

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1975

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՅԻՆ

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Շ. Амадуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь).

АНОМАЛЬНО МАЛЫЙ ВЫХОД ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХБЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

Р. О. АВАКЯН, А. А. АРМАГАНЯН, Л. Г. АРУТЮНЯН,
С. М. ДАРБИНЯН, Н. П. КАЛАШНИКОВ

Проводятся теоретическое и экспериментальное исследования ориентационной зависимости дифференциального сечения тормозного излучения жестких гамма-квантов от угла влета сверхбыстрых электронов в монокристалл. Предсказано и обнаружено сильное уменьшение выхода тормозных фотонов предельной энергии вблизи нулевого угла влета. Исследована угловая ширина рассмотренного минимума в сечении тормозного излучения.

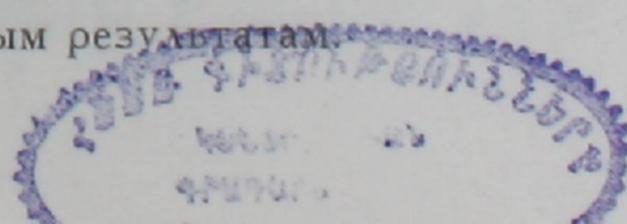
1. Введение

В последнее время интенсивно исследуется когерентное тормозное излучение релятивистских электронов в монокристаллах [1—4]. В отличие от сплошного спектра фотонов, излучаемого на аморфной мишени, тормозное излучение от монокристаллов имеет ряд дискретных квазимонохроматических пиков и обладает линейной поляризацией. Положение пиков существенно зависит от угла влета электронов в кристалл относительно одной из главных кристаллографических осей.

При исследовании тормозного излучения в монокристаллах эффективная длина $l \sim (q_{\parallel \min})^{-1}$ может значительно превысить расстояние между атомами кристаллической решетки. В этом случае все атомы, расположенные в эффективной области $l \sim \frac{2E_0}{mc^2} \frac{1-x}{x} = \delta^{-1}$ (E_0 — начальная энергия электрона, mc^2 — энергия покоя электрона, $x = \frac{\omega}{E_0}$ — относительная энергия излученного фотона), участвуют в процессе когерентно и интенсивность тормозного излучения в монокристалле возрастает по сравнению с аморфным телом пропорционально числу атомов кристалла, расположенных в эффективной области [1—5].

В зависимости от угла влета (угла между импульсом падающих частиц и кристаллографической осью) эффективная область тормозного излучения будет содержать различное число узлов решетки, что и приводит к появлению максимумов и минимумов в спектре тормозного излучения при изменении угла влета быстрых частиц в монокристалл.

Длина когерентности $l \sim \delta^{-1}$ существенна для малых энергий излученных фотонов и может достигать макроскопических размеров. Для $x \sim 1$, согласно теории возмущений, $l \sim \delta^{-1} < a$ и не должна наблюдаться существенная зависимость выхода фотонов от угла влета электронов в монокристалл. Однако выход за рамки теории возмущений с помощью эйконального приближения Шиффа [6] для рассмотрения тормозного излучения приводит к существенно новым результатам.



При рассмотрении упругого рассеяния на цепочке атомов было показано [7], что в теории возмущений эффективная длина определяется кинематическими факторами, что является следствием основного предположения теории возмущений о том, что на первый и на последующие атомы цепочки падает одинаковая плоская волна. На самом деле рассеяние на первом атоме изменяет падающий на последующие атомы поток частиц, и это обстоятельство приводит к существенному ослаблению рассеяния в результате дифракционного затенения. В этом случае сечение рассеяния записывается в виде произведения сечения рассеяния на одном изолированном атоме и числа атомов в эффективной области $\sim \frac{a}{Ze^2}$, так как атомы, расположенные на длине $\frac{a}{Ze^2}$, затеняют последующие атомы кристаллографической оси и рассеяние на них практически не происходит. При увеличении угла между направлением движения частицы и кристаллографической осью число атомов, попавших в область дифракционной тени, уменьшается, что приводит к возрастанию поперечного сечения.

Аналогичная ситуация имеет место в случае тормозного излучения жестких гамма-квантов. Излучение жесткого γ -кванта ($x \sim 1$) сопровождается рассеянием на большие (больше характеристического $\theta \gg \frac{1}{pR_{ат}}$) углы. Поэтому следует ожидать ориентационной зависимости интенсивности фотонов предельной энергии тормозного излучения от угла влета электронов в монокристалл.

2. Теория

Рассмотрим матричный элемент тормозного излучения релятивистского электрона в монокристалле

$$M_{i \rightarrow f} = - \frac{2\pi i e}{V 2\omega} \int \bar{\psi}_f^*(y) \mathbf{e} \hat{\alpha} e^{iky} \psi_i(y) d^4 y, \quad (1)$$

где $\hbar = c = 1$, $\psi_{i,f}$ — волновые функции электрона в начальном и конечном состояниях с учетом взаимодействия с атомами монокристалла, \mathbf{e} — единичный вектор поляризации излученного фотона с энергией ω , $\hat{\alpha}$ — матрицы Дирака. В (1) при описании взаимодействия заряженной частицы с атомами кристалла не используется теория возмущений, но взаимодействие с полем излучения рассматривается как возмущение, т. е. пренебрегается процессами одновременного испускания двух или более фотонов.

Волновые функции сверхбыстрого электрона в начальном и конечном состояниях удобно записать, используя эйкональное приближение [6]. В частности, следуя Шиффу [6], для ψ_i имеем

$$\psi_i(\mathbf{r}, t) = \exp \left\{ i \mathbf{p}_i \mathbf{r} - i E_i t - \frac{i}{\beta} \int_0^{\infty} U \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}_i}{p_i} s \right) ds \right\} +$$

$$\begin{aligned}
& + \int (-4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)^{-1} \exp \left\{ ip_l |\mathbf{r}-\mathbf{r}'| - \frac{i}{\beta} \int_0^{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} U \left(\mathbf{r}' + \frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} s \right) ds \right\} U(\mathbf{r}') \times \\
& \times \exp \left\{ i\mathbf{p}_l \mathbf{r}' - iE_l t - \frac{i}{\beta} \int_0^\infty U \left(\mathbf{r}' - \frac{\mathbf{p}_l}{p_l} s \right) ds \right\} d^3 \mathbf{r}', \quad (2)
\end{aligned}$$

где $U(\mathbf{r}) = \sum_a U_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a)$ и суммирование по \mathbf{R}_a ведется по всем узлам кристаллической решетки. Подстановка (2) и аналогичного выражения для $\psi_f^*(\mathbf{r}, t)$ в (1) позволяет вычислить матричный элемент тормозного излучения в явном виде.

В силу того, что характерные углы процесса рассеяния $\left(\frac{M}{E}\right)$, приводящего к излучению, значительно больше характерных углов упругого рассеяния $\left(\frac{\chi}{p}\right)$, то результативно матричный элемент тормозного излучения сводится к обычному матричному элементу второго порядка теории возмущений, умноженному на эйкональные фазовые множители, соответствующие изменению фазы частицы в начальном, промежуточном виртуальном и конечном состояниях. Однако в рассматриваемом случае излучения фотонов предельной энергии ($\chi \sim 1$) эффективная длина тормозного излучения мала. Поэтому изменениями фазы волновых функций в промежуточном виртуальном и конечном состояниях можно пренебречь. Другими словами, электрон только в начальном состоянии движется почти параллельно кристаллографической оси, и взаимодействие электрона с атомами кристалла, расположенными вдоль этой оси, приводит к существенному изменению волновой функции начального состояния.

Таким образом, используя вышесказанное, для поперечного сечения тормозного излучения при малых углах влета относительно кристаллографической оси получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{2}{\pi} e^2 \frac{d\omega}{E_l^2} \int q_\perp^2 d^2 \mathbf{q}_\perp \int dq_\parallel q_\parallel^{-2} |F(\mathbf{q})|^2 \times \\
& \times \left(1 + \frac{\omega\delta}{m^2} - \frac{2\delta}{q_\parallel} + \frac{2\delta^2}{q_\parallel^2} \right), \quad (3)
\end{aligned}$$

где $\delta = \frac{m^2 \chi}{2E_l(1-\chi)}$ — минимальный продольный передаваемый импульс,

а $F(\mathbf{q})$ определяется соотношением [7, 8]

$$\begin{aligned}
F(\mathbf{q}) &= - \frac{2Ze^2}{\beta} \int d^2 \rho K_0(\rho \sqrt{q_\parallel^2 + \chi^2}) e^{-i\mathbf{q}_\perp \rho} \times \\
& \times \sum_{n=0}^{N-1} e^{-i\mathbf{q}_\perp \xi_n - i\mathbf{q}_\parallel X_n} \exp \left\{ -2 \frac{Ze^2}{\beta} i \sum_{m=0}^n K_0(\chi|\rho + \xi_m + \psi X_m|) \right\}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где X_n — координата n -ого атома в цепочке, ξ_n — поперечное тепловое смещение n -ого атома относительно положения равновесия, $K_0(x)$ — функция Макдональда; начальный импульс \mathbf{p}_i составляет малый угол ψ с кристаллографической осью OX , т. е.

$$\mathbf{p}_i = p_i \mathbf{n}_x + p_i \psi, \quad (5)$$

\mathbf{n}_x — единичный вектор вдоль кристаллографической оси OX , $p_i \psi$ — поперечная составляющая импульса \mathbf{p}_i .

В рассматриваемой ситуации рассеяние происходит с большой передачей импульса, поэтому рассеяние на различных кристаллографических цепочках, параллельных оси OX , происходит независимо. Следовательно, излучение предельно жестких гамма-квантов можно исследовать на одной изолированной цепочке атомов, а окончательное выражение для дифференциального эффективного сечения тормозного излучения умножить на число атомов в плоскости YOZ (перпендикулярной оси OX). Следует отметить, что при наличии угловой расходимости падающего пучка электронов необходимо усреднить (4) по углу ψ .

Исследуем зависимость величины $F(\mathbf{q})$ от угла ψ . Так как эффективные прицельные параметры в процессе тормозного излучения жестких квантов малы ($\rho_{\text{эфф}} \ll 1$), то разлагая функцию Макдональда в ряд по ρ [9] и удерживая в экспоненте наиболее существенные члены, в результате интегрирования получаем

$$|F(\mathbf{q})|^2 = |F_{\text{теор. возм.}}(\mathbf{q})|^2 \left\{ \frac{\pi\beta}{2NZe^2} + \right. \\ \left. + (\mathbf{q}^2 + \kappa^2)^2 \left[\left(\mathbf{q}_{\perp} - 2 \frac{Ze^2}{\beta a} \frac{\psi}{\psi^2} \ln \frac{2q}{\gamma \kappa} \right)^2 + \kappa^2 + 4 \frac{Z^2 e^4}{\beta^2 a^2} \psi^{-2} \ln^2 \frac{2q}{\gamma \kappa} \right]^{-2} \right\}, \quad (6)$$

где $\ln \gamma = C \simeq 0,577$ — постоянная Эйлера; при вычислении (6) предполагалось, что $\mathbf{q}^2 \bar{u}^2 \ll 1$, где \bar{u}^2 — средний квадрат поперечного теплового смещения атомов в решетке.

Подставив (6) в (3) и проинтегрировав по передаваемым импульсам, приходим к следующему выражению для дифференциального сечения тормозного излучения в монокристалле:

$$d\sigma_{\text{торм.}} = d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \left\{ \frac{\pi\beta}{2NZe^2} + \frac{1 + 2 \left(\frac{2Ze^2}{\beta am} \psi^{-1} \ln \frac{2m}{\gamma \kappa} \right)^2}{\left[1 + 4 \left(\frac{2Ze^2}{\beta am} \psi^{-1} \ln \frac{2m}{\gamma \kappa} \right)^4 \right]^{3/2}} \right\}. \quad (7)$$

Из полученного выражения (7) непосредственно видно, что выход за рамки теории возмущений приводит к появлению ориентационной зависимости от угла влета в дифференциальном сечении тормозного излучения жестких квантов. Вблизи нулевого угла ($\psi \rightarrow 0$) из (7) следует сильное уменьшение выхода тормозных фотонов:

$$d\sigma_{\text{торм.}}(\psi = 0) = d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \frac{\pi\beta}{2NZe^2}. \quad (8)$$

Однако необходимо подчеркнуть, что учет многократного рассеяния первичного пучка электронов приводит к некоторому увеличению выхода тормозных фотонов вдоль кристаллографической оси по сравнению с (8):

$$d\sigma_{\text{торм.}}(\psi = 0) = d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \left\{ \frac{\overline{\theta_L^2}}{Z^2 e^4 \ln^2 \frac{2m}{\gamma x}} \right\}^2, \quad (9)$$

где $\overline{\theta_L^2}$ — средний квадрат угла многократного рассеяния в кристалле толщины L .

Характерный угловой размер минимума в спектре тормозного излучения определяется величиной

$$\psi_0 = \frac{2Ze^2}{\beta am} \ln \frac{2m}{\gamma x}, \quad (10)$$

которая для алмаза равняется 0,4 мрад.

При $\psi < \psi_0$

$$d\sigma_{\text{торм.}} \simeq d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \frac{1}{4} \left(\frac{\psi}{\psi_0} \right)^4, \quad (11)$$

а при $\psi \gg \psi_0$

$$d\sigma_{\text{торм.}} \simeq d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \left(1 + 2 \left(\frac{\psi_0}{\psi} \right)^2 \right). \quad (12)$$

Анализ выражения (7) показывает, что при $\psi \simeq 0,75$ мрад сечение тормозного излучения сравнивается с выражением, полученным в рамках теории возмущений. При $\psi \simeq 1,1$ мрад в сечении имеется максимум

$$d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{max})} \simeq 1,14 d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})}. \quad (13)$$

При дальнейшем увеличении угла влета ($\psi \gg \psi_0$) дифференциальное сечение тормозного излучения жестких фотонов определяется выражением, вычисленным по теории возмущений (12).

3. Эксперимент

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование зависимости интенсивности фотонов предельной энергии ($x=0,973$) тормозного излучения от угла влета электронов в кристалл. Исследования проводились на внутреннем пучке электронов с энергией 4,5 Гэв Ереванского ускорителя. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Электронный пучок направляется на алмазную пластинку с размерами $0,1 \times 1 \times 5$ мм³, широкая грань которой перпендикулярна оси [001]. Мишень была вмонтирована в гониометрическую систему Γ_1 , способную дистанционно поворачивать кристалл в двух взаимно перпендикулярных направлениях с точностью 0,04 мрад. Пучок тормозных γ -квантов очищался от заряженных

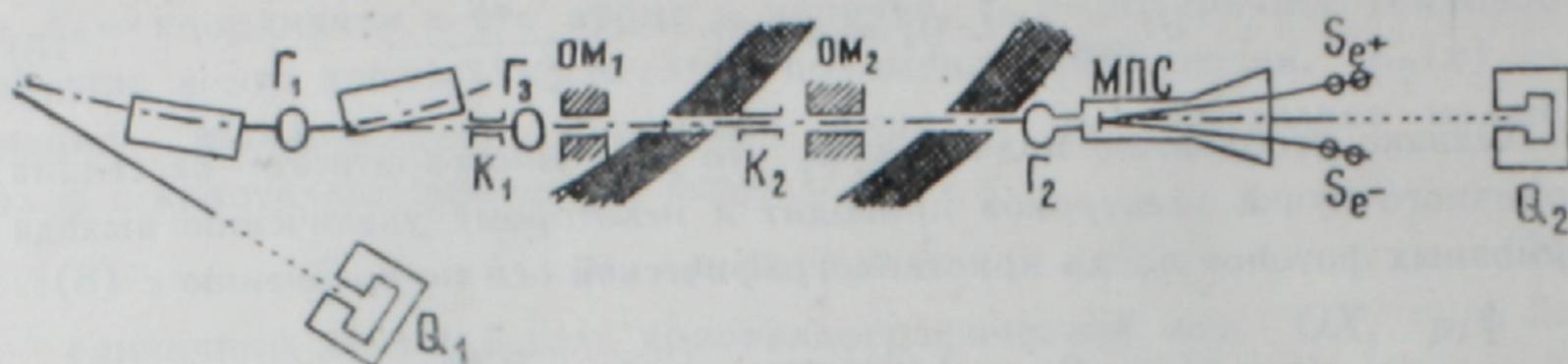


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Q_1 , Q_2 — квантометры Вильсона, МПС — магнит парного γ -спектрометра, S_{e^+} , S_{e^-} — сцинтилляционные счетчики, OM_1 , OM_2 — очищающие магниты, Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 — гониометрические системы.

частиц двумя очищающими магнитами OM_1 , OM_2 , коллимировался в пределах угла $\pm 0,16$ мрад. Для нахождения нулевого угла (импульс электрона параллелен оси кристалла $[001]$) использовалась зависимость интегральной интенсивности от угла влета электронов в кристалл, которая измерялась с помощью квантометра Q_2 . В эксперименте парным γ -спектрометром измерялось число электронно-позитронных пар, соответствующих энергии γ -квантов $4,38$ Гэв, в зависимости от угла влета в кристалл. Энергия измерялась с точностью $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 1,2\%$. Мониторинг проводился с помощью квантометра Q_1 , установленного на специальном мониторинговом канале.

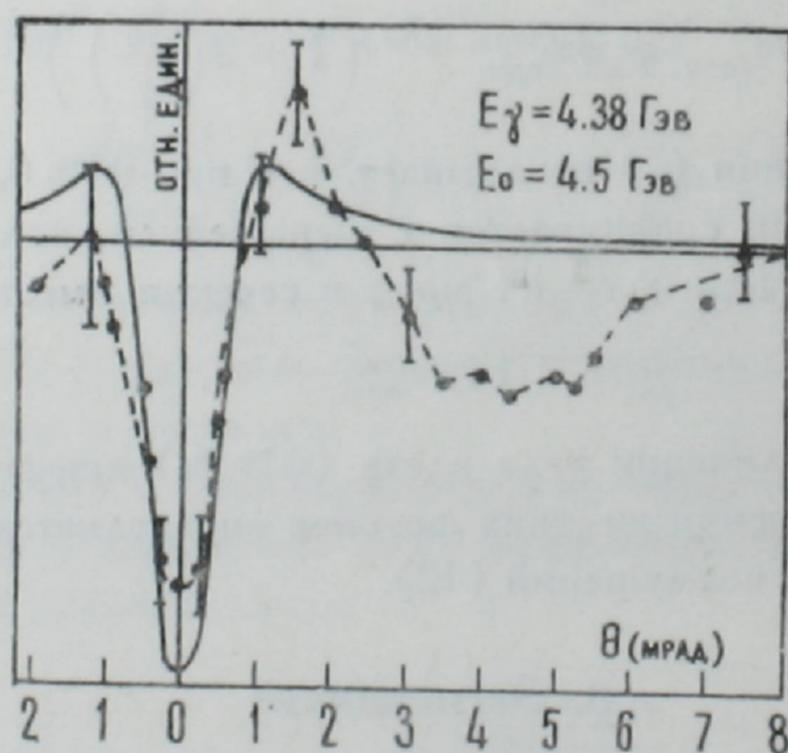


Рис. 2. Выход тормозных γ -квантов с энергией $4,38$ Гэв от электронов с энергией $4,5$ Гэв на кристалле алмаза в зависимости от угла влета электронов относительно оси $[001]$. Импульс электрона лежит в плоскости (100) . Сплошная кривая рассчитана по формуле (7), пунктирная кривая — результаты экспериментальных измерений, прямая линия соответствует расчетам по теории возмущений [1—5].

На рис. 2 приведены результаты измерений (пунктирная кривая). Как видно из рисунка, наблюдается сильное уменьшение выхода жестких тормозных фотонов предельной энергии вблизи нулевого угла. Наблюдаемый эффект в пределах экспериментальных ошибок согласуется с теоретическим

выражением (7) (сплошная кривая), однако теоретическое значение дифференциального сечения тормозного излучения в минимуме (9) меньше экспериментального. Указанное обстоятельство связано с тем, что при теоретическом анализе не учитывалась начальная расходимость электронного пучка, а также тепловые колебания атомов решетки.

Ереванский физический институт
Московский инженерно-физический
институт

Поступила 4.III.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Тер-Микаелян. ЖЭТФ, 25, 296 (1953).
2. В. Ferretti. Nuovo Cim., 7, 118 (1950).
3. Н. Überall. Phys. Rev., 103, 1055 (1956).
4. G. Diambri. Rev. Mod. Phys., 40, 611 (1968).
5. Н. П. Калашников. ФТТ, 5, 1924 (1963).
6. L. I. Schiff. Phys. Rev., 103, 443 (1956).
7. Н. П. Калашников, Э. А. Коптелов. ФТТ, 15, 1663 (1973).
8. Н. П. Калашников. ЖЭТФ, 64, 1425 (1973).
9. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, М., 1962.

ԳԵՐԱՐԱԳ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՇՏ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՉԱՓԱԶԱՆՑ ՓՈՔՐ ԵԼՔԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Ն. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄԱԳԱՆՅԱՆ, Լ. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ, Ն. Պ. ԿԱԼԱՇՆԻԿՈՎ

Կատարված են էքսպերիմենտալ և տեսական հետազոտություններ միարյուրերկներում գերարագ էլեկտրոնների արգելակման ճառագայթման կոշտ ֆոտոնների դիֆերենցիալ կտրվածքի մոտքի անկյունից ունեցած օրիննտացիոն կախման վերաբերյալ: Կանխագուշակված ու հայտնաբերված է սահմանային էներգիայի արգելակման ֆոտոնների ելքի զգալի նվազում մոտքի գերոյական անկյան մոտակայքում: Հետազոտված է արգելակման ճառագայթման կտրվածքում հայտնաբերված մինիմումի անկյունային լայնությունը:

ANOMALOUSLY SMALL YIELD OF HARD BREMSSTRAHLUNG PHOTONS FROM SUPERFAST ELECTRONS IN CRYSTALS

R. O. AVAKYAN, A. A. ARMAGANYAN, L. G. HARUTYUNYAN,
S. M. DARBINYAN, N. P. KALASHNIKOV

The orientational dependence of the differential cross section of hard bremsstrahlung photons on the angle of incidence of superfast electrons in monocrystal is studied theoretically and experimentally. Strong reduction in the yield of bremsstrahlung photons of limiting energy is predicted and observed in the vicinity of the zero angle of incidence. The angular width of this minimum in bremsstrahlung cross section is investigated.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБРАЗУЕМОЕ СГУСТКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Л. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Получено общее выражение для интенсивности переходного излучения, образованного сгустком заряженных частиц произвольной структуры. Произведено статистическое усреднение интенсивности излучения по произвольной функции распределения координат частиц в сгустке. Исследован вопрос когерентности излучения сгустка. Показано, что при некоторых условиях, налагаемых на плотность частиц в сгустке, и при определенной длине волны излучения когерентная часть излучения начинает преобладать над некогерентной частью.

Вопрос об образовании переходного излучения системой заряженных частиц (сгустком) впервые рассматривался в работе [1] для системы из двух зарядов. В этой работе, в частности, было найдено условие, при котором в рентгеновской области частот два заряда будут излучать когерентно. В работе [2] рассматривалось образование рентгеновского переходного излучения периодически следующими друг за другом сгустками заряженных частиц.

В настоящей работе произведено более подробное, чем в [1, 2], рассмотрение вопроса образования переходного излучения любой частоты одним сгустком. Получена общая формула излучения для произвольного распределения зарядов в сгустке. Она состоит из члена, пропорционального полному числу N частиц в сгустке (некогерентный член), и члена, пропорционального N^2 (когерентный член)*. Приведены частные виды этой формулы для случая, когда заряды равномерно распределены по сгустку цилиндрической формы, и для случая, когда радиальное и продольное распределения зарядов являются гауссовыми.

Показано, что при заданных размерах сгустка всегда имеется некоторая величина $N_{кр}$, такая, что при $N \gg N_{кр}$ когерентный член превосходит некогерентный. В обратном случае главным является некогерентный член. Произведен численный расчет на ЭВМ для излучения в длинноволновой области частот. В рентгеновской области частот результаты согласуются с результатами [1, 2].

1. Пусть сгусток из N частиц с одинаковыми зарядами e и скоростями v пролетает вдоль оси Z из среды 1 в среду 2 перпендикулярно к плоской границе раздела этих сред. Среды характеризуются диэлектрическими постоянными ϵ_1 и ϵ_2 и магнитными проницаемостями μ_1 и μ_2 .

* Вопрос о когерентной генерации микрорадиоволн сгустками частиц за счет других физических механизмов рассматривался еще в работах [3, 4].

