2 (см. рисунок), которые симметричны относительно оси параболы. Далее, предположим, что $oa_1 = oa_2 = r \ll F$, где o — фокус антенны, а F — фокусное расстояние антенны.

Пусть СВЧ-сигнал — плоская электромагнитная волна с полосой $\Delta\omega \ll \omega_0$ (ω_0 — центральная частота сигнала) — падает на антенну под углом β относительно оси антенны. Исходя из законов геометрической оптики, можно найти лучи 1 и 2, которые соответственно попадут в облучатели с фазовыми центрами a_1 и a_2 .

Нетрудно найти ΔX — разность путей между этими лучами

$$\Delta X = bc \sin \beta - \frac{r}{\cos \beta} (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (1)$$

Предполагая, что формула параболы, определяющей поверхность антенны, имеет вид

$$\rho = \frac{F}{\cos^2 \frac{\varphi}{2}}, \quad (2)$$

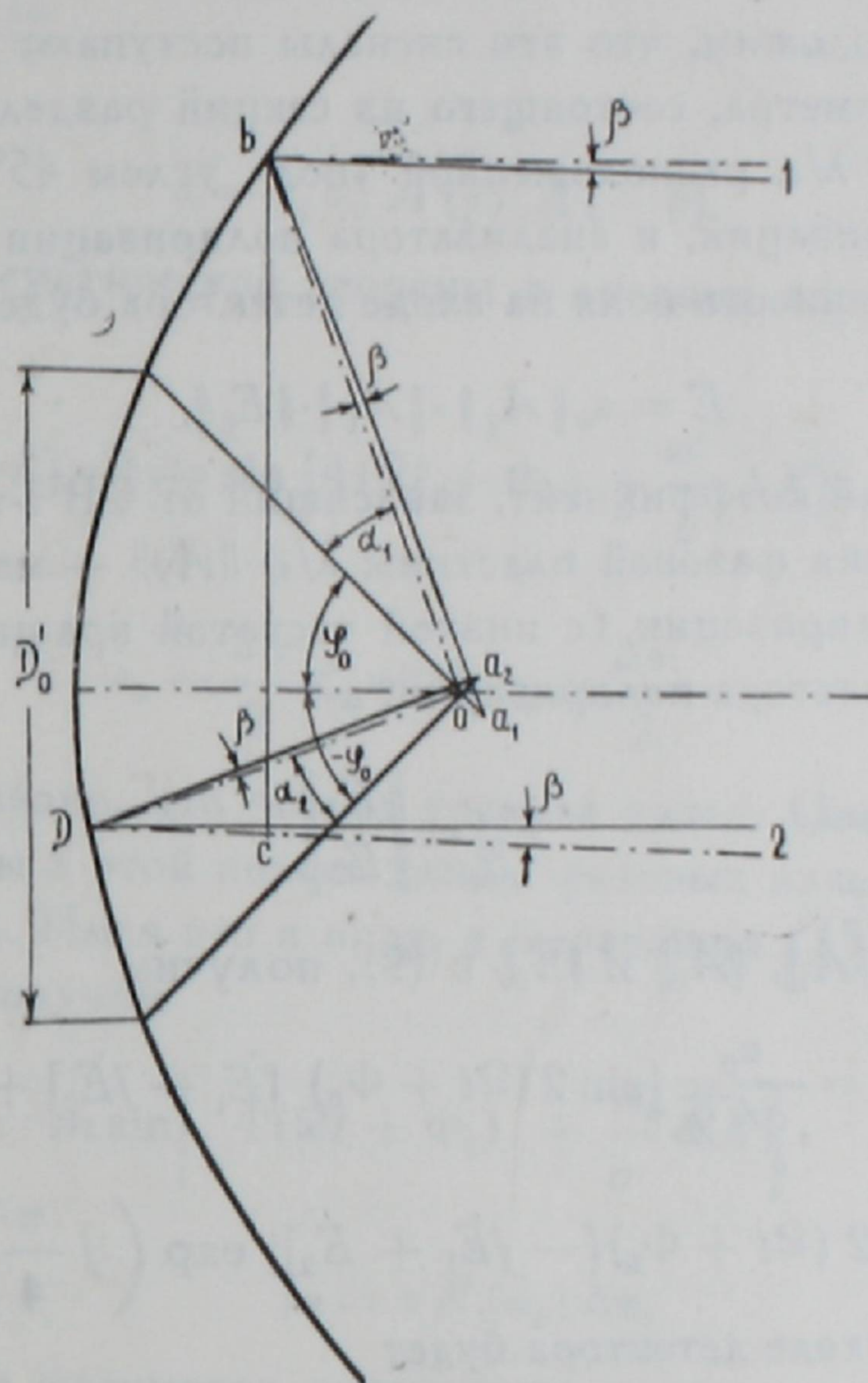
и учитывая, что

$$\sin \beta = \frac{r \sin (\alpha_1 - \beta)}{ob} = \frac{r \sin (\alpha_2 - \beta)}{od} \ll 1, \quad (3)$$