Методом, развитым в [5], нетрудно получить выражение для частотного распределения потока энергии излучения через плоскость, перпендикулярную к оси Z , расположенную во второй среде и отстоящую достаточно далеко от границы раздела сред:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\varepsilon_2 e^2}{\pi^2 v^2 c} \int \omega^2 \chi^3 \lambda_2 \left(\frac{\eta_{12}}{\xi} \right)^2 A \cos \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (1)$$

где $\chi = (\omega/c) \sin \vartheta$, ϑ и φ — полярный и азимутальный углы излучения,

$$\xi = \varepsilon_2 \lambda_1 + \varepsilon_1 \lambda_2, \quad \lambda_{1,2}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} - \chi^2,$$

$$\eta_{12} = \frac{-1 - v \lambda_1 / \omega}{\chi^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 + \frac{\omega^2}{v^2}} + \frac{\varepsilon_1 / \varepsilon_2 + v \lambda_1 / \omega}{\chi^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2 + \frac{\omega^2}{v^2}}, \quad (2)$$

$$A = \sum_{m, n=1}^N \exp \left\{ -i \left[\chi (\rho_m - \rho_n) + \omega (z_m - z_n) / v \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{r}_m = (\rho_m, z_m)$ — координаты m -ой заряженной частицы, отсчитываемой, например, от центра масс сгустка. Вектор χ находится в плоскости x, y и имеет азимутальный угол φ .

Заметим, что если сгусток состоит из одной частицы, то $A=1$ и формула (1), естественно, совпадает с соответствующей формулой для переходного излучения, образуемого одной частицей.

В дальнейшем для простоты будем считать, что $\varepsilon_1 = \varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\varepsilon_2 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$. Тогда формулу (1) можно записать в виде

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \int f(\omega, \vartheta) A d\vartheta d\varphi, \quad (4)$$

где $\beta = v/c$,

$$f(\omega, \vartheta) = \frac{\cos^2 \vartheta \sin^3 \vartheta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \vartheta)^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta})}{(\varepsilon \cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta})(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta})} \right|^2. \quad (5)$$

Из формулы (4) с учетом (3) видно, что если

$$\chi (\rho_m - \rho_n) \gg 1 \quad \text{или} \quad \omega (z_m - z_n) / v \gg 1 \quad (6)$$

для всех $m \neq n$, то в величину A вносят вклад только слагаемые с $m=n$, т. е. в этом случае

$$A = N$$

и интенсивность излучения, образуемого сгустком, равна аддитивной сумме интенсивностей излучений, образуемых отдельными частицами сгустка (частицы излучают некогерентно).

Если же, наоборот, имеют место неравенства

$$\kappa(\rho_m - \rho_n) \ll 1 \text{ и } \frac{\omega}{v}(z_m - z_n) \ll 1 \quad (7)$$

для всех m и n (от 1 до N), то

$$A = N^2$$

и весь сгусток излучает как одна частица с зарядом, равным сумме зарядов частиц сгустка Ne (частицы излучают когерентно).

В общем случае результат будет, естественно, промежуточным, т. е. часть зарядов (группы) будет излучать когерентно, а в целом же имеет место интерференция излучения от отдельных групп частиц.

2. Чаще всего на практике неизвестны точные координаты отдельных частиц в сгустке, а задана лишь функция распределения этих координат. Поэтому произведем статистическое усреднение величины $dW/d\omega$ (см. (4)) по координатам частиц в сгустке. Это усреднение сводится к усреднению фактора A . Формально сходное усреднение было произведено в работе [6].

Величину A можно записать в виде

$$A = N + \sum'_{m, n=1}^N \exp\{-i[\kappa(\rho_m - \rho_n) + \omega(z_m - z_n)/v]\}, \quad (8)$$

где штрих у знака суммы означает, что при суммировании $m \neq n$. Усредняя выражение (8) по разным положениям частиц сгустка, получаем

$$\langle A \rangle = N + N(N-1) \iint \exp\{-i[\kappa(\rho - \rho') + \omega(z - z')/v]\} \times \\ \times F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (9)$$

где $\mathbf{r} = (\rho, z)$, $\mathbf{r}' = (\rho', z')$, $F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — бинарная функция распределения частиц в сгустке, нормированная так, что

$$\iint F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' = 1. \quad (10)$$

Будем считать координаты разных заряженных частиц сгустка независимыми величинами. Это означает, что бинарную функцию можно приближенно заменить произведением двух одночастичных функций распределения

$$F_2(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx F(\mathbf{r})F(\mathbf{r}'). \quad (11)$$

Строго говоря, это верно только в том случае, когда эти частицы находятся достаточно далеко друг от друга. На близких расстояниях из-за взаимодействия между частицами может существовать определенная корреляция между их положениями. Но если сгусток не слишком плотный, так что частицы большую часть времени находятся достаточно далеко друг от друга, приближение (11) вполне пригодно.

В этой связи отметим, что в теории рассеяния рентгеновских лучей независимость положений электронов даже внутри одного и того же атома является хорошим приближением (см., напр., [7]).

Кроме того, координаты ρ и z мы также будем считать независимыми, а поскольку обычно сгустки обладают цилиндрической симметрией, то

$$F(\mathbf{r}) = R(\rho) \Phi(z), \quad (12)$$

где

$$2\pi \int_0^{\infty} R(\rho) \rho d\rho = 1, \quad \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(z) dz = 1.$$

Подставляя (11) и (12) в (9), получаем

$$\langle A \rangle = N[1 + (N-1)HG], \quad (13)$$

где

$$H = |h|^2, \quad h = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega z/v) \Phi(z) dz, \quad (14)$$

$$G = |g|^2, \quad g = 2\pi \int_0^{\infty} J_0(x\rho) R(\rho) \rho d\rho,$$

$J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка. Из формул (14) видно, что $0 \leq H \leq 1$, $0 \leq G \leq 1$.

Следует заметить, что фактор $\langle A \rangle$, определяемый формулой (13), полностью описывает интерференцию между излучениями, образованными частицами сгустка. Аналогичный фактор должен появиться и в других задачах излучения системой частиц (например, в задаче тормозного излучения).

3. Произведем анализ полученных общих формул. Прежде всего заметим, что в том случае, когда $HG \approx 1$, $\langle A \rangle \approx N^2$ и весь сгусток излучает когерентно. Легко видеть, что это имеет место при выполнении условий (7).

Пользуясь формулой (13), среднее значение величины (4) можно представить в виде

$$\left\langle \frac{dW}{d\omega} \right\rangle = \int_0^{\pi/2} \left\langle \frac{d^2 W}{d\omega d\vartheta} \right\rangle d\vartheta, \quad (15)$$

где угловой спектр определяется формулой

$$\left\langle \frac{d^2 W}{d\omega d\vartheta} \right\rangle = N \frac{d^2 W_1}{d\omega d\vartheta} [(1 - HG) + NHG]. \quad (16)$$

Величина $d^2 W/d\omega d\vartheta$ является угловым спектром переходного излучения, испускаемого одной частицей,

$$\frac{d^2 W_1}{d\omega d\vartheta} = \alpha f(\omega, \vartheta), \quad (17)$$

где

$$\alpha = \frac{2e^2\beta^2}{\pi c}.$$

Формула (16) состоит из двух членов: члена $N(1-HG)(d^2W_1/d\omega d\vartheta)$, соответствующего некогерентной части, и члена $N^2HG(d^2W_1/d\omega d\vartheta)$, соответствующего когерентной части излучения. Из этой формулы видно, что если

$$N \gg N_{кр}, \quad (18)$$

где

$$N_{кр} = \frac{1-HG}{HG}, \quad (19)$$

то когерентный член будет преобладать над некогерентным даже в том случае, когда излучение от всего сгустка не является когерентным. Это может произойти, если число частиц в сгустке достаточно велико при фиксированных размерах сгустка. В противном случае главным будет некогерентный член излучения.

4. Рассмотрим теперь два конкретных распределения зарядов в сгустке.

а) Прямоугольное распределение

$$\Phi(z) = \begin{cases} 1/a & \text{при } |z| \leq a/2 \\ 0 & \text{при } |z| > a/2 \end{cases}, \quad (20)$$

$$R(\rho) = \begin{cases} 1/\pi b^2 & \text{при } 0 \leq \rho \leq b \\ 0 & \text{при } \rho > b \end{cases},$$

где a и b — продольные и поперечные параметры сгустка.

Подставляя (20) в (14), получаем

$$H = \left(\frac{\sin \frac{\omega a}{2v}}{\frac{\omega a}{2v}} \right)^2, \quad (21)$$

$$G = \left[\frac{2J_1\left(\frac{\omega b}{c} \sin \vartheta\right)}{\frac{\omega b}{c} \sin \vartheta} \right]^2.$$

б) Нормальное распределение Гаусса

$$\Phi(z) = \frac{2}{a\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{4z^2}{a^2}\right),$$

$$R(\rho) = \frac{1}{\pi b^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{b^2}\right). \quad (22)$$

В этом случае

$$H = \exp\left(-\frac{\omega^2 a^2}{8 v^2}\right), \tag{23}$$

$$G = \exp\left(-\frac{\omega^2 b^2}{2c^2} \sin^2 \vartheta\right).$$

Приведем результаты численного расчета углового спектра переходного излучения, приходящегося на одну частицу сгустка, произведенного по формуле (16) в случае, когда частицы в сгустке имеют гауссовское распределение (22). На рис. 1, 2 приведены значения величины $\langle d^2 \dot{W}/d\omega d\vartheta \rangle \cdot (N\alpha)^{-1}$ в зависимости от ϑ при различных N и $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. Из рисун-

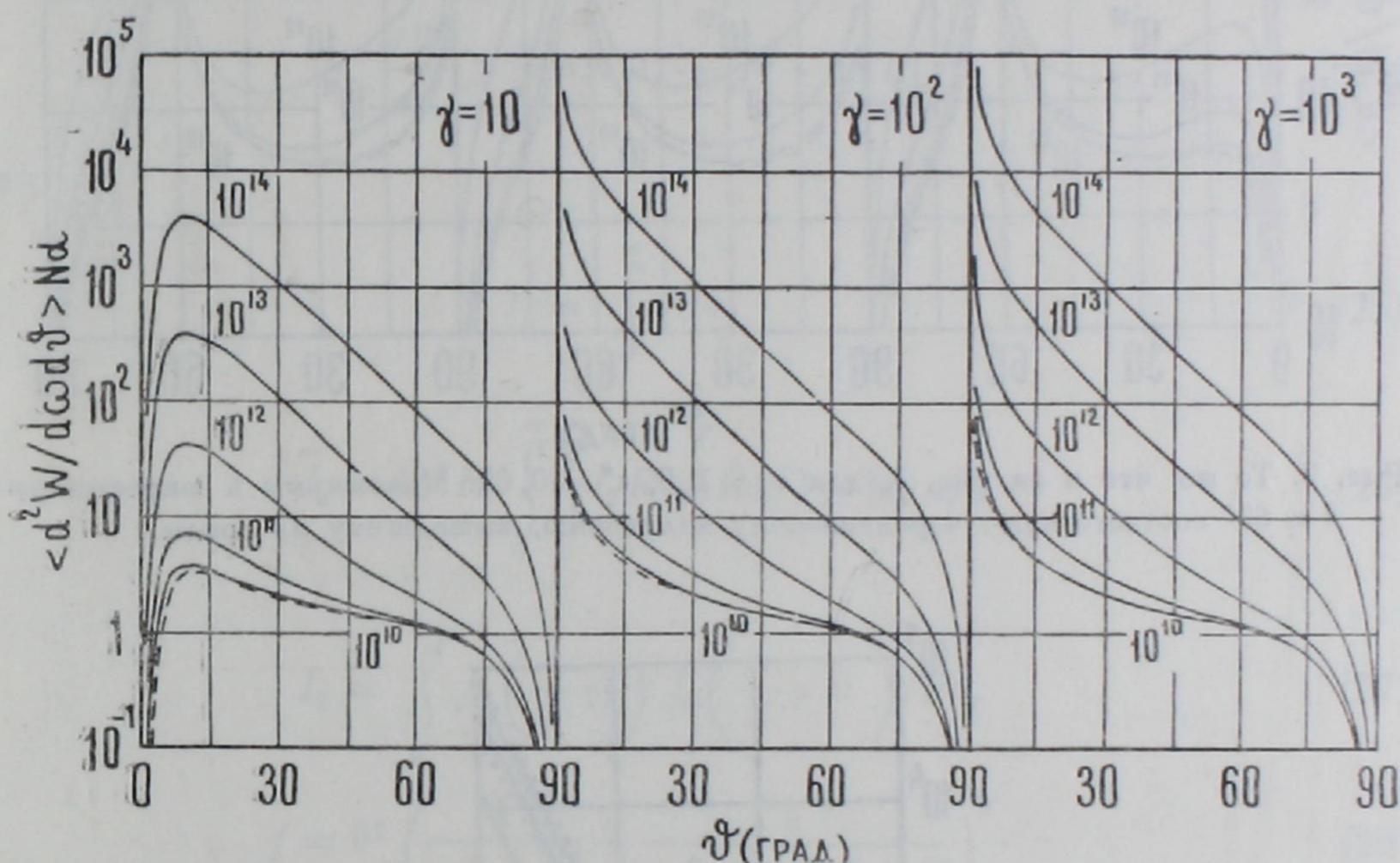


Рис. 1. Угловой спектр излучения, приходящегося на одну частицу, в единицах α в зависимости от значений γ -фактора и числа частиц в сгустке $N = 10^{10} \div 10^{14}$. Расчет произведен по формуле (16) для гауссовского распределения частиц в сгустке с параметрами $a = 5$ мм, $b = 2$ мм, $\epsilon' = 3$, $\epsilon'' = 0,02$, $c/\omega = 1$ мм. Штриховые кривые соответствуют случаю $N = 1$.

ков хорошо видно, что кривые, соответствующие относительно небольшим значениям N , при больших углах сливаются со штриховой кривой, соответствующей одной частице. Это означает, что при этих условиях когерентность подавлена. Для больших значений N , а также при меньших углах имеет место когерентность излучения. Максимумы при $\vartheta \approx 63^\circ$ на рис. 2 соответствуют черенковскому излучению. На рис. 1 таких максимумов нет из-за полного внутреннего отражения черенковского излучения на границе среды.

Результаты численного расчета полной интенсивности излучения, приходящегося на одну частицу, приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что при относительно небольших N величина $\langle dW/d\omega \rangle/N\alpha$ практически не зависит от N , что соответствует некогерентному сложению интенсивностей

излучений от отдельных частиц. Когда N становится достаточно большим, эта величина линейно зависит от N , т. е. когерентный член является главным.

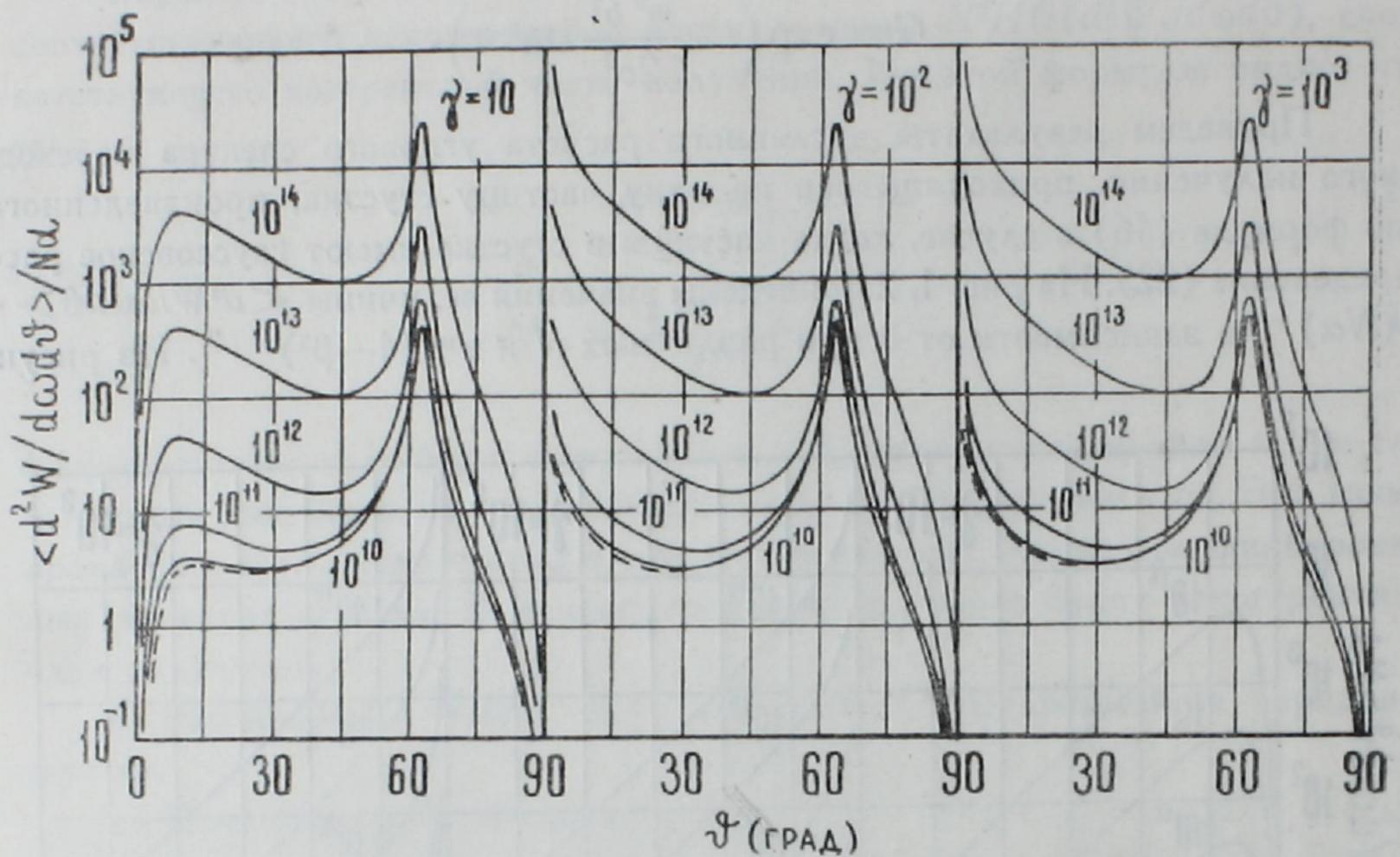


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для $\epsilon' = 1,8$, $\epsilon'' = 0,02$. Максимумы в окрестности $\vartheta \approx 63^\circ$ соответствуют черенковскому излучению, вышедшему из среды.

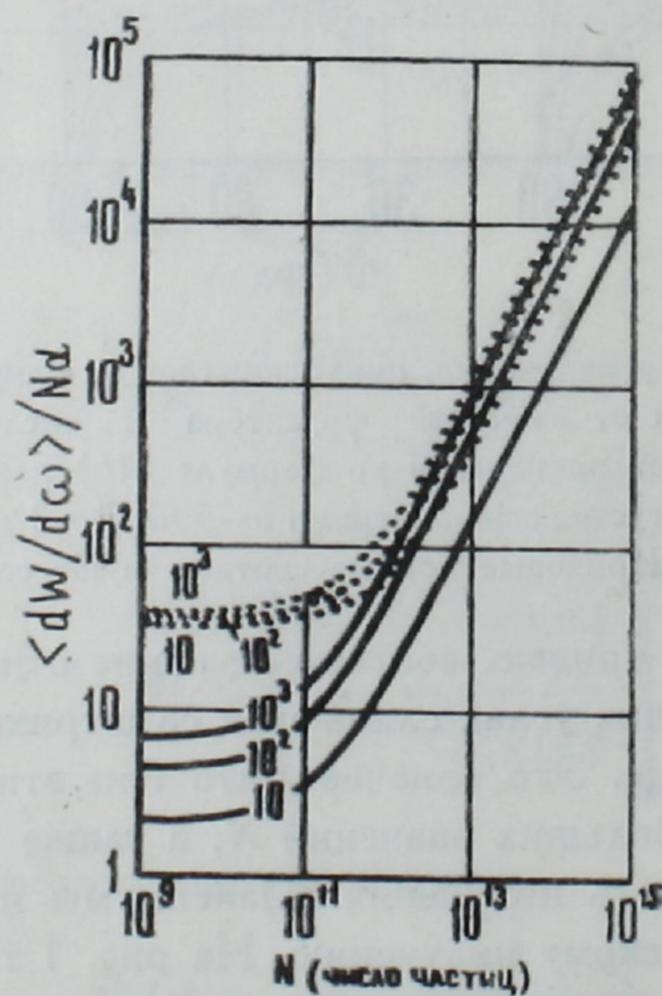


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения, приходящегося на одну частицу, в единицах α от числа частиц N . Расчет произведен по формуле (15) для гауссовского распределения частиц в сгустке с параметрами $a = 5$ мм, $b = 2$ мм, $c/\omega = 1$ мм. Цифры у кривых означают значения γ -фактора. Сплошные кривые соответствуют случаю $\epsilon' = 3$, $\epsilon'' = 0,02$, пунктирные — $\epsilon' = 1,8$, $\epsilon'' = 0,02$.

В области значений $N \sim N_{кр}$ имеется плавный переход от одной зависимости к другой. Из рисунка также видно, что в случае $\epsilon' = 3$ указанный переход начинается при несколько меньших значениях N . Это легко понять, так как из рис. 1 и 2 видно, что в случае $\epsilon' = 3$ более существенными являются малые углы излучения. Это обстоятельство уменьшает величину G (см. (23)) для случая $\epsilon' = 1,8$ и приводит к увеличению $N_{кр}$ (см. (19)).

5. Если частицы ультрарелятивистские и мы интересуемся рентгеновской областью частот, то основной вклад в интеграл (15) вносят малые углы ϑ вплоть до углов порядка [8] $(\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)^{1/2}$.

В результате задача сводится к вычислению следующего выражения:

$$\left\langle \frac{dW}{d\omega} \right\rangle = \alpha N [I_1 + (N-1) \tilde{I}_2], \quad (24)$$

где

$$I_1 = \int_0^\infty f d\vartheta, \quad (25)$$

$$\tilde{I}_2 = 4\pi^2 H \int_0^\infty \int_0^\infty I_2 R(\rho) R(\rho') \rho \rho' d\rho d\rho', \quad (26)$$

$$I_2 = \int_0^\infty J_0\left(\frac{\omega}{c} \rho \vartheta\right) J_0\left(\frac{\omega}{c} \rho' \vartheta\right) f d\vartheta, \quad (27)$$

$$f = \vartheta^3 \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \vartheta^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2 + \vartheta^2} \right)^2. \quad (28)$$

Интеграл (25) легко вычисляется

$$I_1 = \frac{u^2 + u_0^2}{u^2 - u_0^2} \ln \frac{u}{u_0} - 1, \quad (29)$$

где

$$u = \frac{\omega}{c} (\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2)^{1/2}, \quad u_0 = \frac{\omega}{c} \gamma^{-1}. \quad (30)$$

Что касается интеграла (27), то можно показать, что

$$I_2 = T(u, u_0; \rho, \rho') + T(u, u_0; \rho', \rho) + T(u_0, u; \rho, \rho') + T(u_0, u; \rho', \rho), \quad (31)$$

где

$$T(u, u_0; \rho, \rho') = \left\{ -\frac{u^2 + u_0^2}{u^2 - u_0^2} I_0(\rho' u) K_0(\rho u) + \right. \\ \left. + \frac{u}{2} [\rho' I_1(\rho' u) K_0(\rho u)] - \rho I_0(\rho' u) K_1(\rho u) \right\} \vartheta(\rho - \rho'),$$

$I_\nu(z)$ — функция Бесселя мнимого аргумента, $K_\nu(z)$ — модифицированная функция Ганкеля, $\theta(x) = 0$ при $x < 0$ и 1 при $x \geq 0$.

Подставляя (29) и (31) в (26) и (24), получаем частотный спектр рентгеновского переходного излучения, образуемого произвольным сгустком ультрарелятивистских частиц.

Отметим, что если

$$\frac{\omega}{c} \left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \rho_{\max} \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\omega}{v} z_{\max} \ll 1, \quad (32)$$

где ρ_{\max} и z_{\max} — максимальные размеры сгустка в поперечном и продольном направлениях, то, как видно из (29), (31) и (14), имеем

$$I_2 = I_1, \quad H = 1. \quad (33)$$

Подставляя (33) в (24), получаем

$$\left\langle \frac{dW}{d\omega} \right\rangle = N^2 \int \frac{d^2 W_1}{d\omega d\vartheta} d\vartheta. \quad (34)$$

Полученная формула означает, что при выполнении условий (32) весь сгусток излучает в рентгеновской области как одна частица с зарядом Ne , т. е. когерентно. В области граничных частот, когда

$$\omega \sim \gamma \omega_0,$$

условия (32) совпадают с условиями для когерентности излучения, полученными в [1, 2]. Естественно, условия (32) непосредственно вытекают из условий (7).

Для двух конкретных распределений (20) и (22) выражение (26) принимает вид:

а) в случае прямоугольного распределения

$$\begin{aligned} \tilde{I}_2 = & \left(\frac{\sin \frac{a\omega}{2v}}{\frac{a\omega}{2v}} \right)^2 \left\{ \left(\frac{2}{ub} \right)^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{u^2 + u_0^2}{u^2 - u_0^2} I_1(ub) K_1(ub) - \right. \right. \\ & \left. \left. - ub I_2(ub) K_1(ub) \right] + \left(\frac{2}{u_0 b} \right)^2 \left[\frac{1}{2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{u^2 + u_0^2}{u^2 - u_0^2} I_1(u_0 b) K_1(u_0 b) - u_0 b I_2(u_0 b) K_1(u_0 b) \right] \right\}, \quad (35) \end{aligned}$$

б) в случае нормального распределения Гаусса

$$\begin{aligned} \tilde{I}_2 = & \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\omega^2 a^2}{8v^2}\right) \left[\left(\frac{u^2 + u_0^2}{u^2 - u_0^2} - \frac{u^2 b^2}{2} \right) \exp\left(\frac{u^2 b^2}{2}\right) Ei\left(-\frac{u^2 b^2}{2}\right) - \right. \\ & \left. - \left(\frac{u^2 + u_0^2}{u^2 - u_0^2} + \frac{u_0^2 b^2}{2} \right) \exp\left(\frac{u_0^2 b^2}{2}\right) Ei\left(-\frac{u_0^2 b^2}{2}\right) - 2 \right], \quad (36) \end{aligned}$$

где $E_i(z)$ — интегральная показательная функция (см., напр., [9]), u и u_0 определяются формулами (30).

Заметим, что в рентгеновской области частот $c/\omega \sim 10^{-8}$ см. Если $a, b \sim 10^{-1}$ см, то для прямоугольного распределения $\dot{N} \sim 10^{-14}$, $G \sim 10^{-8}$, откуда $N_{кр} \sim 10^{22}$, т. е. для того, чтобы когерентная часть излучения преобладала, необходимо иметь сгусток с очень большой плотностью, превышающей 10^{25} частиц/см³.

6. Таким образом, чтобы сгусток излучал когерентно в рентгеновской области частот, требуется выполнение весьма жестких условий. В длинноволновой же области условия когерентности оказываются значительно менее жесткими из-за большей длины волны излучения.

В приведенных в настоящей работе результатах численного расчета мы считали, что из четырех параметров a, b, ω и N зафиксированными являются первые три. Очевидно, что можно с тем же правом считать зафиксированными любые три из них и получить условие на четвертый параметр.

Ереванский физический
институт

Поступила 17.XI.1974

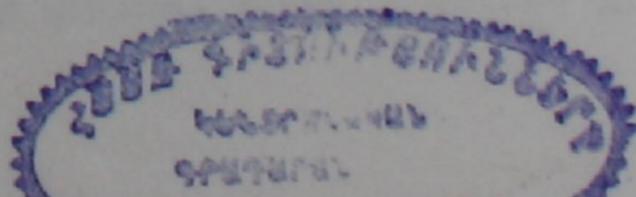
ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ц. Амагунни. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 13, 111 (1960).
2. А. Ц. Амагунни. Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 15, 109 (1962).
3. В. Л. Гинзбург. Изв. АН СССР, сер. физическая, 11, 165 (1947).
4. Г. А. Аскарян. ЖЭТФ, 30, 584 (1956).
5. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403 (1957); 37, 527 (1959).
6. Г. М. Гарибян, Л. А. Геворгян, Ян Ши. ЖЭТФ, 66, 552 (1974).
7. Р. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, М., 1950, глава III, § 2.
8. Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 522 (1974).
9. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., 1971.

ԵՐԿՈՒ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆԸ ՀԱՏՈՂ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ
ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿԻ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Լ. Ա. ՎԱՐԳԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻՔՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

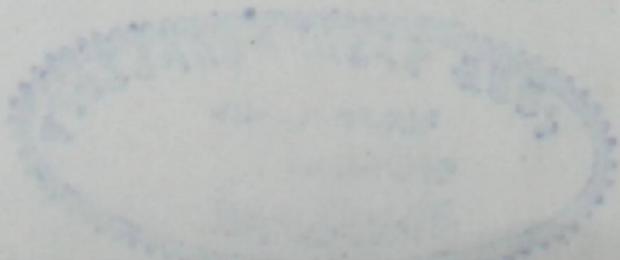
Ստացված է ընդհանուր արտահայտություն լիցքավորված մասնիկների կամայական բաշխում ունեցող թանձրուկի անցումային ճառագայթման ինտենսիվության համար և կատարված է վիճակագրական միջինացում ըստ թանձրուկի մասնիկների կոորդինատների բաշխման կամայական ֆունկցիայի: Հետազոտված է թանձրուկի ճառագայթման կոհերենտության հարցը: Ցույց է տրված, որ թանձրուկի մեջ մասնիկների խտության վրա դրված որոշակի պայմանների դեպքում և ճառագայթման ալիքի որոշակի երկարության համար ճառագայթման կոհերենտ մասը սկսում է գերակշռել ոչ կոհերենտ մասի նկատմամբ:



TRANSITION RADIATION FORMED BY A CHARGED PARTICLES BUNCH PASSING THE BOUNDARY OF TWO MEDIA

L. A. VARDANYAN, G. M. GARIBYAN, C. YANG

A general expression for the intensity of transition radiation formed by a bunch of charged particles of arbitrary structure is received. The statistical averaging of the radiation intensity over an arbitrary distribution function of the coordinates of particles in the bunch is made. The coherence problem of the radiation from the bunch is investigated. It is shown, that if some conditions on the density of particles in the bunch and the wave length of radiation are met, the coherent part of radiation is greater than the incoherent one.



ШТАРКОВСКОЕ УШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН

А. Ж. МУРАДЯН

Рассмотрено прохождение встречных интенсивных монохроматических волн одинаковой частоты через резонансную газовую среду. Показано, что в таком поле спектральные линии неоднородно уширяются. Простые соображения позволяют также построить квантовую теорию многофотонной отдачи атома в поле встречных волн.

1. Введение

Если двухуровневый атом находится в поле резонансного излучения, то хорошо известно, что энергетические уровни сдвигаются и в приближении квадратичного Штарк-эффекта сдвиг уровней дается формулой

$$\Delta E = \frac{\hbar \varepsilon}{4} \xi, \quad (1)$$

где $\xi = \frac{4|d|^2 |E|^2}{\hbar^2 \varepsilon^2}$ — безразмерный параметр интенсивности, $\varepsilon = \omega_0 - \omega$ —

расстройка резонанса, ω_0 — частота резонансного перехода, ω — частота света, d — дипольный момент атома, E — амплитуда напряженности электрического поля. Сдвиг энергетических уровней в поле одной интенсивной монохроматической волны неоднократно наблюдался как в линиях поглощения [1], так и в линиях излучения [2].

В настоящей работе показано, что в поле двух интенсивных встречных волн кроме обычного штарковского сдвига энергетические уровни одновременно уширяются. Природу такого уширения легко понять на основе формулы (1). В указанном случае $\xi = \xi_1 + \xi_2 + 2\sqrt{\xi_1 \xi_2} \cos 2kz$, где ξ_1 и ξ_2 — безразмерные параметры интенсивности отдельных волн, $k = \frac{\omega}{c}$ —

волновой вектор волны (предполагается, что волны имеют одну и ту же частоту). В поле стоячей волны ΔE осциллирует с z . Мини-

мальный сдвиг соответствует $\Delta E_{\min} = \frac{\hbar \varepsilon}{4} (\sqrt{\xi_1} - \sqrt{\xi_2})^2$, а мак-

симальный — $\Delta E_{\max} = \frac{\hbar \varepsilon}{4} (\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2})^2$. Такой сдвиг имеют атомы,

которые находятся в узлах и пучностях волны. Для остальных атомов

$$\Delta E_{\min} < \Delta E < \Delta E_{\max}. \quad (2')$$

Такой переменный по z сдвиг атомных уровней в процессах поглощения и излучения должен проявиться как неоднородное уширение линий,

причем максимально возможная ширина есть $\gamma_{\max} = \frac{2}{\hbar} (\Delta E_{\max} - \Delta E_{\min})$.

Реальная ширина, естественно, определяется из конкретной формы линий и основная задача данной работы — определить форму линий в поле двух встречных волн.

Приведенные простые соображения позволяют также построить квантовую теорию многофотонной отдачи атома в поле стоячей волны. Этот вопрос с точки зрения классической траектории атома в последнее время дискутируется в литературе [4—9] и может найти некоторые интересные применения.

2. Прохождение встречных интенсивных монохроматических волн

Рассмотрим плоскую одномерную задачу, предполагая следующий вид для электрического поля волны:

$$E(t, z) = E_1(z) e^{i(kz - \omega t)} + E_2(z) e^{-i(kz + \omega t)} + \text{к. с.}, \quad (3)$$

где $E_{1,2}(z)$ — независимые от времени комплексные функции, слабо зависящие от z . Ограничиваясь дипольным приближением для взаимодействия излучения с двухуровневыми атомами, гамильтониан системы представим в виде

$$H = H_0 - dE, \quad (4)$$

где H_0 — гамильтониан изолированного атома, d — оператор дипольного момента перехода. Поляризационными эффектами не будем интересоваться и рассмотрим скалярный случай.

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H \Psi \quad (5)$$

будем искать в виде

$$\Psi = a\psi e^{-i/\hbar \varepsilon_1 t} + b\varphi e^{-i/\hbar \varepsilon_2 t + i\varepsilon t}, \quad (6)$$

где $\hbar\omega_0 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$, ψ и φ — волновые функции изолированного атома соответственно в основном и возбужденном состояниях, так что

$$H_0 \psi = \varepsilon_1 \psi, \quad H_0 \varphi = \varepsilon_2 \varphi. \quad (7)$$

Для неизвестных амплитуд a и b имеют место следующие уравнения:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a = d(E_1^* e^{-ikz} + E_2^* e^{ikz}) b, \quad (8)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} b = \hbar\varepsilon b + d^*(E_1 e^{ikz} + E_2 e^{-ikz}) a. \quad (9)$$

Система (8), (9) допускает решение типа $e^{-i\gamma t}$ с возможными значениями

$$\gamma_{1,2} = \frac{\varepsilon}{2} (1 \pm \sqrt{1 + \lambda(z)}), \quad (10)$$

где

$$\lambda(z) = \xi_1 + \xi_2 + \frac{4|d|^2}{\hbar^2 \varepsilon^2} (E_1^* E_2 e^{-2ikz} + E_1 E_2^* e^{2ikz}). \quad (11)$$

Нижний знак в (10) соответствует основному состоянию атома до взаимодействия.

Подставляя это решение в (6), получим

$$\Psi = a_0 \left\{ \psi e^{-i/\hbar \varepsilon_1 t} + \frac{d^*}{\hbar \nu_1} (E_1 e^{ikz} + E_2 e^{-ikz}) e^{-i/\hbar \varepsilon_2 t + ikt} \right\} e^{-i\nu_1 t}, \quad (12)$$

а из условия нормировки $\langle \Psi | \Psi \rangle = 1$ находим

$$|a_0|^2 = \frac{1 + \sqrt{1 + \lambda(z)}}{2 \sqrt{1 + \lambda(z)}}. \quad (13)$$

С помощью найденной волновой функции укороченное уравнение распространения для $E_1(z)$ принимает вид

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = iq \left\{ \frac{E_1(z) + E_2(z) e^{-i2kz}}{\sqrt{1 + \lambda(z)}} \right\}_{\text{ср}}, \quad (14)$$

где $q = 2\pi \bar{N} \omega_0 |d|^2 / \hbar c \varepsilon$, \bar{N} — плотность атомов, а усреднение правой части уравнения следует производить по пространственному периоду волны.

Уравнение для $E_2(z)$ получается из (14) заменой

$$z \rightarrow -z, \quad E_1 \leftrightarrow E_2.$$

При получении вышеприведенных формул мы пренебрегли однородным и неоднородным уширением уровней. Это возможно в газах при низких давлениях, когда ε много больше всех ширин (адиабатическое приближение [10]). Произведя пространственное усреднение, получаем, что интенсивности обеих волн при прохождении сохраняются, причем показатели преломления имеют вид

$$n_{1,2} = 1 + \frac{q}{\pi \omega \sqrt{1 + \bar{\xi}}} [2F(\eta) + \xi_{1,2}^{-1} [(1 + \bar{\xi}) E(\eta) - (1 + \xi_1 + \xi_2) F(\eta)]], \quad (15)$$

где F и E — полные эллиптические интегралы, $\eta = \sqrt{4\sqrt{\xi_1 \xi_2} / (1 + \bar{\xi})}$, $\bar{\xi} = \xi_1 + \xi_2 + 2\sqrt{\xi_1 \xi_2}$.

3. Прохождение слабых квазимонохроматических волн в присутствии сильных волн

Рассмотрим прохождение слабых квазимонохроматических встречных волн через газовую среду в присутствии встречных интенсивных монохроматических волн, т. е. вместо амплитуды E введем амплитуду

$$\tilde{E}(t, z) = E(t, z) + E_{\text{сл}}(t, z),$$

$$E_{\text{сл}}(t, z) = a_1(t, z) e^{i(kz - \omega t)} + a_2(t, z) e^{-i(kz + \omega t)} + \text{к. с.},$$

где $|a_{1,2}| \ll |E_{1,2}|$, $|\partial a_{1,2} / \partial t| \ll \omega |a_{1,2}|$.

Слабое поле будем учитывать по теории возмущений. Тогда укороченное уравнение распространения для спектральной составляющей слабого поля $a_1(\omega')$ принимает вид

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - i \frac{\omega - \omega'}{c} - iQ \left(\omega' - \omega + \varepsilon \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) \right) \right\}_{\text{cp}} a_1(\omega') = \left\{ iQ \left[\left(\omega' - \omega + \varepsilon \left(1 + \frac{\lambda}{2} \right) \right) e^{-2ikz} a_2(\omega') - \frac{2c|d|^2}{\hbar^2 \varepsilon} (E_1 e^{ikz} + E_2 e^{-ikz})^2 (a_1^*(2\omega - \omega') e^{-2ikz} + a_2^*(2\omega - \omega')) \right] \right\}_{\text{cp}}, \quad (16)$$

в котором нужно производить усреднение по пространственному периоду интенсивного излучения,

$$Q = \frac{\varepsilon q}{\sqrt{1 + \lambda(z) [\varepsilon^2 (1 + \lambda(z)) - (\omega' - \omega)^2]}}. \quad (17)$$

Уравнение для $a_2(\omega')$ получается вышеуказанной заменой.

Из уравнения (16) (а также из уравнения для $a_2(\omega')$) видно, что даже при первоначальном отсутствии одной из слабых волн в дальнейшем она параметрически образуется, усиливаясь экспоненциально. Это вызвано когерентным отражением слабой волны на периодических неоднородностях среды, которые обусловлены образованием стоячей интенсивной монохроматической волны. Усреднение по пространственному периоду волны легко проводить при $\xi_{1,2} \ll 1$ ($\lambda(z) \ll 1$, приближение квадратичного Штарк-эффекта). Тогда (16) принимает вид

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - i \frac{\varepsilon}{c} u - \Lambda_1(u) \right] a_1(u) = i [\Lambda_2(u) a_2(u) + L_1(u) a_1^*(\omega - \varepsilon u) + L_2(u) a_2^*(\omega - \varepsilon u)], \quad (18)$$

где

$$\Lambda_1(u) = \frac{q}{2} \left[\frac{3u - u^3 + 2}{R(u)} \right], \quad (19)$$

$$R(u) = \{ [(1 + (\sqrt{\xi_1} - \sqrt{\xi_2})^2/2)^2 - u^2] [(1 + (\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2})^2/2)^2 - u^2] \}^{1/2},$$

$$u = \frac{\omega' - \omega}{\varepsilon}. \quad (20)$$

Члены в правой части (18) дают различные параметрические эффекты. В дальнейшем, однако, мы будем интересоваться только уширением спектральных линий и поэтому отбросим члены, описывающие параметрическое взаимодействие. Тогда для коэффициента поглощения получим следующее выражение:

$$\alpha_1(u) = \text{Im} \left\{ \frac{q(2 + 3u - u^3)}{R(u)} \right\}. \quad (21)$$

Из выражений (19)—(21) видно, что атомное поглощение имеет место при условии

$$\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} - V_{\xi_2})^2 < \omega' < \omega_0 + \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} + V_{\xi_2})^2 \quad (22)$$

($\varepsilon > 0$) и в указанной области спектральная линия неоднородно уширяется. Коэффициент поглощения в этой области принимает вид

$$\alpha(\omega') = \frac{\varepsilon q}{\sqrt{\left(\omega' - \omega_0 - \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} - V_{\xi_2})^2\right) \left(\omega_0 + \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} + V_{\xi_2})^2 - \omega'\right)}} \quad (23)$$

При $\xi_1 \rightarrow 0$ (или $\xi_2 \rightarrow 0$) область сужается в линию, сдвинутую за счет Штарк-эффекта [3]. Подчеркнем, что поглощение тем больше, чем ближе частота к границам области.

Спектральная линия неоднородно уширяется также в области частот трехфотонного излучения

$$2\omega - \omega_0 - \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} + V_{\xi_2})^2 < \omega' < 2\omega - \omega_0 - \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} - V_{\xi_2})^2, \quad (24)$$

причем коэффициент усиления в области (24) имеет вид

$$g(\omega') = \frac{3\varepsilon q \Delta^2 / 4}{\sqrt{\left(\omega' - 2\omega + \omega_0 + \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} + V_{\xi_2})^2\right) \left(2\omega - \omega_0 - \frac{\varepsilon}{2} (V_{\xi_1} - V_{\xi_2})^2 - \omega'\right)}}, \quad (25)$$

где $\Delta = (2\omega - \omega_0 - \omega') \sim \xi$. Как и в случае атомного поглощения, при $\xi_1 \rightarrow 0$ ($\xi_2 \rightarrow 0$) область сужается в линию и трехфотонное усиление тем больше, чем ближе частота к границам области.

Результаты для $a_2(\omega')$ аналогичны рассмотренному.

4. Отдача атома в поле встречных волн

Состояние Ψ характеризуется определенной энергией и некоторым распределением по импульсу центра тяжести атома. Его можно разложить по состояниям с определенными импульсами. Предполагая $E_{1,2}$ вещественными и $\xi_{1,2} \ll 1$, получим

$$\Psi = \Psi_c \exp\left(\frac{ist}{2} V_{\xi_1 \xi_2} \cos 2kz\right), \quad (26)$$

где в явном виде выписан множитель, зависящий неэкспоненциальным образом от координаты центра тяжести атома z . Подставим разложение

$$e^{iR \cos y} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(R) e^{im y} \quad (27)$$

($J_m(R)$ — функция Бесселя) в (26). Тогда

$$\Psi = \Psi_c \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m \left(\frac{\varepsilon t}{2} \sqrt{\xi_1 \xi_2} \right) e^{i2mkz}.$$

В использованном приближении $\frac{\varepsilon}{2} \sqrt{\xi_1 \xi_2}$ дает частоту вынужденных переходов атома, так что аргумент бесселевой функции есть число переходов за время t (время взаимодействия). Если

$$\varepsilon \sim 10^{13} \text{ сек}^{-1}, t \sim 10^{-8} \text{ сек}, \xi \sim 0,1, \text{ то } R = \frac{\varepsilon t}{2} \sqrt{\xi_1 \xi_2} \sim 10^4. \quad (28)$$

Квадрат модуля бесселевой функции с индексом m определяет вероятность того, что при атомных переходах m фотонов вынужденно передаются из одного пучка в другой, что и приводит к ускорению атома. Атом может равновероятно ускоряться как по, так и против направления оси z . Для совокупности атомов это приводит к тому, что половина из общего числа атомов получит импульс по оси z , а другая половина — в обратном направлении. Суммарный импульс всех атомов при этом останется равным нулю.

Используя асимптотику

$$J_m(m\alpha) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{m} \right)^{1/3} \Phi \left[\left(\frac{m}{2} \right)^{2/3} (1 - \alpha^2) \right], \quad (29)$$

где $\Phi(x)$ — функция Эйри, $\Phi(0) = 0,629$, $m \gg 1$, $1 - \alpha \ll 1$, можно показать, что максимальную энергию отдачи получают те атомы, которые „перекачивают“ $m \approx \frac{\varepsilon t}{2} \sqrt{\xi_1 \xi_2}$ фотонов, и эта энергия увеличивается с

ростом интенсивности полей и времени взаимодействия. Для значений (28) $m \sim 10^4$, вероятность „перекачки“ 10^4 фотонов $\sim 10^{-3}$ и атом при этом получает энергию $E = (2\hbar km)^2 / 2M_{\text{ат}} \sim 10^{-1}$ эв.

В заключение автор считает своим долгом поблагодарить В. М. Арутюняна за постановку задачи и полезные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 31.XII.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Бонч-Бруевич и др. ЖЭТФ, 56, 144 (1969).
2. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 66, 509 (1974).
3. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канециан, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
4. Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
5. А. Ashkin. Phys. Rev. Lett., 25, 1321 (1970).
6. А. П. Казанцев. ЖЭТФ, 63, 1628 (1972).
7. А. П. Казанцев. Письма ЖЭТФ, 17, 212 (1973).
8. А. П. Кольченко, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, 55, 1864 (1964).
9. А. П. Казанцев. ЖЭТФ, 66, 1599 (1974).
10. D. Grischkowsky. Phys. Rev., 7A, 6, 2096 (1973).

ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ ՇՏԱՐԿՅԱՆ ԼԱՅՆՈՅՈՒՄԸ
ՀԱՆԴԻՊՈՒԿԱՅ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԳԱՇՏՈՒՄ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկված է ինտենսիվ մոնոքրոմատիկ հանդիպակաց էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածումը ռեզոնանսային գազային միջավայրում: Յույց է տրված, որ հանդիպակաց ալիքների դաշտում բացի սովորական շտարկյան շեղումից սպեկտրալ գծերը նաև անհամասեռ լայնանում են: Բերված պարզ դատողությունները թույլ են տալիս կասուցել ատոմի բազմաֆոտոն ետհարվածի քվանտային տեսությունը հանդիպակաց ալիքների դաշտում:

STARK-BROADENING OF SPECTRAL LINES IN THE
FIELD OF OPPOSITE WAVES

A. J. MURADYAN

The propagation of intense monochromatic opposite electromagnetic waves through the resonance gas medium was investigated. It is shown, that in the field of opposite waves the spectral lines are non uniformly broadening. Based on a simple reasoning, one could construct the quantum theory of many-photon recoil of atoms in the field of opposite waves.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОНОНАХ В ТОНКИХ КВАНТУЮЩИХ ПРОВОЛОКАХ

А. М. КАЗАРЯН

Исследуется рассеяние носителей заряда на акустических фононах в размерно-квантованных проволоках. Вычислено время релаксации и электропроводность вырожденного электронного газа. Получены явные зависимости времени релаксации и электропроводности от размеров проволоки, а также от энергии и концентрации электронов.

Квантовые размерные эффекты, хорошо изученные для систем, пространственно ограниченных в одном направлении (тонкие квантованные пленки [1]), в принципе могут проявляться и в тонких проволоках («усах») полупроводников и полуметаллов, тем более, что в последнее время были получены проволоки полуметаллов толщиной до 10^{-5} см. Следует ожидать, что квантовые размерные эффекты в «усах» будут отличаться от КРЭ в пленках, поскольку состояние квазичастиц в этом случае определяется двумя дискретными и одним непрерывным квантовыми числами и в некотором смысле аналогично явлениям в квантующем магнитном поле. Квантовым размерным эффектам в тонких проволоках посвящена работа [2], где вычислены электропроводность и продольное магнитосопротивление с учетом квазидискретного характера спектра носителей заряда в случае рассеяния на хаотически распределенных примесях с δ -образным потенциалом.

В настоящей работе вычисляется время релаксации электронов в размерно-квантованных проволоках в предположении фононного механизма рассеяния. Исследуется рассеяние носителей заряда на акустических фононах, взаимодействие с которыми описывается методом деформационного потенциала. При этом квантованием фононного спектра пренебрегается, что оправдано при выполнении условия $RT > \theta a$, где R — радиус проволоки, θ — температура Дебая, а a — межатомное расстояние.

Спектр электронов определяется из условия обращения волновой функции в нуль на границе проволоки. Решение зависит от формы сечения проволоки. При прямоугольном сечении волновые функции и спектр электронов в декартовых координатах имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_{n_1 n_2 k_z} &= \frac{2}{V} \sin \frac{\pi n_1 x}{d_x} \sin \frac{\pi n_2 y}{d_y} \exp(i k_z z), \\ E_{n_1 n_2 k_z} &= \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n_1^2}{d_x^2} + \frac{n_2^2}{d_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь k_z — проекция квазиимпульса на направление оси проволоки z , d_x, y — соответствующий размер, V — объем, $n_1, n_2 = 1, 2, \dots$ — квантовые числа.