после элементарных тригонометрических преобразований, пренебрегая высшими порядками бесконечно малых величин ($\sin^2 \beta$), получим

$$\Delta X \cong 4 F \operatorname{tg} \left[\frac{\varphi_0 + |\beta|}{2} \right] \sin \beta. \quad (4)$$

Углы β_0 , φ , α_1 и α_2 указаны на рисунке.



Введем обозначение

$$4 F \operatorname{tg} \left[\frac{\varphi_0 + |\beta|}{2} \right] = D'. \quad (5)$$

Для упрощения расчетов сперва предположим, что частоты принимаемого сигнала дискретны

$$\omega_i = \omega_0 + i \frac{\Delta \omega}{2n}, \quad (6)$$

где $i = -n, -n+1, \dots, +n$. Тогда напряженность сигнала, принимаемого первым облучателем, будет

$$\dot{E}_1 = \sum_{i=-n}^n A(-\beta) S(\omega_i) \exp [j(\omega_i t + \theta_{oi})] \Delta \omega_i, \quad (7)$$

где $A(\beta)$ — коэффициент, зависящий от диаграммы направленности антенны, $S(\omega_i)$ — спектральная плотность по напряженности на частоте ω_i , θ_{oi} — начальная фаза принимаемого сигнала на частоте ω_i , а

$$\Delta \omega_i = \frac{\Delta \omega}{2n}.$$

Напряженность сигнала, принимаемого вторым облучателем, имея в виду разность путей ΔX , будет

$$\dot{E}_2 = \sum_{k=-n}^n A(\beta) S(\omega_k) \exp \left[j \left(\omega_k t + \theta_{ok} - \frac{\omega_k}{c} \Delta X \right) \right] \Delta \omega_k, \quad (8)$$

где c — скорость света.

Теперь предположим, что эти сигналы поступают в плечи СВЧ-поляризационного фазометра, состоящего из секций разделителя поляризации, фазовой пластины $\lambda/4$, расположенной под углом 45° относительно плеч разделителя поляризации, и анализатора поляризации [1].

Тогда напряженность поля на входе детектора будет

$$\dot{E} = \alpha_0 \|A_2\| \cdot \|A_1\| \cdot \|\dot{E}_0\|, \quad (9)$$

где α_0 — постоянный коэффициент, зависящий от СВЧ-тракта, $\|A_1\|$ — матрица преобразования фазовой пластины $\lambda/4$, $\|A_2\|$ — матрица преобразования вращателя поляризации (с низкой частотой вращения Ω и начальной фазой Φ_0) и анализатора поляризации, а

$$\dot{E}_0 = \begin{pmatrix} \dot{E}_1 \\ \dot{E}_2 \end{pmatrix}.$$

Подставляя $\|A_1\|$, $\|A_2\|$ и $\|\dot{E}_0\|$ в (9), получим

$$\begin{aligned} \dot{E} = \frac{\alpha_0}{\sqrt{2}} \{ \sin 2(\Omega t + \Phi_0) [\dot{E}_1 - j\dot{E}_2] + \\ + \cos 2(\Omega t + \Phi_0) [-j\dot{E}_1 + \dot{E}_2] \} \exp \left(j \frac{\pi}{4} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Напряжение на выходе детектора будет

$$U = \sigma_1 \dot{E} E^*, \quad (11)$$

где σ_1 — постоянный коэффициент, зависящий от характеристики детектора.

Из (11) получаем

$$\begin{aligned} U = \frac{\sigma_1 \alpha_0^2}{2} \{ |\dot{E}_1|^2 + |\dot{E}_2|^2 + j \cos 4(\Omega t + \Phi_0) \times \\ \times [\dot{E}_1^* \dot{E}_2 - \dot{E}_1 \dot{E}_2^*] + \sin 4(\Omega t + \Phi_0) [\dot{E}_1^* \dot{E}_2 + \dot{E}_1 \dot{E}_2^*] \}. \end{aligned} \quad (12)$$

Подставляя в (12) значения $\dot{E}_1$ из (7) и $\dot{E}_2$ из (8), имея в виду, что корреляция между разными частотами отсутствует, а также используя преобразования Эйлера, получим

$$\begin{aligned} U = \frac{\sigma_1 \alpha_0^2}{2} \left\{ [A^2(-\beta) + A^2(\beta)] \sum_{i=-n}^n K(\omega_i) \Delta \omega_i + \right. \\ \left. + 2 \sum_{i=-n}^n A(-\beta) A(\beta) K(\omega_i) \sin \left[4(\Omega t + \Phi_0) + \frac{\omega_i}{c} \Delta X \right] \Delta \omega_i \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $K(\omega_l) = S^2(\omega_l) \Delta\omega_l$ — спектральная плотность источника.

Предполагая теперь, что $n \rightarrow \infty$, и взяв интересующую нас переменную часть выражения (13), зависящую от Ω , получим

$$U_- = \alpha \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} K(\omega) \sin \left[4(\Omega t + \Phi_0) + \frac{\omega}{c} \Delta X \right] d\omega, \quad (14)$$

где

$$\alpha = \sigma_1 \alpha_0^2 A(\beta) A(-\beta).$$

Исходя из математической теоремы о среднем значении функции, из (14) получим

$$U_- = \alpha K(\omega') \Delta\omega \sin \left[4(\Omega t + \Phi_0) + \frac{\omega'}{c} \Delta X \right], \quad (15)$$

где

$$\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2} < \omega' < \omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}.$$

Выше было указано, что полоса сигнала узкая. Она должна быть настолько узкой, чтобы в этой полосе длины фазовых пластин $\lambda/4$ и $\lambda/2$ практически не менялись. Имея это в виду, в выражении (15) вместо ω' можно принять ω_0 . Тогда получим

$$U_- = m \sin \left[4(\Omega t + \Phi_0) + \frac{\omega_0}{c} \Delta X \right], \quad (16)$$

где

$$m = \alpha K(\omega_0) \Delta\omega.$$

При калибровке фазометра ориентацию пластины вращателя поляризации можно отрегулировать таким образом, чтобы $\Phi_0 = 0$. Тогда, имея в виду (4) и (5), выражение (16) можно записать

$$U_- = m \sin \left[4\Omega t + \frac{\omega_0}{c} D' \sin \beta \right]. \quad (17)$$

Теперь если это напряжение вместе с опорным напряжением $U_{on} = l \sin 4\Omega t$ подадим на низкочастотный фазометр, то на его индикаторе получим значение

$$\gamma = \frac{\omega_0}{c} D' \sin \beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} D' \sin \beta. \quad (18)$$

Дифференцируя выражение (18), пренебрегая высшими порядками бесконечно малых и имея в виду (5), получим приращение

$$d\gamma \simeq \frac{2\pi}{\lambda_0} D' d\beta. \quad (19)$$

Предполагая, что $\beta = 0$, получим

$$d\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} D'_0 d\beta, \quad (20)$$

где

$$D'_0 = 4F \operatorname{tg} \frac{\varphi_0}{2}.$$

Практически D'_0 можно менять в интервале $0 < D'_0 < D$, где D — диаметр антенны (см. рисунок). Взяв разумную величину $D'_0 = 0,5D$, будем иметь

$$d\gamma = \frac{\pi}{\lambda_0} D d\beta \quad \text{или} \quad d\beta = \frac{d\gamma}{\pi} \frac{\lambda_0}{D}. \quad (21)$$

Оценим чувствительность этой системы. Если предположить, что чувствительность используемого СВЧ-фазометра равна 1° , что хуже той, какая реализуется на практике, то из (21) будем иметь

$$d\beta \approx 0,005 \frac{\lambda_0}{D}. \quad (22)$$

Из этого ясно, что такая система полностью себя оправдывает при нашей постановке задачи.

Следует отметить также, что чувствительность системы можно повысить еще в несколько раз при умножении подлежащей измерению разности фаз с помощью соответствующей СВЧ-приставки, описанной в [1].

В отличие от существующих методов предлагаемый в данной статье метод позволяет сочетать высокую чувствительность с возможностью определения с высокой точностью как величины, так и направления углового перемещения источника СВЧ-сигнала.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25.X.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Мирзабекян, Р. Н. Симонян. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 409 (1971).