В случае круглого сечения проволоки решение в цилиндрических координатах выражается формулами

$$\Psi_{slk_z}(r, \varphi, z) = \frac{1}{\sqrt{V} J_{|l|+1}(\lambda_s^{l|l|})} J_{|l|} \left(\lambda_s^{l|l|} \frac{r}{R} \right) \exp(im\varphi) \exp(ik_z z),$$

$$E_{slk_z} = \frac{\hbar^2 (\lambda_s^{l|l|})^2}{2m^* R^2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad (2)$$

где R — радиус «уса», квантовое число $l=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ нумерует функцию Бесселя, $\lambda_s^{l|l|}$ — значение s -корня функции Бесселя.

Выражение для времени релаксации легко найти из соответствующего одномерного кинетического уравнения

$$\tau^{-1}(\varepsilon_{n_1 n_2 k_z}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{n'_1 n'_2 k'_z} \left(1 - \frac{k'_z}{k_z} \right) |\langle n'_1 n'_2 k'_z | V | n_1 n_2 k_z \rangle|^2 \times$$

$$\times \delta(E_{n'_1 n'_2 k'_z} - E_{n_1 n_2 k_z}), \quad (3)$$

где потенциал рассеяния V для интересующего нас случая есть

$$V = \text{div } U$$

(U — вектор смещения акустической волны). В (3) отброшена энергия фонона, т. е. предполагается, что рассеяние носителей заряда на фононах приблизительно упругое.

Матричный элемент деформационного потенциала с волновыми функциями (1) можно представить в следующем виде:

$$\langle n'_1 n'_2 k'_z | V | n_1 n_2 k_z \rangle = - \frac{i\varepsilon_1}{c_0} \left(\frac{k_0 T}{2MN} \right)^{1/2} \frac{16 \pi^4 n'_1 n'_2 n_1 n_2 q_x q_y d_x d_y}{[\pi^2 (n'_1 + n_1)^2 - q_x^2 d_x^2]} \times$$

$$\times \frac{[(-1)^{n'_1 + n_1} \exp(iq_x d_x) - 1][(-1)^{n'_2 + n_2} \exp(iq_y d_y) - 1] \delta_{k'_z, k_z + q_z}}{[\pi^2 (n'_1 - n_1)^2 - q_x^2 d_x^2][\pi^2 (n'_2 + n_2)^2 - q_y^2 d_y^2][\pi^2 (n'_2 - n_2)^2 - q_y^2 d_y^2]}, \quad (4)$$

где c_0 — скорость продольных акустических волн, ε_1 — постоянная величина, имеющая размерность энергии. Считая $n'_1 = n_1 = n'_2 = n_2 = 1$, т. е. предполагая, что в результате рассеяния электрона меняется только k_z , для матричного элемента получаем следующее выражение:

$$\langle k'_z | V | k_z \rangle =$$

$$= - 16\pi^4 \frac{i\varepsilon_1}{c_0} \left(\frac{k_0 T}{2\rho} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{V}} \frac{[\exp(iq_x d_x) - 1][\exp(iq_y d_y) - 1]}{q_x d_x q_y (4\pi^2 - q_x^2 d_x^2)(4\pi^2 - q_y^2 d_y^2)} \delta_{k'_z, k_z + q_z}, \quad (5)$$

где ρ — плотность материала проволоки.

Переходя в (3) от суммирования по k'_z к интегрированию, с учетом (5) получаем окончательное выражение для времени релаксации

$$\tau^{-1} = \frac{9m^* \varepsilon_1^2 k_0 T}{4\hbar^3 k_z c_0^2 \rho} \frac{1}{d_x d_y}.$$

Из полученного выражения следует, что, как и в массивных образцах, $\tau \sim 1/T$. С другой стороны, в проволоках время релаксации зависит от сечения проволоки, $\tau \sim d_x d_y$, а также от k_z . Однако в отличие от массивных образцов, где $\tau \sim 1/k$, в проволоках зависимость между временем релаксации и квазиимпульсом прямо пропорциональна*. Это вполне естественно, так как отношение $\tau_{\text{пр}}/\tau_{\text{мас}}$ должно быть функцией безразмерной величины $d_x d_y k_z k$.

Вычислим проводимость по направлению оси проволоки. Запишем выражение для плотности тока

$$j_z = \frac{e}{\pi d_x d_y} \int v_z f(k) dk_z, \quad (6)$$

где

$$f_1(k) = e\tau(k) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} v_z E_z = \frac{4eh^3 c_0^2 \rho |k_z| d_x d_y}{9m^* \varepsilon_1^2 k_0 T} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} v_z E_z. \quad (7)$$

В приближении сильного вырождения электронного газа имеем

$$\sigma_z = \frac{8e^2 \hbar c_0^2 \rho}{9\pi m^* \varepsilon_1^2 k_0 T} \int \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \delta \left[\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^*} \left(\frac{1}{d_x^2} + \frac{1}{d_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} - \mu_F \right] d \left(\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \right). \quad (8)$$

Простые вычисления с использованием выражения для энергии Ферми в проволоках [3] для электропроводности окончательно дают

$$\sigma_z = \frac{4\pi e^2 \hbar^3 c_0^2 \rho}{9m^{*2} \varepsilon_1^2 k_0 T} n^2 d_x^2 d_y^2, \quad (9)$$

где n — концентрация электронов. Заметим, что зависимость электропроводности от концентрации электронов, которая в массивных образцах имеет вид $\sigma_{\text{мас}} \sim n^{2/3}$, в проволоках есть $\sigma_{\text{пр}} \sim n^2 d_x^2 d_y^2$. Полученную зависимость электропроводности от концентрации электронов в проволоках легко понять, исходя из общих соображений размерностей ($[d] = [n^{-1/3}]$, следовательно $[n^2][d_x^2][d_y^2] = [n^{2/3}]$).

Для цилиндра круглого сечения (формулы (2)) нетрудно показать, что характер зависимостей τ и σ от физических параметров остается тем же самым.

В заключение выражаю благодарность Э. М. Казаряну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 25.XI.1974

* В тонких квантованных пленках в случае рассеяния на фононах τ не зависит от квазиимпульса [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. УФН, 96, 61 (1968).
2. Б. А. Тавгер, М. Д. Блох, Е. Л. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).
3. В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер. ФТТ, 6, 960 (1964).

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՑՐՈՒՄԸ ՖՈՆՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ
ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԼԱՐԵՐՈՒՄ

Ա. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ

Ախշատանքում հետազոտվում է լիցքակիրների ցրումը ակուստիկ ֆոնոնների վրա չափա-
յին քվանտացված լարերում: Հաշվված են այլասեռված էլեկտրոնային դադի ուղակուսացիայի ժա-
մանակամիջոցը և էլեկտրահաղորդականությունը: Ստացված է ուղակուսացիայի ժամանակամի-
ջոցի և էլեկտրահաղորդականության բացահայտ կախումը լարի չափսերից, ինչպես նաև էլեկ-
տրոնների էներգիայից և կոնցենտրացիայից:

SCATTERING OF ELECTRONS ON LOW-FREQUENCY
PHONONS IN THIN QUANTIZING WIRES

A. M. KAZARYAN

The scattering of charge carriers on low-frequency phonons in dimension-quantized wires is studied. The relaxation time and the electric conductivity of the degenerate electron gas are calculated. The dependencies of the relaxation time and of the electric conductivity on wire dimensions as well as on the energy and the concentration of electrons are obtained in explicit form.

О СУЩЕСТВОВАНИИ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА В α -*Ag-Al*Р. И. БАГДАСАРЯН, В. И. ИВЕРОНОВА, А. А. КАЦНЕЛЬСОН,
В. М. СИЛОНОВ, М. М. ХРУЦОВ

В работе методом диффузного рассеяния рентгеновских лучей изучено существование ближнего порядка в сплавах α -*Ag-Al*. Установлено, что в этих сплавах существует ближний порядок ($\alpha_1 < 0$). Рассчитана энергия упорядочения.

Ближний порядок в богатых алюминием сплавах *Al-Ag* изучался неоднократно [1—3], причем во всех работах было обнаружено существование ближнего расслоения, т. е. преимущественного соседства одноименных атомов. В то же время, согласно термодинамическим исследованиям, проведенным в [4], в сплавах *Ag-Al*, богатых серебром, должен существовать ближний порядок с преимущественным соседством разноименных атомов ($\alpha_1 < 0$). Этот же результат ($\alpha_1 > 0$ в *Al-Ag* и $\alpha_1 < 0$ в *Ag-Al*) следует из рассмотрения, проведенного в [5—7] на основе различных вариантов электронной теории сплавов. Согласно ссылке в [4] на неопубликованную работу [8] в сплаве *Ag* с 18,5 ат. % *Al* был обнаружен ближний порядок, однако в дальнейшем никаких экспериментальных данных, подтверждающих это утверждение, опубликовано не было и поэтому, ввиду принципиальной важности надежного установления знака ближнего порядка (знака α_1) в этом сплаве, нами была предпринята данная работа.

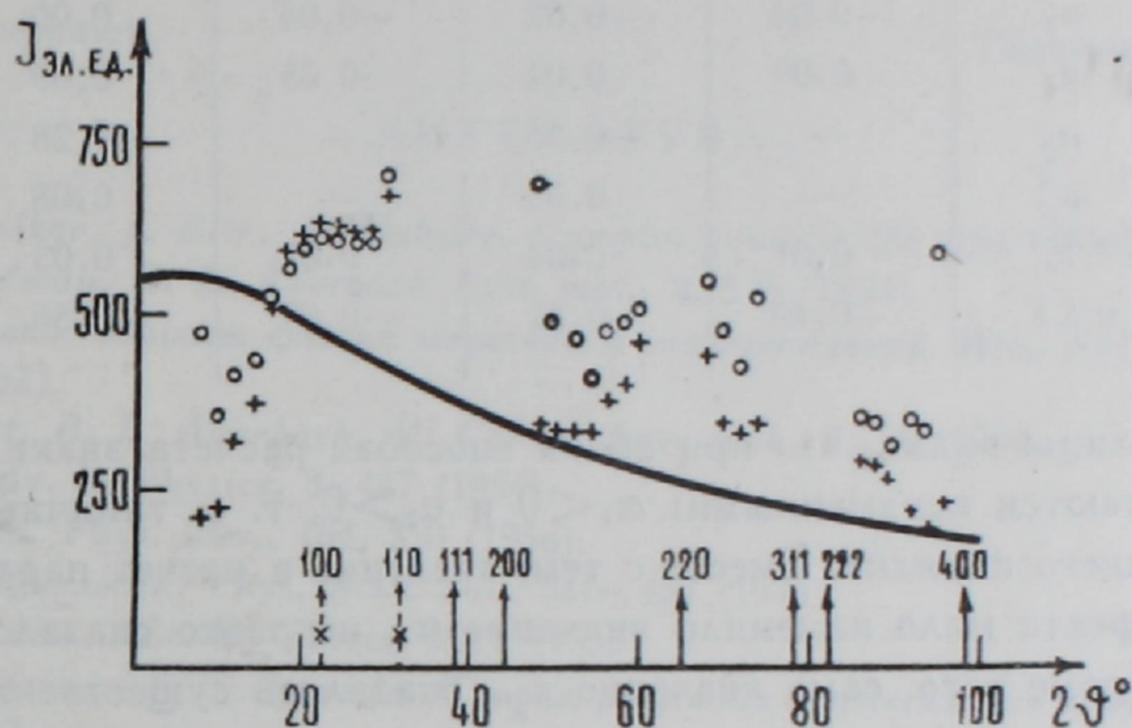
Методика эксперимента и приготовление образцов

Для определения параметров порядка α_1 был применен метод диффузного рассеяния рентгеновских лучей. Измерения интенсивности рассеяния от плоских образцов сплава проводились на дифрактометре УРС-50И на CuK_α излучении, монохроматизированном отражением от грани (111) кристалла *Si*. Измеренная интенсивность абсолютизировалась путем сравнения с рассеянием плавленым кварцем. Учет паразитных компонент рассеяния был проведен по методике [9]. При этом величина теплового диффузного фона вычислялась согласно [10].

Сплавы *Ag-Al* были приготовлены из химически чистых серебра и алюминия в индукционной печи при 1100°C в атмосфере аргона. Были получены 3 слитка сплава с содержанием алюминия 7,5, 11 и 14,3 ат. % *Al*. Эти слитки были подвергнуты гомогенизирующему отжигу в течение 50 часов при 700°C. После этого из них были вырезаны диски, имевшие диаметр около 20 мм и толщину порядка 3 мм. Рабочие плоскости образцов были отполированы во избежание влияния шероховатости на интенсивность рассеяния. Окончательные измерения интенсивности диффузного рассеяния проводились на этих образцах после деформации полировкой и после отжига в вакууме при температуре 500°C с последующей закалкой в масло (в дальнейшем эти образцы называются отожженными).

Результаты эксперимента

Во всех изученных образцах была зарегистрирована картина диффузного рассеяния, характерная для ближнего порядка ($\alpha_1 < 0$). На рисунке отчетливо виден «провал» в области малых углов и подъем уровня диффузного фона выше уровня лауэвского в области существования первых сверхструктурных линий. Наиболее ярко выраженные картины получались в случае сплавов с 11 и 14,3 ат. % Al. Отжиг привел к заметному уменьше-



Значение интенсивности диффузного фона для сплава $Ag-14,3$ ат. % Al:
 ○ — экспериментальные значения интенсивности для деформированного образца; + — экспериментальные значения интенсивности для образца, отожженного при 500°C в течение 32 час.

нию интенсивности рассеяния под средними и большими углами и усиление модуляции фона. Величина рассеяния оказалась примерно одинаковой на образцах, отожженных при 500°C более 12 часов.

Параметры порядка α_l на первых четырех координационных сферах для двух отожженных сплавов с наибольшим содержанием Al были рассчитаны на ЭВМ «МИР-1» методом наименьших квадратов. Так как атомные радиусы Al и Ag очень близки, можно было предполагать, что параметры размерного эффекта могут быть малы. С другой стороны, измерение периода решетки с возрастанием концентрации Al [11] существенно отклоняется от прямой Вегарда в сторону уменьшения значений периода решетки. Это указывает на то, что атомы алюминия входят в сплав с уменьшенным атомным радиусом. Это согласуется и с данными работ [12, 13] и объясняет, например, отсутствие размерного эффекта в сплаве $Cu-Al$ [14], несмотря на значительную разницу в атомных радиусах компонент в этом сплаве.

Поэтому параметры порядка были рассчитаны в двух вариантах, с учетом размерного эффекта и без его учета. Результаты расчета приведены в таблице. Полученные значения α_l для образцов, отожженных 12 и 32 часа, мало отличаются друг от друга, поэтому в таблице даны их усредненные значения.

Таблица

Сплав	Ag-11 ат. % Al		Ag-14,3 ат. % Al	
	без разм. эффекта	с разм. эффектом	без разм. эффекта	с разм. эффектом
α_1	-0,07	-0,05	-0,13	-0,10
α_2	0,16	0,03	0,19	0,04
α_3	-0,04	-0,02	-0,04	0,00
α_4	0,09	0,04	0,05	0,00
a_g	—	-0,35	—	-0,28
a_g^2	—	0,08	—	0,08
α_0	0,01	0,04	0,01	0,03
v/kT	-0,49	-0,31	-0,89	-0,56

Из таблицы видно, что при обоих способах расчета знаки параметров порядка остаются неизменными: $\alpha_1 < 0$ и $\alpha_2 > 0$, т. е. типичными для наличия ближнего порядка. Вместе с тем, введение в расчет параметров размерного эффекта мало изменило значение α_1 , но резко сказалось на параметре α_2 . Кроме того, само значение a_g оказалось существенно завышенным даже по сравнению с его оценками, сделанными по наклону кривой периода решетки как функции концентрации, взятой из [11].

Детальное рассмотрение дифрактограмм показывает наличие роста интенсивности при приближении к структурным линиям, особенно вблизи линии (III) со стороны малых углов, и достаточно заметное отклонение интенсивности от значений лауэвского фона на больших углах. Первое обстоятельство может быть объяснено как размерным эффектом, так и большим значением α_2 , но второе однозначно указывает на влияние размерного эффекта. Завышенные значения a_g , полученные из расчета, по всей видимости, означают, что в решетке наряду с искажениями, связанными с разницей атомных радиусов компонент, существуют и другие типы искажений, устойчивые при отжиге, дающие некоторое дополнительное рассеяние. Наличие такого дополнительного рассеяния было показано, например, в работе [15]. Согласно [16] и [17], возникновение в решетке областей, создающих сильные поля искажений, приводит к появлению рассеяния, растущего при приближении к структурным узлам решетки, но асимметрично по отношению к ним. Такое рассеяние может быть аппроксимировано суммой линейного и квадратичного эффектов и при его наличии значения a_g и a_g^2 в сплаве будут завышенными. Однако не исключено, что полученные нами завышенные значения a_g связаны с тем, что в расчете не учтены координационные сферы высших порядков.

Во всяком случае, вне зависимости от типа расчета можно достоверно утверждать, что взаимное распределение атомов разного сорта в сплавах α -Ag-Al характеризуется преимущественным соседством разноименных атомов в соответствии с критериями [5, 6]. Значения энергии упорядочения v_1 , рассчитанные по формуле

$$\frac{\alpha_1}{(1 - \alpha_1)^2} = C_A C_B \left[\exp\left(\frac{2v_1}{kT} - 1\right) \right],$$

приведены в последней строке таблицы. Они имеют отрицательный знак и несколько превосходят по абсолютной величине «термодинамические» данные [4]. Последнее обстоятельство может быть вызвано фиксацией при закалке состояния, соответствующего температуре, более низкой, чем температура закалки.

Московский государственный университет

Поступила 23.IX.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. C. B. Walker, J. Blin, A. Guinier. Comptes rendus, 235, 254 (1952).
2. P. S. Rudman, B. L. Averbach. Acta met., 2, 576 (1954).
3. А. С. Лашко. Вопросы физики металлов и металловедения, Изд. АН УССР, № 5, 80 (1962).
4. M. Hillert, B. L. Averbach, M. Cohen. Acta met., 4, 31 (1956).
5. Fridel. Adv. in Physics, 3, 447 (1954).
6. P. A. Flin. Phys. Rev., 104, 350 (1956).
7. А. А. Кацнельсон. Phys. Stat. Sol., 51B, 457 (1972).
8. P. S. Rudman. Sc. D. Thesis, MET (1955).
9. В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей, Изд. МГУ, М., 1972.
10. А. А. Кацнельсон и др. Аппаратура и методы рентгеновского анализа, вып. 12, СКБ, Л., 1973.
11. T. B. Massalski, B. Cockayne. Acta met., 7, 762 (1959).
12. М. В. Невитт. В кн. Устойчивость фаз в металлах и сплавах, Изд. Мир, М., 1970.
13. Т. Б. Массальский. В кн. Физическое металловедение, вып. 1, 170, Изд. Мир, М., 1967.
14. А. А. Кацнельсон, Г. П. Ревкевич. Кристаллография, 10, 592 (1965).
15. В. И. Иверонова, А. А. Кацнельсон, Г. П. Ревкевич. Неорганические материалы, 2, 823 (1966).
16. М. А. Кривоглаз. Теория рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов реальными кристаллами, Изд. Наука, М., 1967.
17. P. H. Dederichs. J. Phys., ser. F, Metal Physics, 3, 471 (1973).

ՄՈՏԱԿԱ ԿԱՐԳԻ ԳՈՅՈՒԹՅՈՒՆԸ α -Ag-Al ՉՈՒԼՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Ի. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ, Վ. Ի. ԻՎԵՐՈՆՈՎԱ, Ա. Ա. ԿԱՑՆԵԼՍՈՆ,
Վ. Մ. ՍԻԼՈՆՈՎ, Մ. Մ. ԽՐՄՈՇՉՈՎ

Աշխատանքում քննարկվում է առաջադրված ռիֆինդ ցրման մեթոդով հայտնաբերված α -Ag-Al ձուլվածքներում $\alpha_1 < 0$ մոտակա կարգի գոյությունը և հաշվված է կարգավորման էներգիան:

ON THE EXISTENCE OF SHORT-RANGE ORDER IN α -Ag-Al

R. I. BAGDASARYAN, V. I. IVERONOVA, A. A. KATSNELSON,
V. M. SILONOV, M. M. KHRUSHCHOV

The existence of short-range order in α -Ag-Al alloys was investigated by means of the method of X-ray diffuse scattering. The existence of the short-range order in these alloys was established. The ordering energy was calculated.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОЧУВСТВИ- ТЕЛЬНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ ДИОДОВ Au-p-Ge

Ю. А. ДОБРОЖАНСКИЙ, В. А. ПРЕСНОВ, В. И. СТРИХА

Описаны результаты исследования изменения величины фоточувствительности поверхностно-барьерных диодов *Au-p-Ge* при изменении электрического поля в слое объемного заряда. Концентрация электронов в исходном германии составляла $2 \cdot 10^{14} \div 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Величина электрического поля в слое объемного заряда изменялась от $0,6 \cdot 10^6$ до $2,6 \cdot 10^7 \text{ в/м}$. Зависимость фоточувствительности от электрического поля объясняется изменением коэффициента оптического поглощения в германии и ширины слоя объемного заряда для энергии фотона $\hbar\omega < 1 \text{ эв}$ и изменением квантового выхода внутреннего фотоэффекта в германии для энергии фотона $\hbar\omega > 1 \text{ эв}$.

Поверхностно-барьерный диод (ПБД) *Au-p-Ge* с полупрозрачным золотым электродом обладает хорошей чувствительностью к поглощаемому свету с рабочим пределом до 2 мкм. ПБД с малой высотой потенциального барьера ($\varphi_B \leq 0,5 \text{ эв}$) обладают большой крутизной барьера при нулевом смещении, что обеспечивает лучшую чувствительность фотодиода при регистрации сигналов малого уровня мощности. Поэтому исследование фоточувствительности α , как основного параметра ПБД, является важным вопросом.

Целью данной работы было исследование влияния величины электрического поля E_m в слое объемного заряда (СОЗ) на относительную фоточувствительность ПБД *Au-p-Ge* в диапазоне энергий фотонов $\hbar\omega = 0,7 \div 3,0 \text{ эв}$.

Образцы для исследования и методика эксперимента

Для изготовления ПБД был применен германий электронной проводимости, легированный сурьмой с концентрацией электронов $N_d = 2 \cdot 10^{14} \div 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В зависимости от концентрации электронов подвижность составляла $0,9 \div 3,9 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{в сек}$. Пластины Ge имели толщину 300 мкм с ориентацией [111]. Для создания омических контактов к германию был применен сплав олова с сурьмой, который вплавлялся в химически очищенный германий в среде водорода при температуре 500°C в течение 3 мин.

Перед нанесением золота пластины Ge шлифовались и полировались механически, а затем, после обезжиривания, травились в полирующем травителе СР-4А в течение 4 мин. Сушку образцов проводили в вакуумной установке, в которой затем на них наносился золотой полупрозрачный электрод. Осаждение пленок золота на пластины германия проводилось путем испарения его в вакууме ниже $5 \cdot 10^{-5} \text{ тор}$. Для предотвращения попадания в вакуумную систему установки паров масла использовалась азотная ловушка. В процессе напыления пленки золота температура пластинок под-

держивалась равной 120°C . Этим устранялась возможность конденсации паров, которые в какой-то мере присутствуют в вакуумных системах с масляным насосом.

Осаждение золота проводилось через металлический трафарет, размер окон в котором был $1,5 \times 3 \text{ мм}^2$. Пленки золота имели толщину $100 \div 300 \text{ \AA}$. Скорость напыления составляла $3 \div 4 \text{ \AA/сек}$. При монтаже образцов соединение утолщенной части пленки золота с выводящим электродом осуществлялось с помощью аквадага, либо с помощью напайки индием.

Для исследования фоточувствительности изготовленных образцов ПБД применялся монохроматор ИКС-12, в котором было повернуто зеркало Литерова на угол, обеспечивающий получение на выходе монохроматических лучей в диапазоне энергий $\hbar\omega = 0,5 \div 3,1 \text{ эв}$. В качестве источника света была применена лампа марки КГМ-12-100, световой поток которой модулировался с частотой 120 гц . Свет падал на поверхность образца со стороны полупрозрачной золотой пленки. Для исключения краевых эффектов применялась диафрагма. Мощность падающего светового потока в исследуемой области спектра измерялась с помощью вакуумного термостолбика URSt-5/7 с чувствительностью $4,5 \cdot 10^{-5} \text{ в м}^2/\text{вт}$ и термоэлектрического актинометра АТ-50 с чувствительностью $9,19 \cdot 10^{-6} \text{ в м}^2/\text{вт}$. Величина фототока измерялась с помощью селективного микровольтметра В6-4т (либо У2-6) и электронного вольтметра ВК7-10А/1. При необходимости при измерениях применялось синхронное детектирование.