ԳՐԶ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ՊԱՐԱԲՈՂԱԿԱՆ ԱՆՏԵՆԱՅԻ ԱՆԿՑՈՒՆԱՅԻՆ ԶԳԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ԲԱՐՁՐԱՅՄԱՆ ՄԵԹՈԴ

Է. Հ. ՄԻՐԶԱԲԵԿՅԱՆ, Գ. Ա. ԴՎՈՅԱՆ

Աշխատանքում առաջարկված և դիտարկված է աղբյուրի փոքր անկյունային տեղաշարժերի նկատմամբ ԳՐԶ տիրույթի պարաբոլական անտենայի անկյունային զգայնության բարձրացման նոր մեթոդ: Մեթոդի էությունը պարաբոլական անտենայի հայելում տեղադրված երկու ճառագայթիչների և աղբյուրից եկող ազդանշանների միջև փուլային տարբերության բևեռացման մեթոդով չափման մեջ է: Գնահատված է այսպիսի սխեմայի անկյունային զգայնությունը աղբյուրի փոքր տեղաշարժերի նկատմամբ:

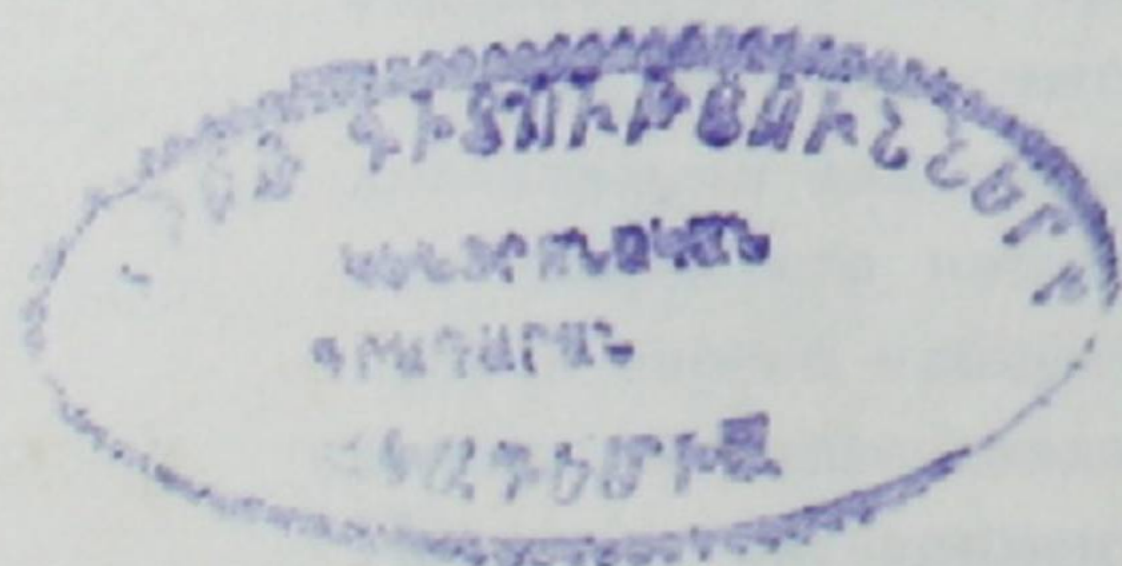
THE METHOD OF THE ENHANCEMENT OF ANGULAR
SENSITIVITY OF PARABOLIC ANTENNA
OF MICROWAVE REGION

E. H. MIRZABEKYAN, G. A. DVOYAN

For the enhancement of an angular sensitivity of microwave parabolic antenna it is suggested to set near its focus two exciters. Small angular displacements of the source leads to corresponding variation of phase difference at the superposition of signals from this source at the output of the exciters. The enhancement of the angular sensitivity of parabolic antenna is due to the high precision measurement of the variation of phase differences by means of polarization phasometer.