В процессе измерений обращалось внимание на то, чтобы дифференциальное сопротивление (R_d) ПБД было значительно больше сопротивлений нагрузки и контактов образца, что исключало неточности в исследовании из-за изменения R_d в сильных полях. Для этого сопротивление нагрузки (R_n) выбиралось таким, чтобы при его уменьшении отношение $J_\phi(U)/J_\phi(0)$ было постоянным. В нашем случае $R_n = 11 \text{ ом}$, а $R_d > 1 \text{ ком}$. Все измерения проведены при 80°K .

Результаты исследования и их обсуждение

Все исследуемые образцы ПБД имели почти идеальные вольт-емкостные ($V-C$) и вольт-амперные ($V-A$) характеристики, предсказываемые диодной теорией, которые описываются уравнением [1]

$$J = J_s [\exp(gV/nkT) - 1], \quad (1)$$

где

$$J_s = A^* T^2 \exp(\varphi_B/kT),$$

A^* — постоянная Ричардсона (для германия $A^* = 50 \text{ \AA/см}^2 \text{ }^{\circ}\text{K}^2$), n — коэффициент „идеальности“, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Величина n для наших образцов составляла $1,05 \pm 0,01$. Некоторое отличие n от единицы может быть связано с наличием промежуточного слоя между пленкой Au и Ge и влиянием сил электрического изображения, понижающего потенциальный барьер (φ_B). Величина φ_B была определена из

$C-V$ и $V-A$ характеристик и составляла $0,48 \pm 0,02$ эв для ПБД $Au-n-Ge$ с концентрацией электронов в германии $1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что находится в согласии с работами [2, 3].

С увеличением концентрации электронов до $1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ величина φ_B уменьшается на 16%. Аналогичная закономерность была обнаружена на ПБД $Au-n-Ge$ авторами работ [4, 5]. Это явление связано, в основном, с влиянием сил электрического изображения. С увеличением концентрации уменьшается толщина потенциального барьера, возрастает вероятность туннелирования электронов сквозь барьер к металлическому электроду [6]. Спектральное распределение относительного изменения фоточувствительности $J_\phi(U)/J_\phi(0)$ при различных напряжениях смещения для одного из исследованных образцов с концентрацией электронов в $Ge Nd = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ показано на рис. 1.

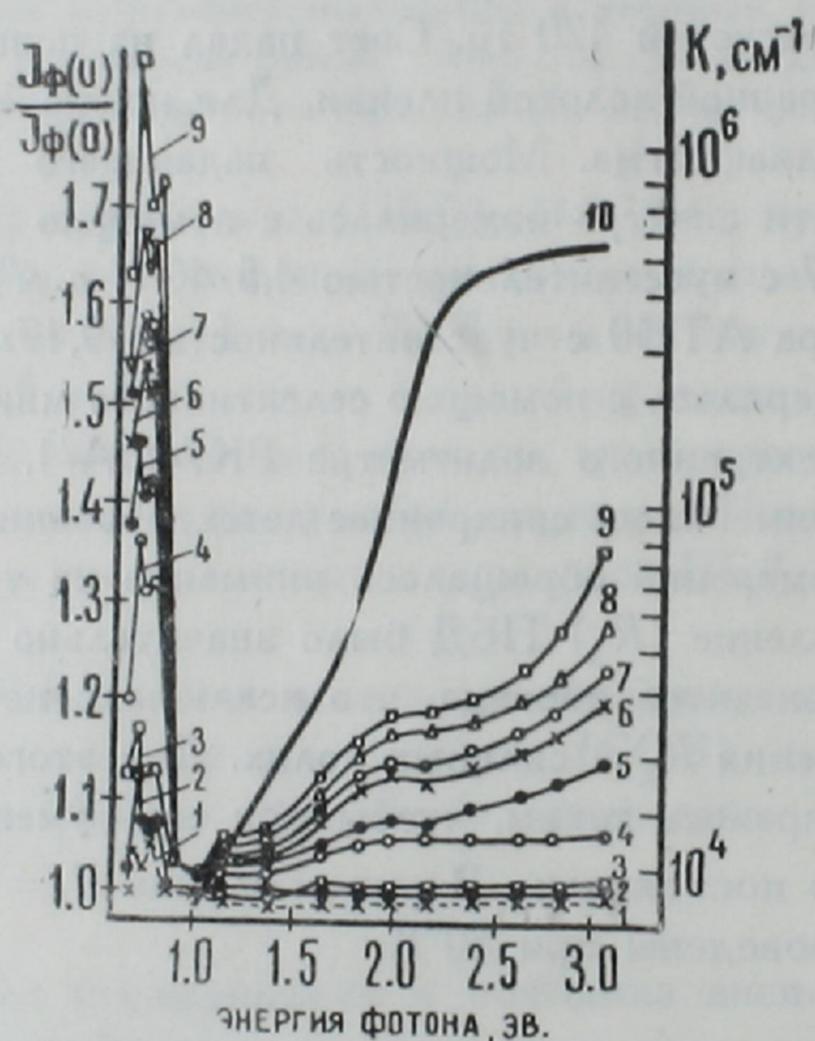


Рис. 1. Спектральное распределение относительного изменения фоточувствительности $J_\phi(U)/J_\phi(0)$ ПБД $Au-n-Ge$ с $Nd = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $t_{Au} = 215 \text{ \AA}$ при различных напряженностях электрического поля E_m в/м в слое объемного заряда: 1— $6 \cdot 10^5$, 2— $6,6 \cdot 10^5$, 3— $8,2 \cdot 10^5$, 4— $1,6 \cdot 10^6$, 5— $2,2 \cdot 10^6$, 6— $3 \cdot 10^6$, 7— $3,7 \cdot 10^6$, 8— $4,3 \cdot 10^6$, 9— $4,8 \cdot 10^6$, 10 — коэффициент оптического поглощения света в германии K (см^{-1}) [12].

В области спектра с $\hbar\omega = E_g$ наблюдается резкое возрастание величины $J_\phi(U)/J_\phi(0)$ с ростом энергии фотона. Это связано с началом генерации носителей тока в слое объемного заряда и с изменением под влиянием напряжения смещения толщины W .

В области $\hbar\omega = 0,69 \div 1,0$ эв наблюдаются осцилляции и уменьшение величины отношения $J_\phi(U)/J_\phi(0)$, что происходит из-за изменения оптического поглощения в полупроводнике и толщины слоя объемного заряда W в меняющемся электрическом поле. Увеличение отрицательного смеще-

ния приводит к возрастанию отношения $J_{\phi}(U)/J_{\phi}(0)$, т. е. к возрастанию фототока $J_{\phi}(U)$, что соответствует выражению [7]

$$J_{\phi}(U) = A \left[\int_0^W K(x) dx + K_0 L_p \right], \quad (2)$$

где A — величина, зависящая от плотности потока фотонов, коэффициента отражения света и от площади полупрозрачного Au-электрода, $K(x)$ — коэффициент поглощения света в слое объемного заряда, зависящий от величины электрического поля, K_0 — коэффициент поглощения света в полупроводнике без поля, L_p — диффузионная длина неосновных носителей тока, W — толщина слоя объемного заряда.

Уменьшение величины $J_{\phi}(U)/J_{\phi}(0)$ с ростом энергии фотонов в области $\hbar\omega = 0,83 \div 1,0$ эв вызвано уменьшением относительно величины W глубины поглощения в полупроводнике из-за возрастания коэффициента оптического поглощения K . Поэтому изменение величины W с напряжением смещения уже не влияет на фоточувствительность α и отношение $J_{\phi}(U)/J_{\phi}(0)$ с ростом K должно стремиться к единице, что мы и наблюдаем при $\hbar\omega \simeq 1$ эв.

Изменение относительной фоточувствительности с напряжением в области энергий фотонов $\hbar\omega > 1$ эв связано с изменением квантового выхода внутреннего фотоэффекта за счет ударной ионизации [7], которая зависит от электрического поля в слое объемного заряда W .

Как показали экспериментальные результаты, ударная ионизация в области энергий фотонов $\hbar\omega > 1$ эв наступает тогда, когда величина электрического поля превышает $1,2 \cdot 10^6$ в/м, что соответствует обратному смещению больше 4 в (рис. 1, кривые 5—9).

С изменением концентрации в исходных образцах Ge, которая влияет на толщину СОЗ, изменяется и предельное напряжение смещения начала ударной ионизации. Напряжение смещения существенно влияет и на величину потерь фоточувствительности α . На рис. 2 показано спектральное распределение α ПБД Au-p-Ge при разных напряжениях смещения.

Потери α могут быть, в основном, обусловлены потоком генерированных в полупроводнике фотоэлектронов в сторону золотого электрода [8—10]. Очень малые времена релаксации горячих носителей в металле приводят к тому, что плотность электронов у поверхности металла, по существу, равна нулю. При генерации в СОЗ носителей заряда возникает градиент концентрации, который обуславливает диффузию фотоэлектронов в сторону металлического электрода, служащего стоком для них. Одновременно силы электрического поля E_m в СОЗ направляют движение фотоэлектронов в сторону, противоположную золотому электроду. Поэтому при увеличении напряженности поля E_m потери α уменьшаются, а коэффициент собирания носителей стремится к единице.

Кривые 1 и 2 на рис. 2 изображают спектральное распределение абсолютной фоточувствительности α (эл/фотон) без напряжения смещения и величины доли падающего излучения, прошедшего через золотую пленку в

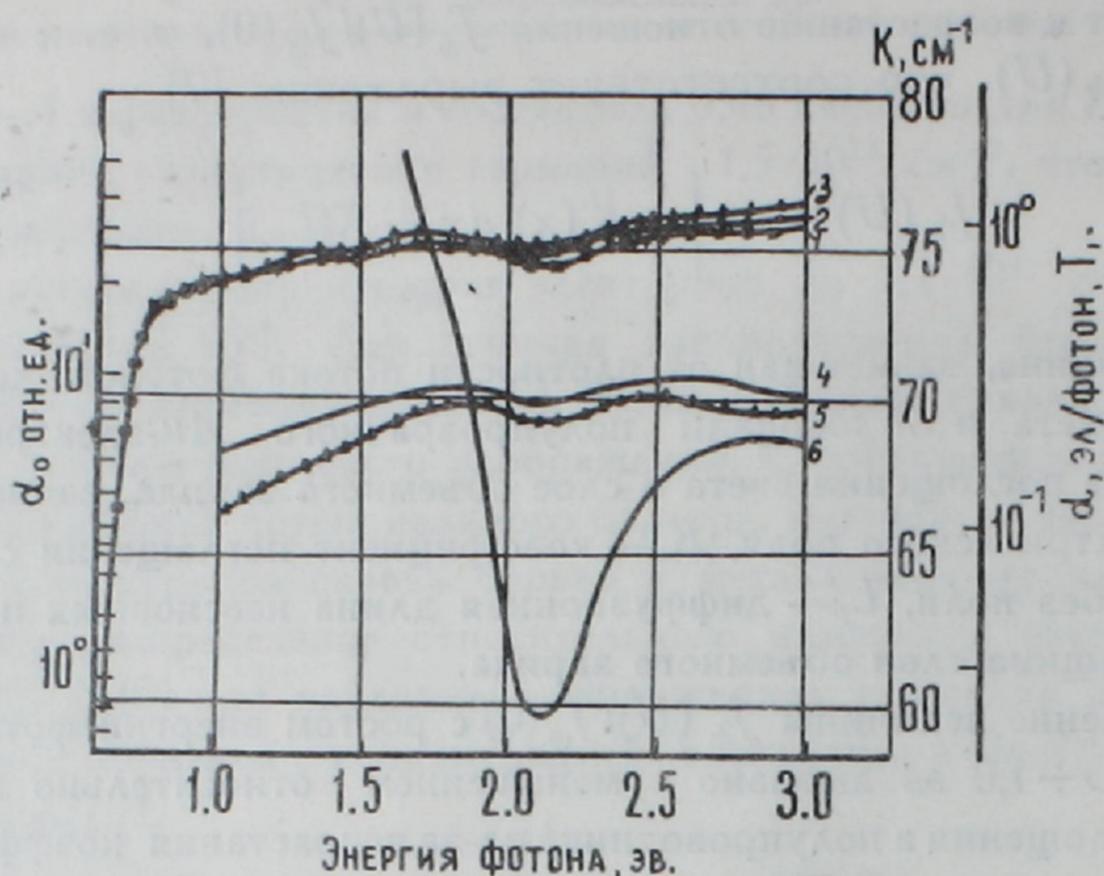


Рис. 2. Спектральное распределение фоточувствительности α в ПБД $Au-n-Ge$ с напряжением обратного смещения $U_{обр}$: 1, 2, 3 — спектры фоточувствительности (отн. ед.) при $U_{обр} = 1в, 10в, 25в$ для образца $Au-n-Ge$ с $Nd = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной золотого электрода $t_{Au} = 110 \text{ \AA}$; 4 — вычисленная величина доли излучения T_1 , прошедшего в Ge сквозь пленку Au ($t_{Au} = 130 \text{ \AA}$); 5 — экспериментально измеренная абсолютная фоточувствительность α (эл/фотон) для образца с концентрацией электронов в Ge $Nd = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $t_{Au} = 130 \text{ \AA}$; 6 — коэффициент оптического поглощения пленок золота K (см^{-1}) [11].

полупроводник— T_1 . В области энергий, где соблюдаются условия $KW > 1$, $KL \gg 1$, величина $\alpha \cong T_1\beta$, где β — квантовый выход внутреннего фотоэффекта. Отличие $\alpha^э$ экспериментального (1) и теоретического (2) ($\alpha^T \rightarrow T_1$) значений говорит о существовании в образце потерь фоточувствительности.

Относительное изменение фоточувствительности с изменением величины электрического поля E_m в СОЗ при определенных значениях энергии фотона показано на рис. 3. С возрастанием величины электрического поля E_m и энергии фотона увеличивается значение относительной фоточувствительности, которое для напряжения смещения, большего 4 в, связано, в основном, с изменением квантового выхода внутреннего фотоэффекта [7].

При энергии фотона $\hbar\omega = 3 \text{ эв}$ для ПБД с концентрацией электронов в германии $Nd = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) и $Nd = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (кривая 2) величина $\alpha(U)/\alpha(0)$ возрастает начиная с $E_m \geq 0,5 \cdot 10^7 \text{ в/м}$. С увеличением напряженности электрического поля до $2 \cdot 10^7 \text{ в/м}$ (кривая 1), а также до $2,5 \cdot 10^7 \text{ в/м}$ (кривая 2) наблюдается резкое возрастание величины относительного изменения фоточувствительности $\alpha(U)/\alpha(0)$. Данное явление может быть связано, в основном, с изменением квантового выхода внутреннего фотоэффекта в Ge , обусловленным ударной ионизацией, начало которой зависит от величины электрического поля в слое объемного заряда, а также от энергии падающих фотонов (кривая 3, $\hbar\omega = 2,6 \text{ эв}$).

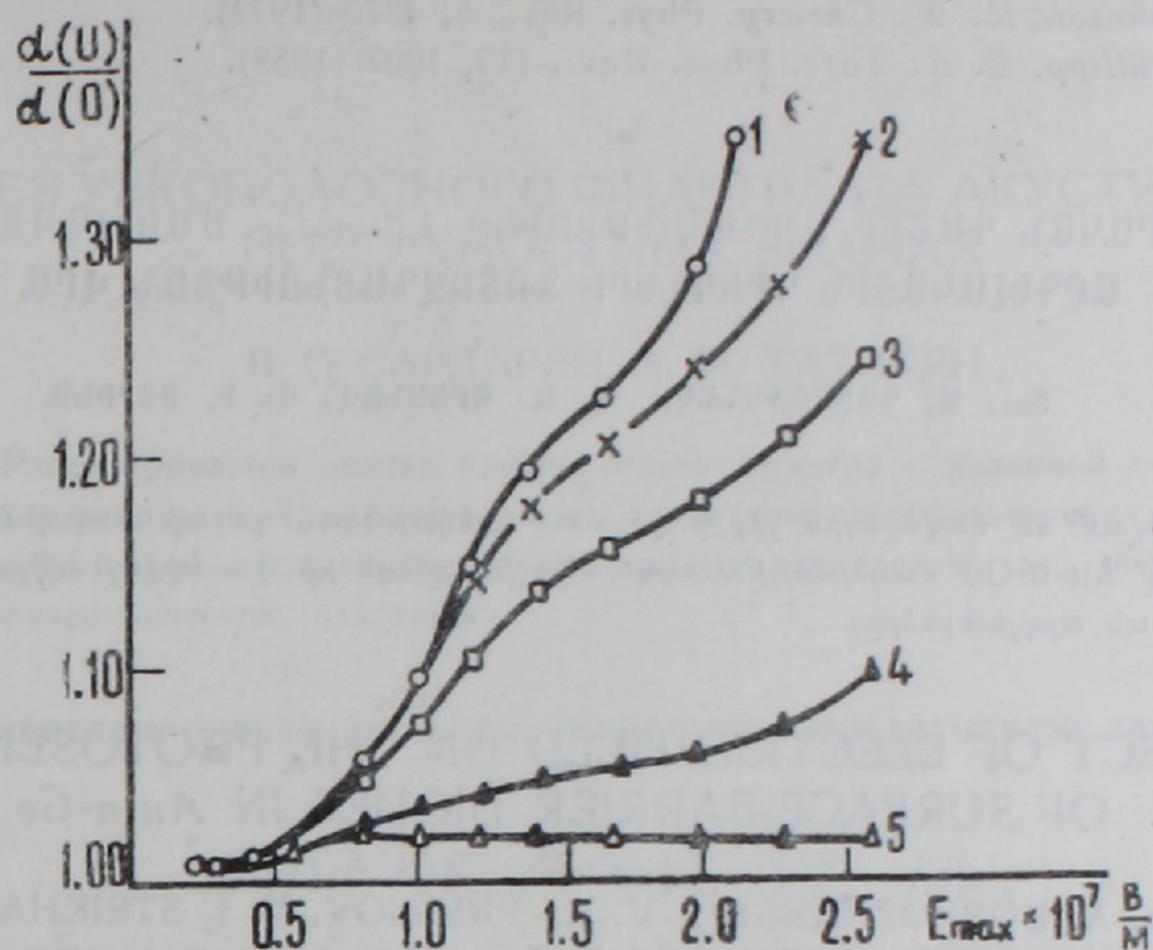


Рис. 3. Зависимость относительной фоточувствительности $\alpha(U)/\alpha(0)$ от величины напряженности электрического поля E_m в слое объемного заряда ПБД Au-p-Ge для определенных величин энергии фотонов: а) образец с $Nd = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $t_{Au} = 110 \text{ \AA}$; 1 — $\hbar\omega = 3 \text{ эв}$, 4 — $\hbar\omega = 0,85 \text{ эв}$, 5 — $\hbar\omega = 1 \text{ эв}$; б) образец с $Nd = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $t_{Au} = 215 \text{ \AA}$; 2 — $\hbar\omega = 3 \text{ эв}$, 3 — $\hbar\omega = 2,6 \text{ эв}$.

Характер изменения $\alpha(U)/\alpha(0)$ для $\hbar\omega = 0,85 \text{ эв}$ (кривая 4, $Nd = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) обусловлен изменением коэффициента оптического поглощения K и толщины СОЗ W с изменением напряженности электрического поля E_m . Изменение $\alpha(U)$ во всем исследуемом диапазоне спектра энергий может быть связано и с перезаполнением поверхностных состояний, принимающих участие в переносе фотоносителей.

Таким образом, зависимость фоточувствительности ПБД Au-p-Ge от величины электрического поля в СОЗ связана с изменением коэффициента оптического поглощения K в германии и ширины СОЗ W для области спектра с энергией фотонов $\hbar\omega < 1 \text{ эв}$, а также с изменением квантового выхода внутреннего фотоэффекта в германии для энергий фотонов $\hbar\omega > 1 \text{ эв}$.

Одесский государственный
университет

Поступила 20.I.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Mead. Sol.-St. Electron., 9, 1023 (1969).
2. Н. Jager, W. Kosak. Sol.-St. Electron., 12, 511 (1969).
3. А. Thanailakis, D. Nothrup. Sol.-St. Electron., 16, 12 (1973).
4. R. J. Archer, M. M. Atalla. Ann. N. V. Acad. Sci., 101, 697 (1963).
5. D. Kahng. Sol.-St. Electron., 6, 281 (1963).
6. J. M. Gaywood, С. А. Mead. Appl. Phys. Lett., 15, 14 (1969).
7. А. А. Гуткин, М. В. Дмитриев, Д. Н. Наследов. ФТП, 4, 282 (1970).
8. R. D. Baertsch, J. R. Richardson. J. Appl. Phys., 40, 229 (1969).
9. А. М. Васильев и др. ФТП, 3, 1276 (1969).

10. E. J. Rhoderick. J. Phys. Opt. Appl. Phys., 3, 1153 (1970).
11. R. B. Johnson, R. W. Chriety. Phys. Rev., 6, 4370 (1972).
12. H. R. Philipp, E. A. Taft. Phys. Rev., 113, 1002 (1959).

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ Au-n-Ge ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱ-
ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ԴԻՈԴԵՆԵՐԻ ՖՈՏՈԶԳԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Յու. Ա. ԴՈԲՐՈՋԱՆՍԿԻ, Վ. Ա. ՊՐԵՍՆՈՎ, Վ. Ի. ՍՏՐԻԽԱ

Նկարագրվում են ծավալային լիցքի շերտում էլեկտրական դաշտի փոփոխման ժամանակ տեղի ունեցող Au-n-Ge մակերևույթա-արգելակային դիոդների ֆոտոզգայնության փոփոխման հետազոտության արդյունքները:

THE EFFECT OF ELECTRIC FIELD ON THE PHOTSENSITIVITY
OF SURFACE-BARRIER DIODES IN *Au-n-Ge*

Yu. A. DOBROZHANSKIY, V. A. PRESNOV, V. I. STRIKHA

The variation of photosensitivity of surface-barrier diodes in *Au-n-Ge* at the variation of electric field in a space charge layer was investigated and the results are given. The electric field in the space charge layer was changed from $0,6 \cdot 10^6$ to $2,6 \cdot 10^7$ V/m. The electric field dependence of photosensitivity is explained by the change of both the optical absorption coefficient in *Ge* and the space charge layer width at photon energy $\hbar\omega < 1,0$ eV as well as the change of a quantum yield of internal photoeffect in *Ge* at photon energy $\hbar\omega > 1,0$ eV.

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ТИПА ШАХМАТНОЙ ДОСКИ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗА

М. А. ЧАЛАБЯН, Я. М. ПОГОСЯН

Исследуется механизм возникновения и кинетика роста магнитной структуры типа шахматной доски в монокристаллических пленках железа, полученных методом вакуумной конденсации на сколе каменной соли. Показано, что если в начальный момент размеры возникших доменов соизмеримы с размерами областей когерентного рассеяния, то при последующем росте толщины пленок за изменение размеров доменов ответственна энергия доменных границ.

1. Введение

Магнитная структура пленок железа, полученных на сколе каменной соли путем вакуумной конденсации, представляет собой прямоугольно ограниченные домены и напоминает шахматную доску [1—3].

Возникновение магнитной структуры типа шахматной доски (СШД) в литературе объясняется эпитаксиальным ростом железных пленок при конденсации из паровой фазы металла на плоскостях (100) решетки каменной соли, что и, естественно, приводит к возникновению на поверхности монокристаллической пленки железа двухосной кристаллографической анизотропии с осями, совпадающими с направлениями $\langle 100 \rangle$ и $\langle 010 \rangle$. Однако такая интерпретация образования СШД в монокристаллических пленках железа неубедительна, ибо и в случае двухосной анизотропии в тонких пленках энергетически более выгодна однодоменная магнитная структура, и в связи с этим возникновение СШД вряд ли можно интерпретировать влиянием размагничивающих полей, так как константа кристаллографической анизотропии железа составляет $4,7 \cdot 10^{-5}$ эрг/см³.

Настоящая работа предпринята с целью исследования механизма формирования доменной структуры в монокристаллических пленках железа.

2. Экспериментальная часть

Монокристаллические пленки железа были получены методом вакуумной конденсации на поверхности свежего скола каменной соли при температуре подложки 350—400°C и остаточном давлении 10^{-4} — $5 \cdot 10^{-5}$ тор [1, 2]. Исследования пленок как в обычном режиме наблюдения кристаллической структуры и дифракционных картин, так и в режиме расфокусирования для наблюдения магнитной структуры проводились на электронном микроскопе типа JEM-100U.

Электронномикроскопические исследования показали, что несмотря на то, что пленки железа являются мелкокристаллическими с размерами кристаллитов порядка 500Å, однако в результате эпитаксиального роста

кристаллографические оси у них строго ориентированы. Благодаря этому дифракционная картина, полученная с пленок железа, имеет такую же структуру, что и дифракционная картина, соответствующая массивному монокристаллу железа (см. рис. 1).



Рис. 1. Дифракционная картина от монокристаллической пленки железа.

При темнопольном электронномикроскопическом наблюдении обнаружено, что имеющийся в микрообластях некоторый разброс осей анизотропии приводит к возникновению блочной структуры, или, то же самое, когерентных областей. Кроме того, обнаружено, что при толщине пленки 150\AA средний размер доменов совпадает с размерами когерентных областей. На рис. 2 приводятся обычное электронномикроскопическое изобра-

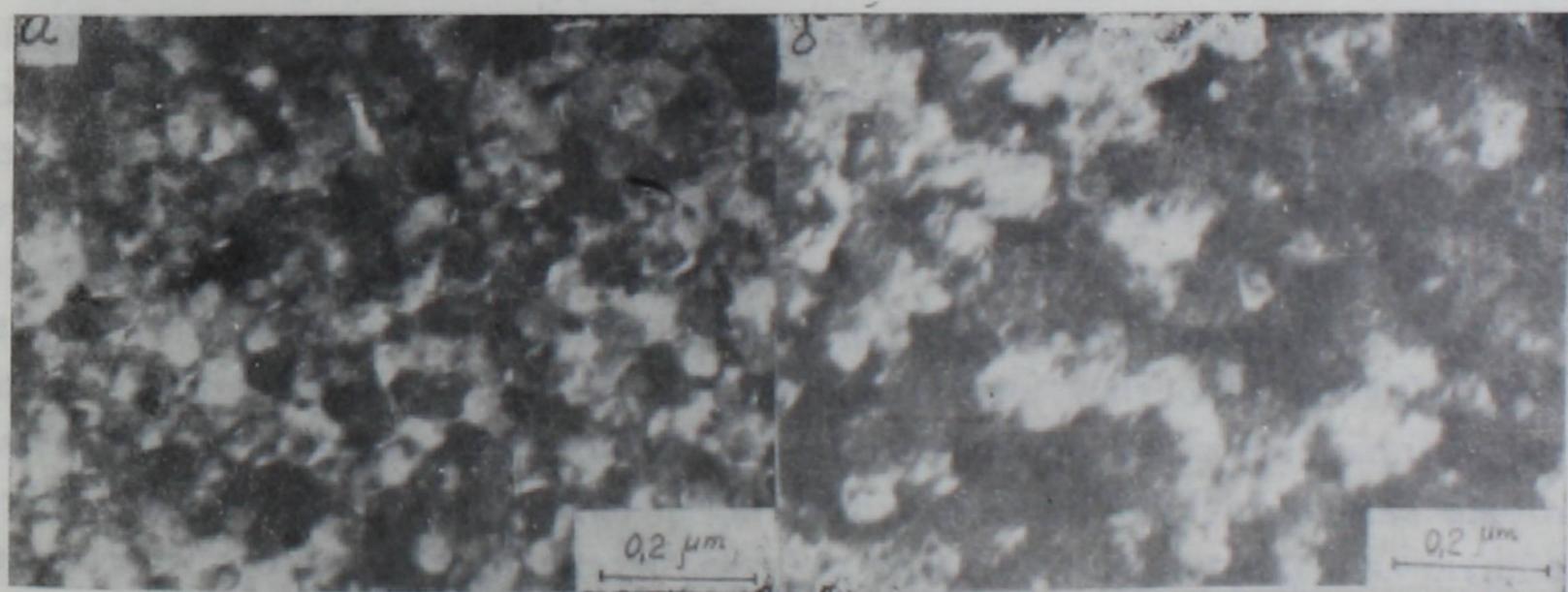


Рис. 2а. Светлопольное изображение кристаллической структуры пленки железа толщиной 150\AA , эпитаксиально выращенной на сколе каменной соли.

Рис. 2б. Темнопольная микрофотография участка пленки, изображенного на рис. 2а.

жение монокристаллической пленки железа (а) и темнопольная микрофотография этой области (б), а на рис. 4а — изображение магнитной структуры этого же участка, полученное методом расфокусирования. Как видно из рис. 2б и 4а, размеры доменов для пленки толщиной 150\AA соизмеримы с размерами когерентных областей (светлые области на рис. 2б). Однако, в отличие от последних домены имеют строгую прямоугольную configura-

цию, вследствие чего границы одного домена пересекают несколько когерентных областей.

Вышеприведенные обстоятельства указывают на то, что хотя СШД обусловлена монокристаллическостью железной пленки, однако форма и размеры доменов диктуются магнитным взаимодействием.

3. Выбор физической модели

Известно, что формирование металлических пленок при конденсации из паровой фазы на подложке осуществляется образованием скоплений — центров кристаллизации и их дальнейшим ростом. Согласно концепции Гелленталя [4] при достижении размеров этих скоплений некоторой определенной величины возникает собственный момент спонтанной намагниченности. Поскольку при этом каждая область рассматривается изолированной от соседних областей, то приобретенное направление намагниченности, обусловленное кристаллографической анизотропией, в каждой изолированной области (в области когерентного рассеяния) должно быть совершенно случайным. С этим обстоятельством, по-видимому, связано появление СШД в сплошной монокристаллической пленке железа.

Остается неясным, почему конфигурация доменов ни в одном случае не повторяет формы образовавшихся областей, а возникает магнитная структура типа шахматной доски с прямоугольной формой доменов?

Представим себе, что исследуемая пленка с двухосной анизотропией в плоскости пленки обладает магнитной структурой, в которой конфигурация доменов воспроизводит форму областей когерентного рассеяния (тонкие линии на рис. 3). Направления вектора намагниченности в каждой когерентной области совершенно случайны и совпадают с одним из четырех направлений кристаллографической анизотропии. Из рис. 3 легко видеть, что в этом случае возникшие в пленке доменные границы будут «заряжены». Плотность «магнитного заряда» при этом равна $\rho = -\text{div } I$ (I — вектор намагниченности). Зная закономерность пространственного изменения направления вектора намагниченности вблизи доменных границ, или то же самое, точную конфигурацию когерентных областей, можно найти общую свободную энергию такой системы и, следовательно, судить о целесообразности существования такой магнитной структуры. Математическое описание такой закономерности для случая совершенно произвольных конфигураций когерентных областей практически невозможно.

С целью упрощения задачи представим центральную когерентную область 1 в виде круга (область, обведенная пунктирными линиями на рис. 3) с радиусом R , который отделяется от других когерентных областей «круговой» доменной границей с шириной δ . Рассмотрим суммарную плотность энергии такой границы, равную

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{об} + \varepsilon_K + \varepsilon_{st}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{об}$ — плотность энергии обменного взаимодействия, которая равна соответствующей плотности энергии для обычной 90° доменной границы,

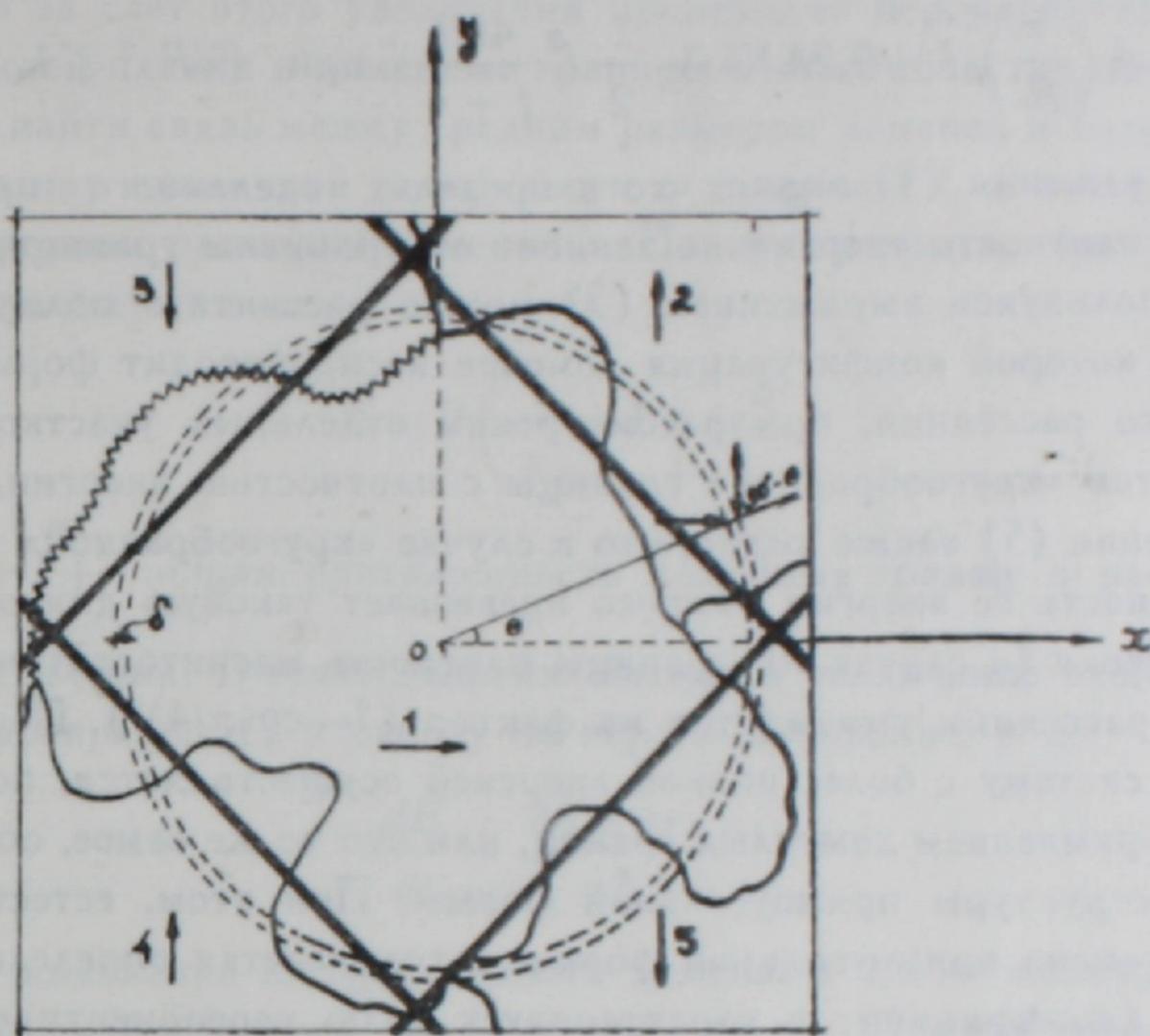


Рис. 3. Схематическое объяснение возникновения структуры типа шахматной доски.

ϵ_k — средняя плотность двухосной кристаллографической анизотропии, определяемая выражением

$$\epsilon_k = \frac{1}{2\pi R\delta} \int_R^{R+\delta} \int_0^{2\pi} K \sin^2 [2\varphi(r, \theta)] r dr d\theta, \quad (2)$$

где K — константа двухосной кристаллографической анизотропии, $\varphi(r, \theta)$ — угол между направлением вектора намагниченности в границе и нормалью к границе, а (r, θ) — переменные полярной координатной системы с началом отсчета в центральной когерентной области; ϵ_{st} — средняя плотность магнитостатической энергии полей рассеяния, равная

$$\epsilon_{st} = \frac{1}{2\pi R\delta} \frac{1}{2} I_s^2 \int_R^{R+\delta} \int_0^{2\pi} N_H [\cos \varphi(r, \theta) - \cos \theta]^2 r dr d\theta, \quad (3)$$

где N_H — фактор размагничивания неелевской границы.

Чтобы задать функцию $\varphi(r, \theta)$, представим, что направления векторов намагниченности областей, окружающих область 1, параллельны направлению ОУ. Тогда изменение угла φ в «кругообразной» границе можно представить в виде

$$\varphi(r, \theta) = \theta + \frac{\pi/2 - 2\theta}{\delta} (r - R) \quad \text{при} \quad R \leq r \leq R + \delta. \quad (4)$$

Соответственно, для плотности энергии границы получаем

$$\varepsilon_0 \approx A \left(\frac{\pi}{2\delta} \right)^2 \delta + 0,24 K\delta + \frac{1}{2} I_s^2 \frac{4\pi t\delta}{t + \delta} \quad \text{при } (\delta/R)^2 \ll 1. \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что в пределах сделанного приближения суммарная плотность энергии не зависит от кривизны границы. Это означает, что пользуясь выражением (5) можно рассчитать полную энергию системы, в которой конфигурация доменов воспроизводит форму областей когерентного рассеяния, при рассмотрении отдельных участков границы как сегментов «кругообразной» границы с плотностью энергии, равной ε_0 . Из выражения (5) также видно, что в случае «кругообразной» формы границы плотность ее энергии намного превышает таковую для обычной 90° границы Нееля (в случае 90° границы плотность магнитостатической энергии полей рассеяния умножается на фактор $(1 - \cos\pi/4)^2$). Переход такой системы в систему с более низкой энергией осуществляется, по-видимому, только выпрямлением доменных границ, или что то же самое, образованием доменной структуры прямоугольной формы. При этом, естественно, для создания домена прямоугольной формы затрачивается определенная энергия $\eta V_0 K$ (коэффициент η характеризует долю переориентированной области, а V_0 — объем домена).

Пусть l_0 — длина границы, которая огибает когерентную область и проходит по границам кристаллитов (для наглядности на рис. 3 часть криволинейной границы изображена в виде зигзага). В свете вышеуказанного полная энергия такой системы равна $E_0 = \varepsilon_0 l_0 t_0$. После соответствующей переориентировки мы имеем домен приблизительно с таким же объемом V_0 , но протяженностью границы $l_1 \approx 0,5 l_0$. Затрачиваемая энергия на переориентацию и образование прямоугольного домена равна

$$E_1 = \eta \pi R^2 t_0 K + 0,5 l_0 t_0 \varepsilon_{90}^H, \quad (6)$$

где ε_{90}^H — плотность энергии обычной 90° неелевской границы. Величина t_0 , фигурирующая в E_0 и E_1 , представляет собой ту толщину пленки, при которой образуется магнитная структура типа шахматной доски со средней площадью домена πR^2 . Отношение E_0/E_1 для пленки железа толщиной $t \approx 150 \text{ \AA}$ всегда больше единицы при любом значении коэффициента η . Иными словами, возникшая доменная структура в монокристаллических пленках железа всегда будет иметь прямоугольную форму, если даже при этом затрачивается энергия для перемагничивания всей области.

В свете вышеизложенного при рассмотрении пленки в целом отождествление форм доменов с формами областей когерентного рассеяния теряет смысл. В пользу такого утверждения говорит также наблюдаемый рост среднего размера доменов со СШД при увеличении толщины монокристаллической пленки железа, хотя при этом рост областей когерентного рассеяния не имеет места (размеры когерентных областей зависят от температуры подложки во время осаждения пленки, от степени шероховатости поверхности скола подложки и т. д.). На рис. 4 приведена серия электронномикроскопических снимков, иллюстрирующая изменение размеров доменов с

ростом толщины пленки. Наблюдаемый рост, по-видимому, связан с увеличением энергии системы при росте толщины пленки, которое приводит к тому, что за счет этого увеличения происходит перемагничивание некоторых областей пленки и доменные границы в этих областях исчезают.

Чтобы найти связь между средним размером доменов и толщиной, рассмотрим пленку единичной поверхности с толщиной t , в которой имеется СШД со средним размером доменов x . Полную энергию такой системы можно представить в виде

$$E = 2 \left(\frac{1}{x} + 1 \right) t \epsilon_{90}^H, \quad (7)$$

где $2 \left(\frac{1}{x} + 1 \right)$ — общая протяженность доменных границ в рассматриваемом объеме пленки. В свете вышеизложенного увеличение этой энергии с толщиной превращается в работу на перемагничивание, т. е.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2Kt dx}{x^2}, \quad (8)$$

где $2x dx$ — изменение площади одного домена, а $1/x^2$ — число доменов на единице площади. Вопреки результатам работы [5], где предполагается, что увеличение размеров доменов осуществляется смещением доменных границ, в нашем случае, как это видно из рис. 4, процесс роста размеров до-



Рис. 4. Изменение размеров доменов с ростом толщины монокристаллической пленки железа: а — $t = 150 \text{ \AA}$, б — $t = 700 \text{ \AA}$, в — $t = 1000 \text{ \AA}$. На рисунках 4б, в стрелками указаны границы, которые находятся в процессе исчезновения.

менов осуществляется локальным вращением векторов намагниченности вблизи границ и их исчезновением, в связи с чем в выражении (8) фигурирует константа кристаллографической анизотропии. Дифференциальное уравнение (8) нами было решено графически — методом ломаных [6]. Решение этого уравнения изображено на рис. 5 сплошной линией; там же от-

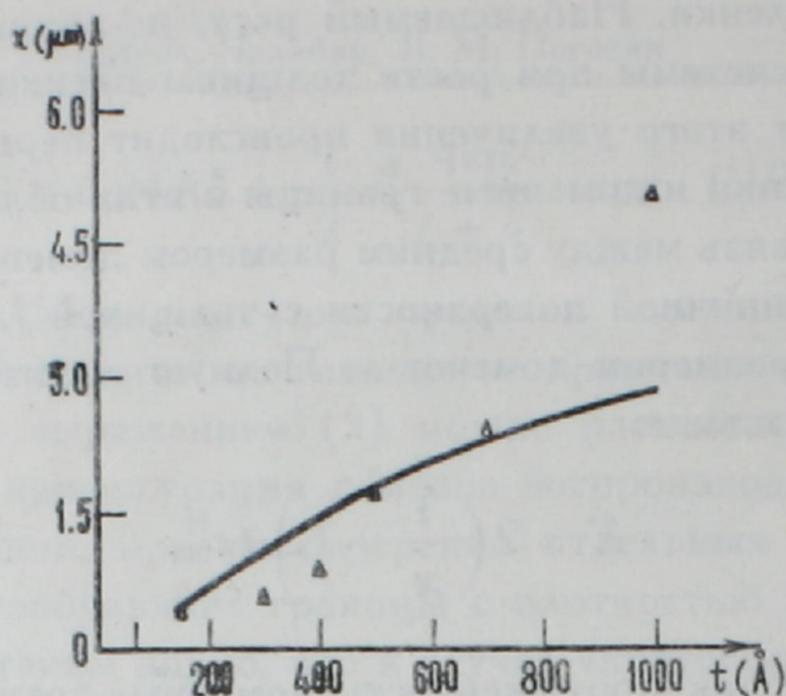


Рис. 5. Зависимость размеров доменов от толщины пленки: сплошной линией представлена расчетная кривая, \triangle — экспериментальные точки.

мечены экспериментальные точки. При графическом решении (8) для всех толщин пленок ширина доменных границ принималась равной $3 \cdot 10^{-6}$ см ($\frac{d\delta}{dt}$ принималась равной нулю из-за малого изменения δ в рассматриваемом интервале толщин), а за начальную точку (x, t) была принята точка ($3 \cdot 10^{-5}$ см, 10^{-6} см).

Из рис. 5 видно, что в интервале толщин $150 \text{ \AA} \leq t \leq 700 \text{ \AA}$ имеется удовлетворительное совпадение теоретической кривой с экспериментальными точками. Наблюдаемое расхождение при $t \geq 1000 \text{ \AA}$, по-видимому, обусловлено тем, что при этих толщинах в пленках существует качественно другой тип границы—граница Блоха, что нами не учитывается.

Ереванский государственный
университет

Поступила 25.XII.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Киренский и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 34 (1966).
2. Л. В. Киренский, В. Г. Пынько, И. П. Антипин. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 46 (1966).
3. H. Sato, R. S. Toth, R. W. Astrue. J. Appl. Phys., 33, 1113 (1962).
4. W. Hellenthal. Z. angew. Phys., 13, 147 (1961).
5. O. Bostanjoglo, A. Oelmann. Z. angew. Phys., 32, 118 (1972).
6. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям, М., 1971.

ԵՐԿԱԹԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՇԱԽՄԱՏԱՅԻՆ ՏԻՊԻ
ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ԱՌԱՋԱՅՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, ՅԱ. Մ. ՊՈԳՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտվում է քարշղի վրա վակուումային կոնդենսացիայի մեթոդով ստացված երկաթի միաբյուրեղային թաղանթների շախմատային տիպի մագնիսական կառուց-

վածքի առաջացման մեխանիզմը և աճի կինեմատիկան: Յույց է տրված, որ եթե սկզբնական շրջանում դոմենների մեծությունները համաչափելի են կոհերենտ ցրման տիրույթների շափսերի հետ, ապա թաղանթների հաստության հետագա մեծացման ժամանակ դոմենների շափսերի փոփոխությունը պայմանավորված է դոմենների սահմանների էներգիայի փոփոխմամբ:

THE MECHANISM OF CHECKERBOARD TYPE MAGNETIC-STRUCTURE FORMATION IN SINGLE-CRYSTAL THIN IRON FILMS

M. A. CHALABYAN, Ya. M. POGOSYAN

The mechanism of the formation of checkerboard type domain structure in single crystal iron films is investigated by means of the electron microscopic method. For thicknesses of iron films $t < 1000 \text{ \AA}$ the calculated average dimensions of domains, proportional to the film thickness, were shown to well agree with experimental values.

РАССЕЯНИЕ СВЕТА И ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ ФТОРИСТОГО ЛИТИЯ

А. А. ТАДЕВОСЯН, В. Е. АРСЕНЬЕВ, А. А. БЛИСТАНОВ,
А. А. ДУРГАРЯН

Изучена температурная зависимость рассеяния света и внутреннего трения в кристаллах LiF на установке, позволяющей проводить эти измерения одновременно. Получена корреляция между максимумами внутреннего трения и спадами рассеяния света на кривых температурной зависимости. Обнаружено, что если с увеличением амплитуды колебания внутреннее трение увеличивается, то рассеяние света, уменьшаясь, проходит через минимум, причем с увеличением температуры этот минимум смещается в сторону меньших амплитуд.

Изменение интенсивности рассеяния света в щелочногалоидных кристаллах, обусловленное изменением состояния примесных ассоциаций, отмечалось в ряде работ [1—5]. Было показано, что при температурах, при которых происходит термическое растворение примесных ассоциаций, наблюдается уменьшение рассеяния света в кристаллах. Изучение анизотропии рассеяния света позволило сделать выводы о форме и ориентации рассеивающих частиц и об их связи с имеющимися в кристалле дислокациями [1, 2].

В кристаллах фтористого лития наблюдалась немонотонная температурная зависимость рассеяния света в интервале 340° — $380^{\circ}K$ и температурное изменение анизотропии рассеяния света [6—8], что позволило высказать предположение о стадийности процесса растворения примесных ассоциаций и о возможности существования дискретного набора примесных ассоциаций.

В [6, 8] были сопоставлены температурные зависимости рассеяния света ($J(T)$) и внутреннего трения ($\Delta(T)$) в монокристаллах LiF и отмечена корреляция между минимумами на кривой $J(T)$ и пиками на кривой $\Delta(T)$ для образцов, имевших одинаковый состав примесей. Эти наблюдения привели к выводу о том, что растворение определенных примесных ассоциаций, обуславливающее конкретный минимум на графике зависимости $J(T)$, одновременно приводит к изменению закрепленности дислокаций, что вызывает пик на графике зависимости $\Delta(T)$. Однако, надежность этих наблюдений и выводов снижалась тем, что измерения $J(T)$ и $\Delta(T)$ проводились хотя и на одних и тех же образцах, но на различных установках, и, следовательно, были разнесены во времени, что затрудняло сопоставление кривых $J(T)$ и $\Delta(T)$. Кроме того, образец при измерении зависимостей $J(T)$ и $\Delta(T)$ имел различную предысторию, так как перед измерением $J(T)$ производились нагрев и охлаждение образца из-за измерения $\Delta(T)$, и наоборот.

Целью настоящей работы было получение более надежного сопоставления зависимостей $J(T)$ и $\Delta(T)$ в монокристаллах фтористого лития и вы-

яснение корреляции между этими зависимостями, а также изучение характера зависимости рассеяния света от амплитуды ультразвуковых колебаний и времени выдержки в процессе вибрации образца при измерении температурной зависимости внутреннего трения от амплитуды и времени.

Для проведения этих исследований была создана установка, позволяющая одновременно производить измерения температурной зависимости внутреннего трения и рассеяния света. В качестве источника света был использован лазерный луч с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм и мощностью 0,02 вт. Падающий пучок имел в образце направление [100], а рассеянный свет измерялся в направлении [010]. Внутреннее трение измерялось на частотах $10^3 - 10^4$ гц методом свободного затухания изгибных колебаний, а на частотах 10^5 гц — методом составного резонатора. Исследовались монокристаллы LiF с содержанием примеси 10^{-3} вес.%, с пределом текучести 200 г/мм² и плотностью дислокаций 10^4 см⁻².