СОДЕРЖАНИЕ

Ю. Г. Шахназарян. Поляризационные эффекты в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области $\psi(3105)$ -резонанса	243
Г. А. Вартапетян, Е. О. Григорян, А. С. Данагулян, Н. А. Демёхина, А. Г. Худавердян, Д. С. Чатрчян. Расщепление V^{51} фотонами с максимальной энергией от 2 до 5 Гэв	251
А. С. Амбарцумян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Излучение, испускаемое электронами вещества при взаимодействии с ультрарелятивистской заряженной частицей	253
Л. М. Мовсисян, Ю. О. Аветисян, К. М. Мовсисян. Расчет характеристик неоднородного волновода при учете скольжения между электромагнитной волной и сгустком заряженных частиц	270
В. С. Сардарян, М. М. Аракелян. К теории распространения электромагнитных и звуковых волн в условиях размерного квантования	275
В. М. Арутюнян, А. Г. Варосян. Анализ параметров симметричного домена в диодах Ганна из GaAs с учетом полевой зависимости коэффициента диффузии электронов	283
Я. М. Погосян, М. А. Чалабян, Д. Пэцольд, Т. А. Погосян. К вопросу электронно-микроскопического наблюдения магнитной структуры методом среза	291
Н. П. Кекелидзе, Г. П. Кекелидзе, Г. Н. Ерицян, К. О. Овчаренко, Т. М. Гогашвили, Р. А. Мелконян, Н. Е. Григорян. Оптическое поглощение в кристаллах фосфида индия и арсенида индия, облученных быстрыми электронами	300
З. Ф. Зазян, О. И. Мартыщенко, А. А. Ханонкин. Исследование явления полигонизации в монокристаллах хлористого натрия	305
В. С. Сардарян, Л. М. Татикян. Воспроизведение модулированных сигналов с помощью встречно-штыревых преобразователей	312
Э. Г. Мирзабекян, Г. А. Двоян. Метод повышения угловой чувствительности параболической антенны СВЧ-диапазона	322



Ք Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Յու. Գ. Շահնազարյան. Բևեռացման էֆեկտները $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ուղեղիայում $\psi(3105)$ - ոեզոնանսի տիրույթում	243
Հ. Հ. Վարդապետյան, Ե. Հ. Գրիգորյան, Ա. Ս. Դանագուլյան, Ն. Ա. Դեմյոխինա, Ա. Հ. Խուդավերդյան, Դ. Ս. Չատուրյան. V51-մոնոիզոտոպի ֆոտոձեղքումը 2-ից մինչև 5 Գէվ մաքսիմալ էներգիաների դեպքում	251
Ա. Ս. Համբարձումյան, Գ. Մ. Ղարիբյան, Յան Շի. Նյութի էլեկտրոնների արձակած ճա- ռագայթումը ուլտրառեկյատիվիստիկ լիցքավորված մասնիկների հետ փոխազ- դելիս	258
Ղ. Մ. Մովսիսյան, Յու. Հ. Ավետիսյան, Կ. Մ. Մովսիսյան. Անհամասեռ ալիքատարի բնութագրերի հաշվարկը լիցքավորված մասնիկների թանձրուկի և էլեկտրամագ- նիսական ալիքի միջև դինամիկ սահքի առկայության դեպքում	270
Վ. Ս. Սարգսյան, Մ. Մ. Առաքելյան. Չափային քվանտացման պայմաններում էլեկ- տրամագնիսական և ձայնային ալիքների տարածման տեսության վերաբերյալ վերաբերյալ	275
Վ. Մ. Հարությունյան, Ա. Գ. Վարսյան. GaAs-ից պատրաստված Գաննի դիոդներում սիմետրիկ դոմենի պարամետրերի վերլուծությունը, էլեկտրոնների դիֆուզիայի գործակցի դաշտային կախվածության դեպքում	283
Յա. Մ. Պողոսյան, Մ. Ա. Չալաբյան, Դ. Պեցուդ, Թ. Ա. Պողոսյան. էլեկտրոնային միկ- րոսկոպում փունջը կտրելու մեթոդով մագնիսական կառուցվածքը դիտելու մասին	291
Ն. Պ. Կեկելիձե, Գ. Պ. Կեկելիձե, Հ. Ն. Երիցյան, Կ. Օ. Օվչարենկո, Թ. Մ. Գոգաշվիլի, Ռ. Ա. Մելիքոնյան, Ն. Ե. Գրիգորյան. Օպտիկական կլանումը ինդիումի ֆոսֆիդի և արսենիդի բյուրեղներում բարձր էներգիաների էլեկտրոններով ճառագայթման դեպքում	300
Չ. Ֆ. Չազյան, Ի. Օ. Մարտիրոսյան, Ա. Ա. Խանոնկին. Պոլիգոնիզացիայի երևույթի հե- տազոտումը նատրիումի քլորիդի միաբյուրեղում	305
Վ. Ս. Սարգսյան, Լ. Մ. Թաթևկյան. Մոդուլացված ազդանշանների վերարտադրումը հանդիպադարձյալային ձևափոխիչների օգնությամբ	312
Է. Հ. Միրզաբեկյան, Գ. Ա. Դվոյան. ԳԲՀ տիրույթի պարաբոլական անտենայի անկյու- նային զգայնության բարձրացման մեթոդ	322