На рис. 1 показаны графики температурной зависимости внутреннего трения на частоте $\sim 10^3$ гц и рассеяния света в образце LiF. Образец предварительно был деформирован изгибом со степенью деформации $\sim 1\%$.

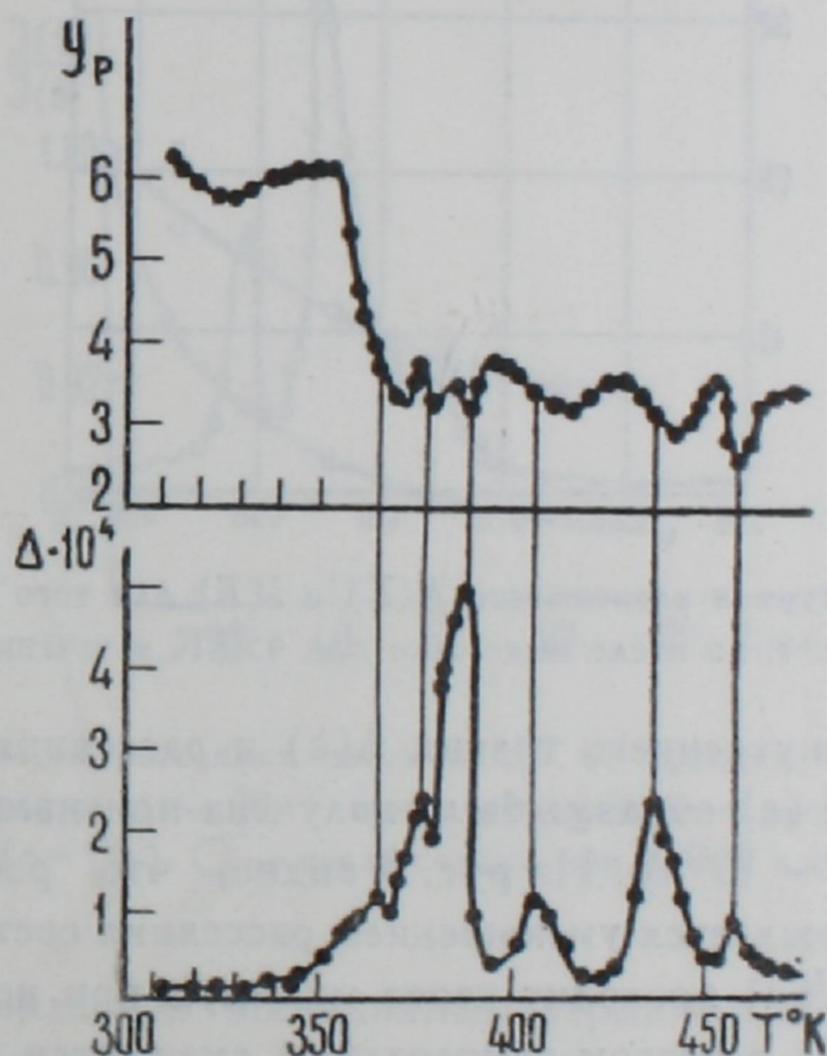


Рис. 1. Температурная зависимость внутреннего трения и рассеяния света кристаллов фтористого лития после предварительной пластической деформации образца $\sim 1\%$. Частота измерения — 2700 гц.

На кривой температурной зависимости внутреннего трения в интервале $350^\circ - 470^\circ\text{K}$ наблюдается шесть пиков. Пики такого рода наблюдались и ранее, и их свойства описаны в [6, 9]. Из рис. 1 видно, что положения вершин пиков $\Delta(T)$ соответствуют спадам на кривой зависимости $J(T)$. Глубина минимумов на зависимости $J(T)$ не коррелирует с высотой максимумов $\Delta(T)$. В ряде случаев (рис. 2) достаточно интенсивному пику при 390°K соответствует очень маленький спад $J(T)$, амплитуда которого соиз-

мерима с разбросом при измерении $J(T)$ ($\sim 5\%$). Однако на рис. 2 хорошо заметен спад при 430°K , соответствующий наибольшему пику на зависимости $\Delta(T)$.

Сравнивая зависимости $J(T)$ и $\Delta(T)$ на рис. 1 и 2, можно видеть, что наибольший максимум в результате низкотемпературного отжига образца сместился в сторону более высоких температур, как это отмечалось в [9]. В то же время, небольшой отжиг делает менее четкой корреляцию между зависимостями $J(T)$ и $\Delta(T)$. Можно отметить также общую тенденцию к появлению серии пиков $\Delta(T)$ в той области температур, где наблюдается провал, состоящий из серии спадов или минимумов на зависимости $J(T)$ в кристаллах LiF .

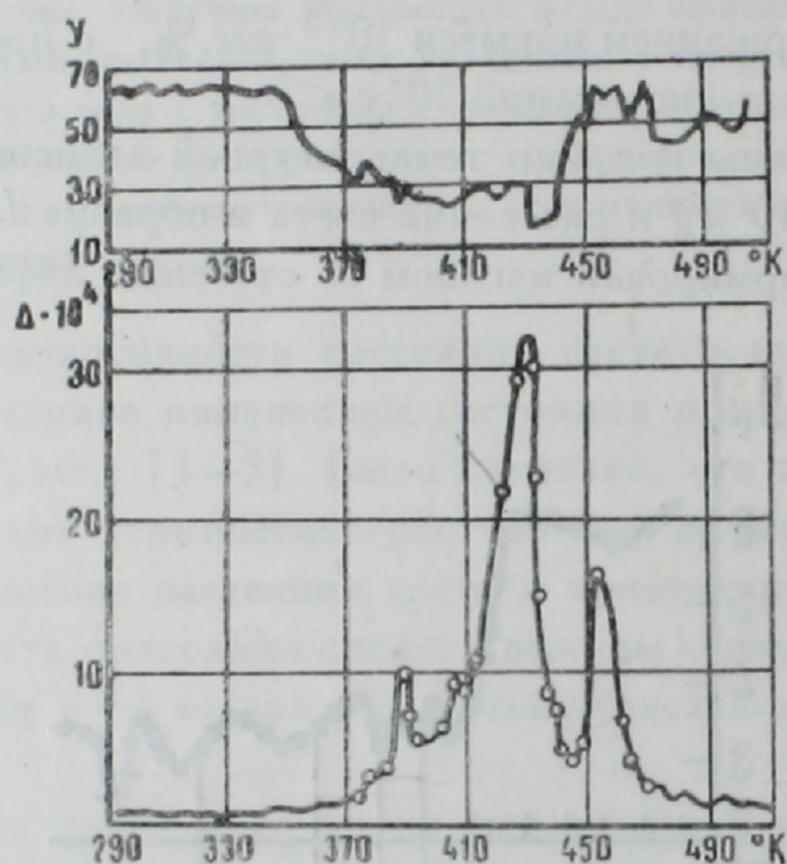


Рис. 2. Температурная зависимость $\Delta(T)$ и $J(T)$ для того же образца, что и на рис. 1, но после выдержки при 450°K в течение 5 час.

Зависимость внутреннего трения $\Delta(\epsilon)$ и рассеяния света $J(\epsilon)$ от амплитуды колебаний (ϵ) образца была получена при измерении внутреннего трения на частоте $\sim 10^5$ гц. Из рис. 3 видно, что рост $\Delta(\epsilon)$ при малых амплитудах сопровождается уменьшением рассеяния света. С ростом амплитуды зависимость $J(\epsilon)$ проходит через минимум при некоторой амплитуде ϵ_{\min} . Минимум $J(\epsilon)$ с ростом температуры смещается в сторону меньших ϵ_{\min} (см. рис. 3). Выдержка кристалла во времени при некоторой амплитуде вибрации $\epsilon < \epsilon_{\min}$ приводит к уменьшению $J(t)$ (рис. 4), значительно повышая $\Delta(T)$.

Появление пиков на температурной зависимости внутреннего трения в интервале $350^\circ\text{—}600^\circ\text{K}$ в кристаллах фтористого лития связывается с движением дислокаций в этих кристаллах, закрепленных примесными ассоциациями [6, 9]. Это подтверждается поведением этих пиков при деформации, старении и отжиге монокристаллов [9], а также наблюдениями амплитудной зависимости внутреннего трения [6].

Таким образом, совместные измерения $J(T)$ и $\Delta(T)$ подтвердили ранее сделанное предположение о немонотонном изменении закрепленности

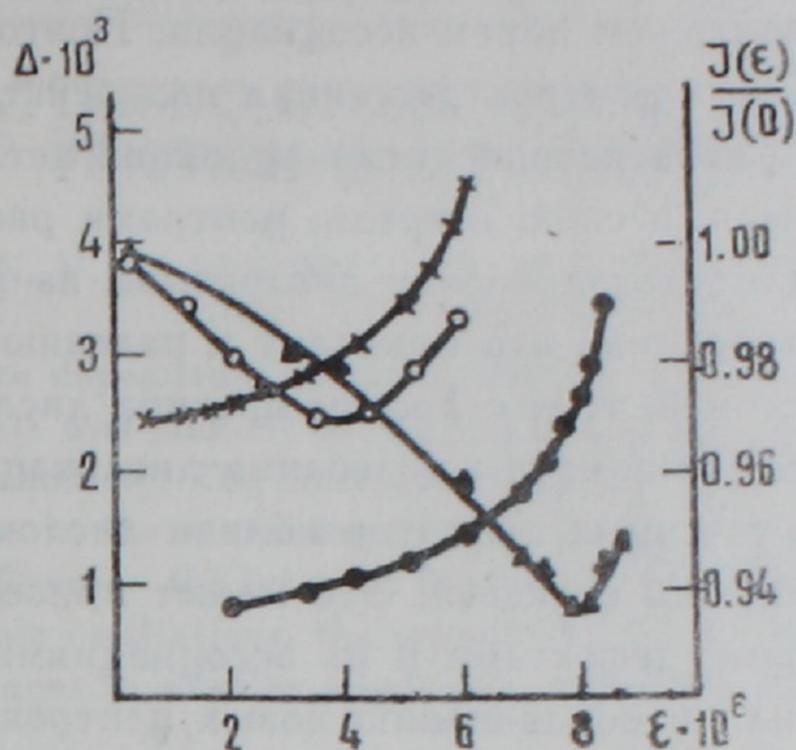


Рис. 3. Зависимости внутреннего трения и рассеяния света в кристаллах *LiF* от амплитуды вибрации ε : ● — внутреннее трение при 295°K, ▲ — рассеяние света при 295°K, × — внутреннее трение при 400°K, ○ — рассеяние света при 400°K.

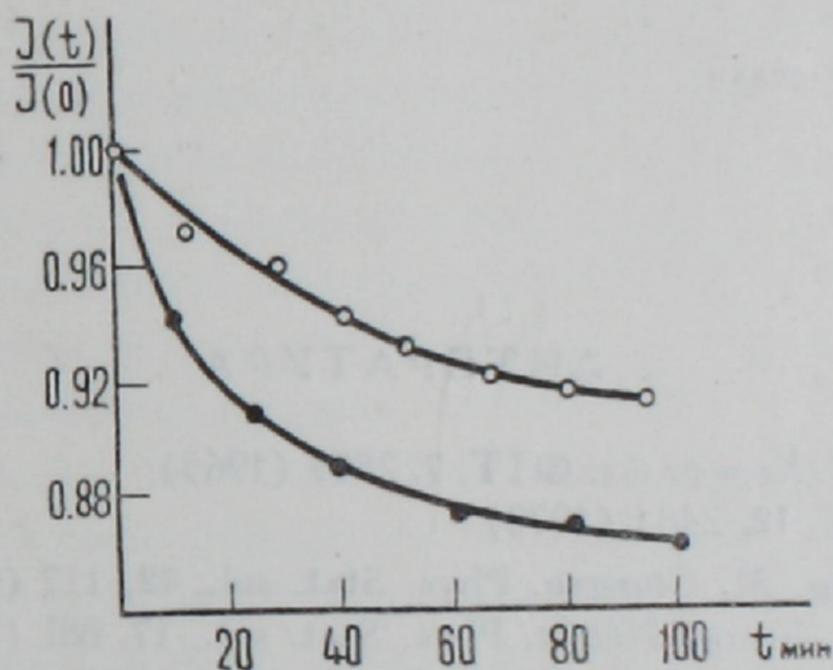


Рис. 4. Зависимость рассеяния света в *LiF* от времени выдержки при амплитудах вибрации $\varepsilon \sim 10^{-6}$ при комнатной температуре: ● — после деформации ($\varepsilon = 1\%$), ○ — после отжига при 450°K в течение 3 час.

дислокаций, обусловленном постадийным термическим разрушением примесных ассоциаций.

С другой стороны, изменение рассеяния света под влиянием вибрации показывает, что движение дислокаций, в свою очередь, способствует растворению примесных ассоциаций при малых амплитудах вибрации. Изменение структуры центров рассеяния (примесных ассоциаций, размер которых близок к длине волны света) в результате непосредственного воздействия на них вибраций с относительной амплитудой $\varepsilon \approx 10^{-6}$ маловероятно, так как изменение энергии ассоциации во всем ее объеме не превосходит $10^2 kT$, тогда как отрыв точечного дефекта (иона примеси или вакансии) от ассоциации, очевидно, требует энергии, соизмеримой с kT (где $T = 350 \div 500^\circ\text{K}$), сосредоточенной в объемах, близких к объему элементарной ячейки, т. е.

в 10^7 — 10^8 раз меньших, чем объем ассоциации. Поэтому можно полагать, что изменение состояния центров рассеяния под действием вибраций происходит в результате воздействия дислокационной петли на ее центры закрепления, являющиеся, в свою очередь, центрами рассеяния.

При малых амплитудах давление дислокаций на центры закрепления способствует их растворению, что приводит к падению интенсивности рассеянного света с ростом ε , т. е. с ростом прогиба дислокационных петель. Однако, с увеличением амплитуды колебания дислокации возможно увеличение концентрации точечных дефектов вблизи дислокации вследствие их зарождения при движении ступенек. Это может привести к сдвигу равновесия между точечными дефектами и их ассоциациями в сторону роста объема ассоциаций или к образованию новых центров рассеяния. Этим можно объяснить наблюдаемый на рис. 3 подъем $J(\varepsilon)$ с ростом амплитуды вибрации. Рис. 4 показывает, что эти процессы развиваются во времени. Переход от уменьшения рассеяния света при вибрации к росту наблюдается тем раньше, чем выше температура выдержки образца.

Ереванский государственный
университет
Московский институт стали
и сплавов

Поступила 25.I.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Абаев, М. И. Корнфельд. ФТТ, 7, 2809 (1965).
2. М. И. Абаев. ФТТ, 12, 2481 (1970).
3. J. Baltog, G. Chita, M. Giurgea. Phys. Stat. sol., 42, 117 (1970).
4. M. M. Hauret, M. Girard-Nottin. Phys. Stat. sol., 17, 881 (1966).
5. H. M. Baltog, G. Chita. G. R. Acad. Sc. Paris, Serie B, t. 271 (1970).
6. А. А. Блистанов, А. Н. Павлов, М. П. Шаскольская. ФТТ, 13, 1901 (1971).
7. А. А. Блистанов, А. Н. Павлов, М. П. Шаскольская. ФТТ, 14, 1229 (1972).
8. А. А. Тадевосян и др. Молодой научный работник ЕрГУ, 2 (18), 219 (1973).
9. А. А. Тадевосян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 343 (1973).

ԼՈՒՅՍԻ ՑՐՈՒՄԸ ԵՎ ՆԵՐՔԻՆ ՇՓՈՒՄԸ LiF ՄՈՆՈՔՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ՔԱԴԵՎՈՍՅԱՆ, Վ. Բ. ԱՐՍԵՆԵՎ, Ա. Ա. ԲԼԻՍՏԱՆՈՎ, Ա. Հ. ԳՈՒՐԳԱՐՅԱՆ

LiF բյուրեղներում ներքին շփման և լույսի ցրման ջերմաստիճանային կախվածությունները ուսումնասիրված են մի այնպիսի սարքի վրա, որը թույլ է տալիս այդ շափումները կատարել միաժամանակ: Ներքին շփման ջերմաստիճանային կախվածության մարսիմոմների և լույսի ցրման մինիմումների միջև ստացվել է փոխհամապատասխանություն: Չափումները ցույց են տվել, որ եթե տատանման ամպլիտուդայի աճին զուգընթաց ներքին շփումը աճում է, ապա լույսի ցրումը նվազելով, անցնում է մինիմումով, ընդ որում ջերմաստիճանի աճին զուգընթաց այդ մինիմումը շեղվում է փոքր ամպլիտուդների կողմը:

SCATTERING OF LIGHT AND INTERNAL
FRICTION IN LiF CRYSTALS

H. A. TADEVOSYAN, V. E. ARSENIIEV, A. A. BLISTANOV, A. A. DURGARYAN

The temperature dependence of the scattering of light and of the internal friction in LiF crystals was studied on the arrangement allowing to carry out these measurements simultaneously. The correlation between the maxima of the internal friction and the drops in the scattering of light on the temperature dependence curves is obtained. Whereas the internal friction increases with the increase of the amplitude of ultrasonic oscillations, the scattering of light was detected to have a minimum which displaces to smaller amplitudes with the increase of the temperature.

СИНТЕЗ УЗКОПОЛОСНОГО ФИЛЬТРА НА АКУСТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛНАХ

В. С. САРДАРЯН, Л. М. ТАТИКЯН

Рассматривается синтез узкополосного фильтра с заданной передаточной характеристикой, приведен расчет структуры преобразователя, представляющего собой встречно-штыревую систему электродов на поверхности пьезоэлектрической пластины.

Произведем синтез фильтра, имеющего передаточную характеристику вида

$$S(f) = K/K_{\max} = \exp[-b|f - f_0|], \quad (1)$$

где f_0 — центральная частота, b — коэффициент, показывающий скорость нарастания ($f < f_0$) и спада ($f > f_0$) экспоненты, K — коэффициент передачи фильтра.

Синтезировать фильтр — означает определить такую конфигурацию электродов преобразователя, которая воспроизводила бы в частотной области заданную передаточную характеристику (1).

Известно, что функция аподизации (перекрывания) электродов во встречно-штыревом преобразователе определяется импульсным откликом, для получения которого необходимо взять обратное преобразование Фурье от заданного частотного отклика (1). Взяв преобразование Фурье от (1), получим импульсный отклик, соответствующий данному частотному отклику, т. е.

$$S(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-b|f - f_0|] \exp(2i\pi ft) df = \frac{2b}{b^2 + (2\pi t)^2} \exp(2i\pi f_0 t), \quad (2)$$

где $|S(t)| = \frac{2b}{b^2 + (2\pi t)^2}$ — амплитудная функция, $\varphi(t) = 2\pi f_0 t$ — фазовая функция.

На основании метода фазовой дискретизации [1—3] расставим штыри преобразователя на поверхности пьезоэлектрической пластины в точках, которые соответствуют временам, где фаза сигнала (2) кратна π :

$$\varphi(t) = 2\pi f_0 t_n = \pi n, \quad t_n = \frac{n}{2f_0}. \quad (3)$$

Тогда соответствующие значения сигнала в этих точках будут равны

$$S(t_n) = (-1)^n \frac{2b}{b^2 + \left(\frac{\pi n}{f_0}\right)^2}, \quad (4)$$

где n — целое число.

Так как импульсный отклик фильтра (2) определен на всей временной оси, то для его реализации конечным числом штырей необходимо ограничить этот отклик. Для этого умножим импульсный отклик (2) на прямоугольное временное окно вида

$$W(t) = \begin{cases} 1, & |t| \leq T/2 \\ 0, & |t| > T/2. \end{cases} \quad (5)$$

Тогда получим следующий финитный импульсный отклик:

$$S_T(t) = \frac{2b}{b^2 + (2\pi t)^2} \exp(2i\pi f_0 t), \quad |t| \leq T/2, \quad (6)$$

$$S(t) = 0, \quad |t| > T/2.$$

Очевидно, что данному финитному импульсному отклику будет соответствовать уже другой частотный отклик, который будет более или менее приближаться к заданному отклику (1) в зависимости от ширины временного окна T . Известно, что для получения хорошей оценки пика частотного отклика ширина частот спектрального окна должна быть того же порядка, что и ширина полосы частот частотного отклика. Ширина полосы частот частотного отклика (1) на уровне половинной мощности будет равна

$$B = 2|f - f_0| = -2 \ln 0,5/b. \quad (7)$$

Приравнивая это значение ширине полосы частот прямоугольного временного окна, равного $1/T$, с помощью коэффициента пропорциональности α , получим

$$1/T = -\alpha 2 \ln 0,5/b. \quad (8)$$

Количество штырей для воспроизведения финитного импульсного отклика (6) будет равно

$$N = 2f_0 T. \quad (9)$$

Длина штырей в преобразователе должна быть пропорциональна «весовым» коэффициентам

$$a_n = \frac{|S(t_n)|}{f_0}, \quad (10)$$

где

$$|S(t_n)| = \frac{2b}{b^2 + \left(\frac{\pi n}{f_0}\right)^2}.$$

Расстояние между соседними штырями в преобразователе будет равно длине, пробегаемой поверхностной волной за время между соседними выборками, т. е.

$$d = v(t_n - t_{n-1}) = v/2f_0, \quad (11)$$

где v — скорость поверхностной волны.

Таким образом, мы определили все основные параметры входного преобразователя. Выходной преобразователь можно сделать широкополосным

так, что форму частотного отклика будет определять входной преобразователь. На рис. 1 представлена схема синтезированного фильтра.

Определим теперь частотный отклик фильтра, соответствующий финитному импульсному отклику (6), воспроизводимый встречно-штыревым преобразователем с количеством штырей N , с длинами, пропорциональными a_n , и расстоянием d между ними.

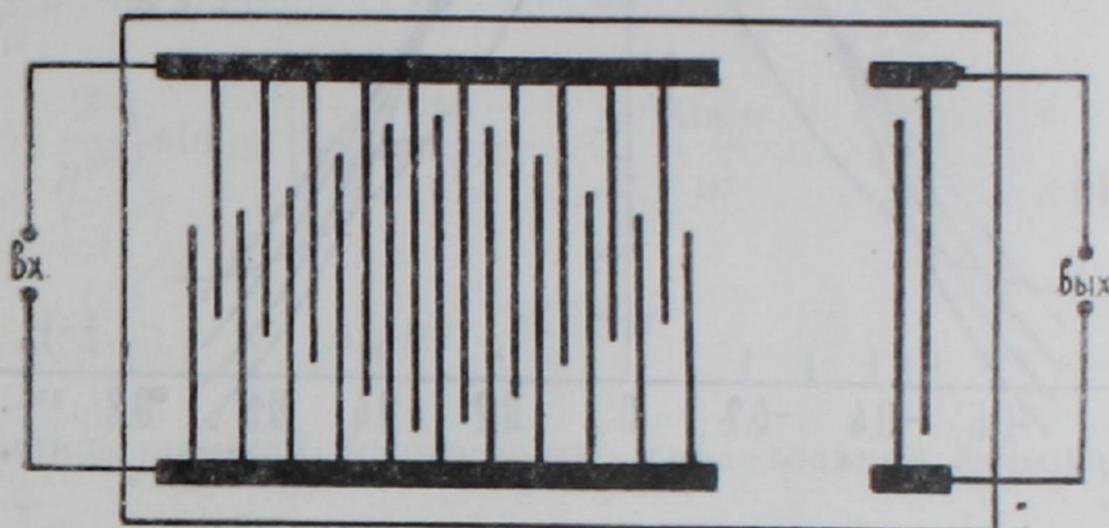


Рис. 1. Схема синтезированного фильтра.

Взяв преобразование Фурье от (6), получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{2b}{b^2 + (2\pi t)^2} \exp(i\omega_0 t) \exp(-i\omega t) dt =$$

$$= \int_{-T/2}^{T/2} \frac{2b}{b^2 + (2\pi t)^2} \exp[i(\omega_0 - \omega)t] dt.$$

Значение интеграла можно вычислить, воспользовавшись приближенной формулой Филона для сильно осциллирующих функций [4],

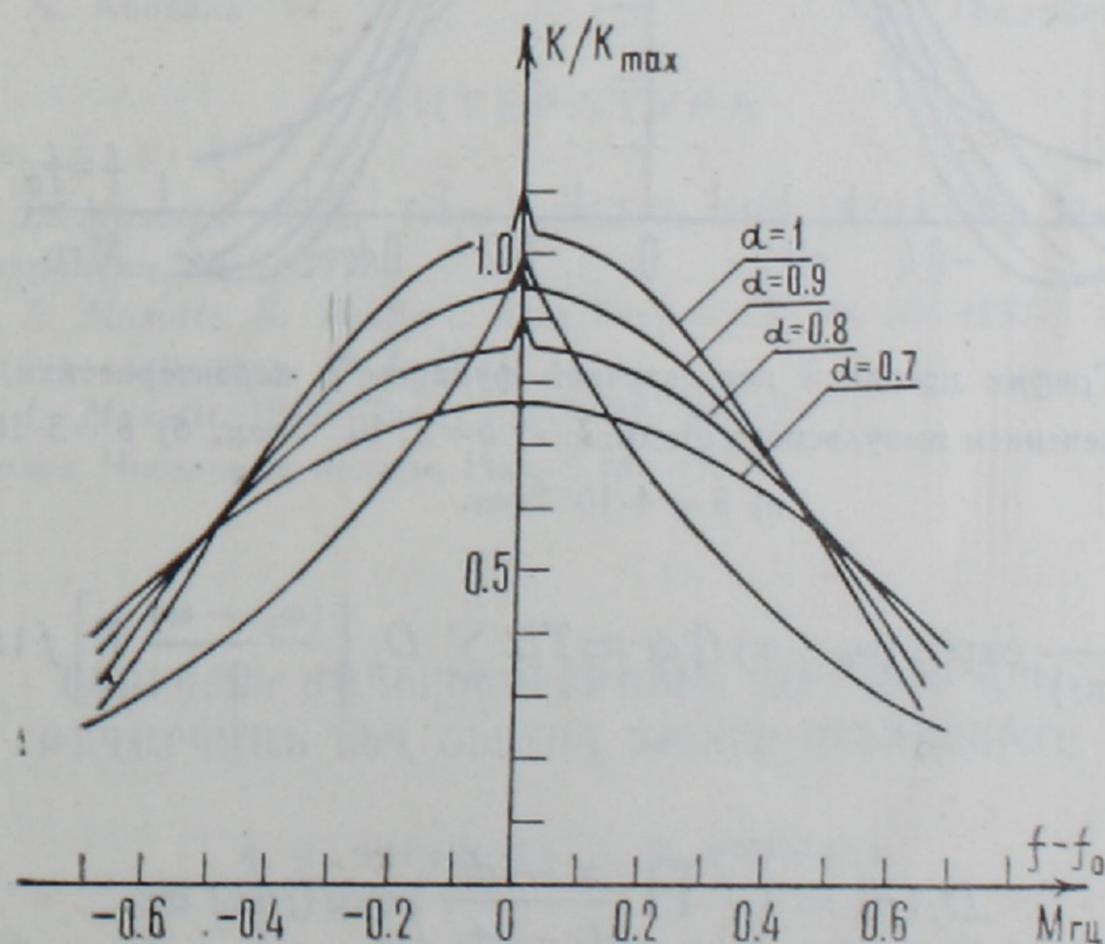


Рис. 2а.

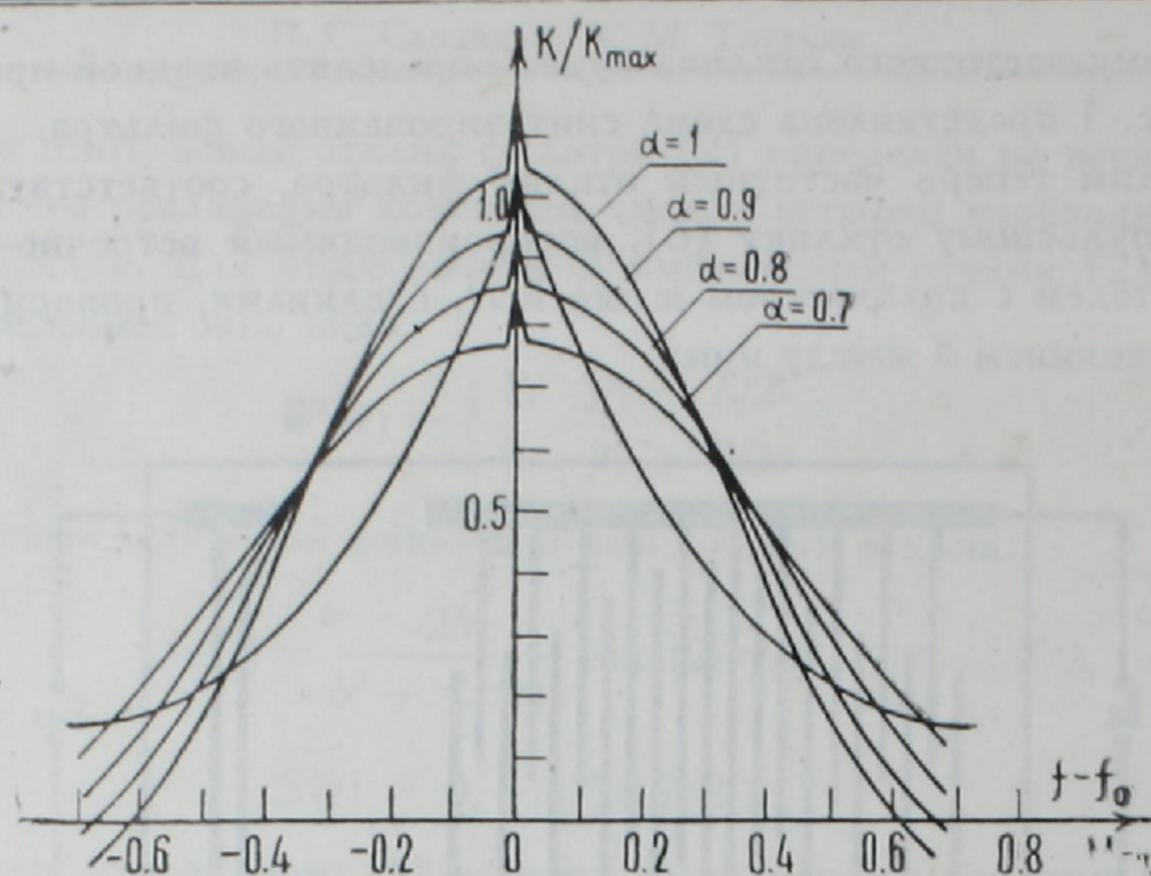


Рис. 26.

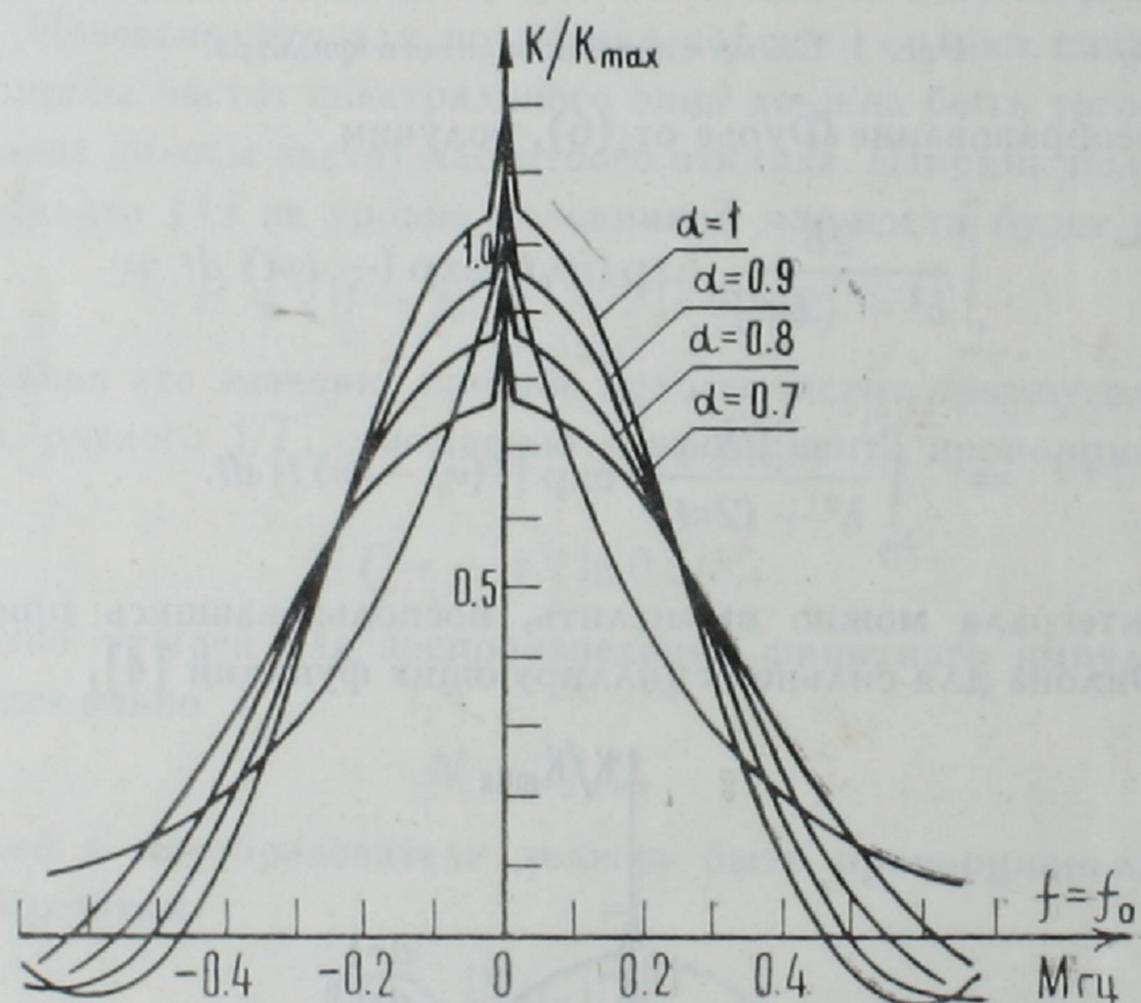


Рис. 2в.

Рис. 2. График исходной передаточной функции и характеристики, полученные усечением импульсного отклика: а) $b = 2 \cdot 10^{-6}$ сек, б) $b = 3 \cdot 10^{-6}$ сек, в) $b = 4 \cdot 10^{-6}$ сек.

$$\int_{-T/2}^{T/2} \frac{2b}{b^2 + (2\pi t)^2} \exp[i(\omega_0 - \omega)t] dt \approx T/2 \sum_{j=1}^3 D_j \left[\frac{(\omega_0 - \omega) T}{2} \right] f(t_j), \quad (12)$$

где

$$D_j(p) = \int_{-1}^1 \left(\prod_{k+j} \frac{x - d_k}{d_j - d_k} \right) \exp(ipx) dx,$$

$$d_1 = -1, \quad d_2 = 0, \quad d_3 = 1.$$

Производя соответствующие вычисления, получим

$$\int_{-T/2}^{T/2} \frac{2b}{b^2 + (2\pi t)^2} \exp [i(\omega_0 - \omega)t] dt \approx T/2 \left\{ \left[\frac{2}{p^2} \cos p + \left(\frac{1}{p} - \frac{2}{p^3} \right) \sin p \right] \frac{4b}{b^2 + \pi^2 T^2} + \left(\frac{\sin p}{p^3} - \frac{\cos p}{p^2} \right) \frac{8}{b} \right\}, \quad (13)$$

где

$$p = \frac{\omega_0 - \omega}{2} T.$$

Воспользовавшись оценкой погрешности использования формулы Филона, получим

$$|R| \leq 5 \cdot 10^{-5}.$$

На рис. 2а, б и в показаны графики функции (13), вычисленные на ЭВМ «Раздан-3» при различных значениях b . С целью выяснения оптимального коэффициента пропорциональности α в формуле (8) вычисления производились для каждого b при различных значениях α , т. е. при различных значениях ширины временного окна, и сравнивались с (1).

Как видно из графиков для данного b при изменении α форма кривых существенно не изменяется. Оптимальным значением α в смысле приближения к функции (1) является значение $\alpha = 0,9$.

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР
Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

Поступила 20.XII.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Atzeni, L. Masotti. IEEE Trans., AES-7, 662 (1971) (пер. Зарубежная радиоэлектроника, № 8, 1972).
2. С. Atzeni, L. Masotti, E. Teodori. Alta Frequenza, 40, 506 (1971) (пер. Зарубежная радиоэлектроника, № 2, 1973).
3. С. Atzeni, L. Masotti. IEEE Trans., MTT-21, 505 (1973).
4. Н. С. Бахвалов. Численные методы, Наука, М., 1973.

ԱԿՈՒՍՏԻԿ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՎՐԱ
ԹՈՂԱՐԿՄԱՆ ՆԵՂ ՇԵՐՏՈՎ ՖԻԼՏՐԻ ՍԻՆԹԵԶՈՒՄԸ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Լ. Մ. ԹԱԹԻԿՅԱՆ

Դիտարկվում է տրված փոխանցման բնութագրով ակուստիկ մակերևութային ալիքների վրա թողարկման նեղ շերտով ֆիլտրի սինթեզումը: Բերված է ձևափոխիչի կառուցվածքի հաշվարկը, որն իրենից ներկայացնում է պիեզաէլեկտրական թիթեղի մակերևութի վրա հանդիսացող արձակային էլեկտրոդների համակարգ:

THE SYNTHESIS OF NARROW-BAND ACOUSTIC SURFACE WAVE FILTER

V. S. SARDARYAN, L. M. TATIKYAN

The synthesis of narrow-band filter with a definite transmission characteristic is considered and the structure of the converter, being a counter-pin electrode system on the surface of piezoelectric plate, is calculated.

ОБ ОБНАРУЖЕНИИ ДЕТЕРМИНИРОВАННОГО ПОЛЯ СИГНАЛА В ГАУССОВОМ ПОЛЕ ШУМА

Л. П. МУРЗА

Рассмотрен байесов алгоритм обнаружения детерминированного поля сигнала в шуме, состоящем из квазимонохроматической помехи и белого частично поляризованного шумового фона. Найдена оптимальная частотная диаграмма направленности приемника.

При проектировании приемников электромагнитного излучения, как правило, операция пространственной обработки поля считается заданной и оптимизируется лишь временная обработка. Однако в последнее время в схему оптимизации включается также и приемная апертура и на основании алгоритма приема синтезируется оптимальная диаграмма направленности приемника, учитывающая спектр и поляризацию принимаемого излучения [1].

В статье рассмотрен байесов алгоритм обнаружения детерминированного поля сигнала в аддитивном поле гауссова шума, состоящем из поля узкополосной искусственной помехи и частично поляризованного белого шумового фона. Алгоритм обнаружения строится на основании обработки принимаемого излучения на некоторой ограниченной поверхности S приемной апертуры и в некотором интервале времени наблюдения T .

Рассмотрим задачу проверки простых гипотез о поле излучения*:

$$\begin{aligned} H_1: \mathbf{E}(x) &= \mathbf{E}^s(x) + \mathbf{E}^n(x), \\ H_0: \mathbf{E}(x) &= \mathbf{E}^n(x), \quad x \in X. \end{aligned} \quad (1)$$

Напряженности полей будем описывать трехмерными комплексными функциями $\mathbf{E}(x) \in C_3$, а случайное поле шума представим в виде разложения Карунена-Лоэва [2, 3] по собственным функциям тензора пространственно-временной когерентности поля шума

$$\mathbf{E}^n(x) = \sum_{l=1}^{\infty} E_l^n \varphi_l(x), \quad (2)$$

$$\int_X \hat{K}(x, x') \varphi(x') dx' = \mu \varphi(x), \quad \hat{K}(x, x') = \langle \mathbf{E}^n(x) \mathbf{E}^{n+}(x') \rangle,$$

в котором коэффициенты разложения E_l^n представляют собой совокупность независимых комплексно-гауссовых случайных величин. Разлагая детерминированное поле сигнала по системе $\{\varphi_l\}$, запишем распределение конечной совокупности коэффициентов разложения при гипотезах H_1 и H_0 :

* Для сокращения записи введены следующие обозначения: $x := (t, \mathbf{r})$, $\lambda = (\omega, \mathbf{k})$, $\lambda x := \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$. При этом $x \in X = T \times S$, где $T = [0, T]$, S — поверхность в R_3 , $\lambda \in \Lambda = R_4$.

$$p(E_1, \dots, E_N | H_1) = \prod_{l=1}^N \frac{1}{\pi \mu_l} \exp\left(-\frac{|E_l - E_l^s|^2}{\mu_l}\right), \quad (3)$$

$$p(E_1, \dots, E_N | H_0) = \prod_{l=1}^N \frac{1}{\pi \mu_l} \exp\left(-\frac{|E_l|^2}{\mu_l}\right).$$

Тогда, рассматривая логарифм отношения правдоподобия при $N \rightarrow \infty$, получаем байесов алгоритм обнаружения [2, 3]

$$l = \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{E_l E_l^{s*}}{\mu_l} = \operatorname{Re} \left\{ \operatorname{tr} \int_X \mathbf{G}(x) \mathbf{E}(x) dx \right\} \underset{H_0}{\overset{H_1}{\geq}} \eta, \quad (4)$$

где η — порог обнаружения, $\mathbf{G}(x)$ — весовая функция приемной апертуры [1], являющаяся решением интегрального уравнения

$$\int_X \hat{K}(x, x') \mathbf{G}(x') dx' = \mathbf{E}^s(x). \quad (5)$$

Чувствительность обнаружителя зависит от параметра

$$d = \langle l \rangle = \sum_{l=1}^{\infty} \frac{|E_l^s|^2}{\mu_l} = \operatorname{tr} \int_X \mathbf{G}(x) \mathbf{E}^{s+}(x) dx, \quad (6)$$

являющегося отношением потоков энергии сигнала и шума через поверхность апертуры S за время наблюдения T .

Диаграммой направленности приемника (по напряженности поля) называется Фурье-преобразование весовой функции $\mathbf{G}(x)$ по области X [1]

$$\mathbf{G}_X(\lambda) = \int_X \mathbf{G}(x) e^{i\lambda x} dx. \quad (7)$$

Матрица вида $\hat{N} = \mathbf{G}_X(\lambda) \mathbf{G}_X^+(\lambda)$ представляет собой диаграмму направленности приемника по мощности и поляризации, зависящую от частоты*.

Предположим, что поле шума состоит из однородного поля частично поляризованной узкополосной помехи и частично поляризованного поля белого шума

$$\mathbf{E}^n(x) = \mathbf{E}_0(x) e^{-i\lambda_0 x} + \mathbf{E}_w(x), \quad (8)$$

где $\lambda_0 = (\omega_0, \mathbf{k}_0)$ — частота и волновой вектор несущей помехи. Тензор пространственно-временной когерентности при этом имеет следующую структуру:

$$\hat{K}(x, x') = \hat{K}_0(x' - x) \exp[i\lambda_0(x' - x)] + \hat{N} \delta(x' - x), \quad (9)$$

* В оптике эта матрица называется матрицей частотно-контрастных характеристик.

где $\hat{K}_0(x'-x)$ — тензор огибающей помехи, являющийся медленно меняющейся функцией разности $x'-x$, \hat{N} — тензор спектральной плотности белого шума, матрицу которого мы будем считать невырожденной. Если размер апертуры и время наблюдения находятся в области когерентности помехи [4], т. е.

$$\sup_{x, x' \in X} |x' - x| < L_{\text{ког}} \times T_{\text{ког}} \sim \frac{c}{\Delta\nu} \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (10)$$

где $\Delta\nu$ — ширина полосы помехи, то тензор $\hat{K}_0(x'-x)$ можно приближенно заменить на тензор поляризации $\hat{K}_0(0) \equiv \hat{R}$. При этом уравнение (5) с учетом (7) записывается в следующем виде:

$$\hat{R} \mathbf{G}_X(\lambda_0) e^{-i\lambda_0 x} + \hat{N} \mathbf{G}(x) = \mathbf{E}^s(x). \quad (11)$$

Умножая полученное равенство на $e^{i\lambda x}$ и интегрируя по области X , получим функциональное уравнение для определения диаграммы направленности

$$\hat{R} \mathbf{G}_X(\lambda_0) \Delta(\lambda - \lambda_0) + \hat{N} \mathbf{G}_X(\lambda) = \mathbf{E}_X^s(\lambda), \quad (12)$$

где

$$\Delta(\lambda) \equiv \int_X e^{i\lambda x} dx, \quad \Delta(0) = \text{mes } X = T \times \text{mes } S, \quad (13)$$

$\mathbf{E}_X^s(\lambda)$ — диаграмма направленности поля сигнала. Полученное уравнение имеет решение

$$\mathbf{G}_X(\lambda) = \hat{N}^{-1} \mathbf{E}_X(\lambda) - \Delta(\lambda - \lambda_0) [I \text{mes } X + \hat{R}^{-1} \hat{N}]^{-1} \mathbf{E}_X^s(\lambda_0). \quad (14)$$

Достаточная статистика обнаружения (4) записывается в виде

$$l = (2\pi)^{-4} \text{Re} \left\{ \text{tr} \int_{\Lambda} \mathbf{G}_X(\lambda) \mathbf{E}_X^+(\lambda) d\lambda \right\}. \quad (15)$$

Для физической реализуемости весовой функции апертуры необходимо ввести задержку по времени на T .

Институт радиофизики и
электроники АН АрмССР

Поступила 14.I.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Миддлтон. ТИИЭР, 58, 100 (1970).
2. Б. Р. Левин. Теоретические основы статистической радиотехники, Изд. Советское радио, М., 1968, книга 2.
3. Г. Ван-Трис. Теория обнаружения, оценок и модуляции, Изд. Советское радио, М., 1973.
4. L. Mandel, E. Wolf. Rev. Mod. Phys., 37, № 2 (1965).

ԱՂԴԱՆՇԱՆԻ ԴԵՏԵՐՄԻՆԱՑՎԱԾ ԴԱՇՏԻ ՀԱՅՏՆԱԲԵՐՈՒՄԸ
ԱՂՄՈՒԿԻ ԳԱՌՍՅԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Լ. Պ. ՄՈՒՐԶԱ

Դիտարկված է ազդանշանի դետերմինացված դաշտի հայտնաբերումը աղմուկի մեջ բայեսյան ալգորիթմով: Աղմուկը բաղկացած է քվադրի-մոնոքրոմատիկ դաշտից և մասնակի բևեռացված սպիտակ աղմուկային ֆոնից: Ընդունելի համար գտնված է հաճախականությանից կախված օպտիմալ ուղղվածության դիագրաման:

DETECTION OF DETERMINATE SIGNAL FIELD
IN GAUSSIAN NOISE

L. P. MURZA

Bayesian procedure of the detection of determinate signal field in a Gaussian additive mixture of bandpass noise plus white partially polarized noise is considered. Optimum frequency-dependent beam pattern is obtained for the receiving apperture.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ КАЛИБРОВКИ
МЁССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ

А. Р. АРАКЕЛЯН, Л. А. КОЧАРЯН, А. Р. МКРТЧЯН, С. С. ТУМАНЯН

Для обработки мёссбауэровских спектров необходимо их калибровать, т. е. определить местоположение и центр семейства линий на энергетической шкале. С этой целью используются различные эталоны (нитропруссид натрия, Fe_2O_3 , металлическое железо и др.), энергетический спектр которых известен [1—3]. Однако этот метод калибровки имеет существенные недостатки. Необходимо снимать кювету с образцом и ставить взамен кювету с эталоном, что приводит к изменению условий эксперимента, особенно в экспериментах при низких температурах и в экспериментах по рассеянию.

Энергетические спектры эталонов, полученные в различных условиях, могут отличаться (из-за различия физико-химических свойств эталонов: точечные дефекты, дислокации, содержание примесей и т. д.) и калибровка окажется неверной.

В настоящей работе предлагается универсальный метод калибровки мёссбауэровских спектров, основанный на ультразвуковой модуляции мёссбауэровских линий. Этот метод, как будет показано ниже, точнее метода калибровки с помощью существующих эталонов и лишен перечисленных выше недостатков.

Сущность метода состоит в следующем: одновременно с мёссбауэровским γ -излучением на образец (поглотитель) подается акустическое возбуждение. При этом γ -излучение, проходящее через поглотитель, модулируется ультразвуковыми колебаниями [4—6]. В частности, это имеет место, когда амплитуда ультразвуковых колебаний примерно порядка постоянной решетки $\left(A_{\text{ультр.}} \sim \frac{a}{2} \right)$. В результате модуляции в спектре по обе стороны от несмещенной линии появляются сателлиты. Расстояние (на энергетической шкале) сателлитов от несмещенной линии определяется выражением

$$E_{\text{несм.}} - E_{n \text{ сат.}} = n\hbar\omega, \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (1)$$

где $E_{\text{несм.}}$ — энергия несмещенной линии, $E_{n \text{ сат.}}$ — энергия сателлитов, \hbar — постоянная Планка, ω — частота ультразвука. Для того, чтобы сателлиты и несмещенная линия были хорошо разрешены, необходимо, чтобы выполнялось условие $\hbar\omega > \Gamma$, где Γ — ширина несмещенной линии. Из выражения (1) следует, что местоположение сателлитов можно варьировать, задавая акустическое возбуждение соответствующей частоты (см. рис. 1). Следовательно, можно калибровать мёссбауэровский спектр

в большом диапазоне, точно определить все параметры спектра (ширину линий, центры линий и семейства линий).

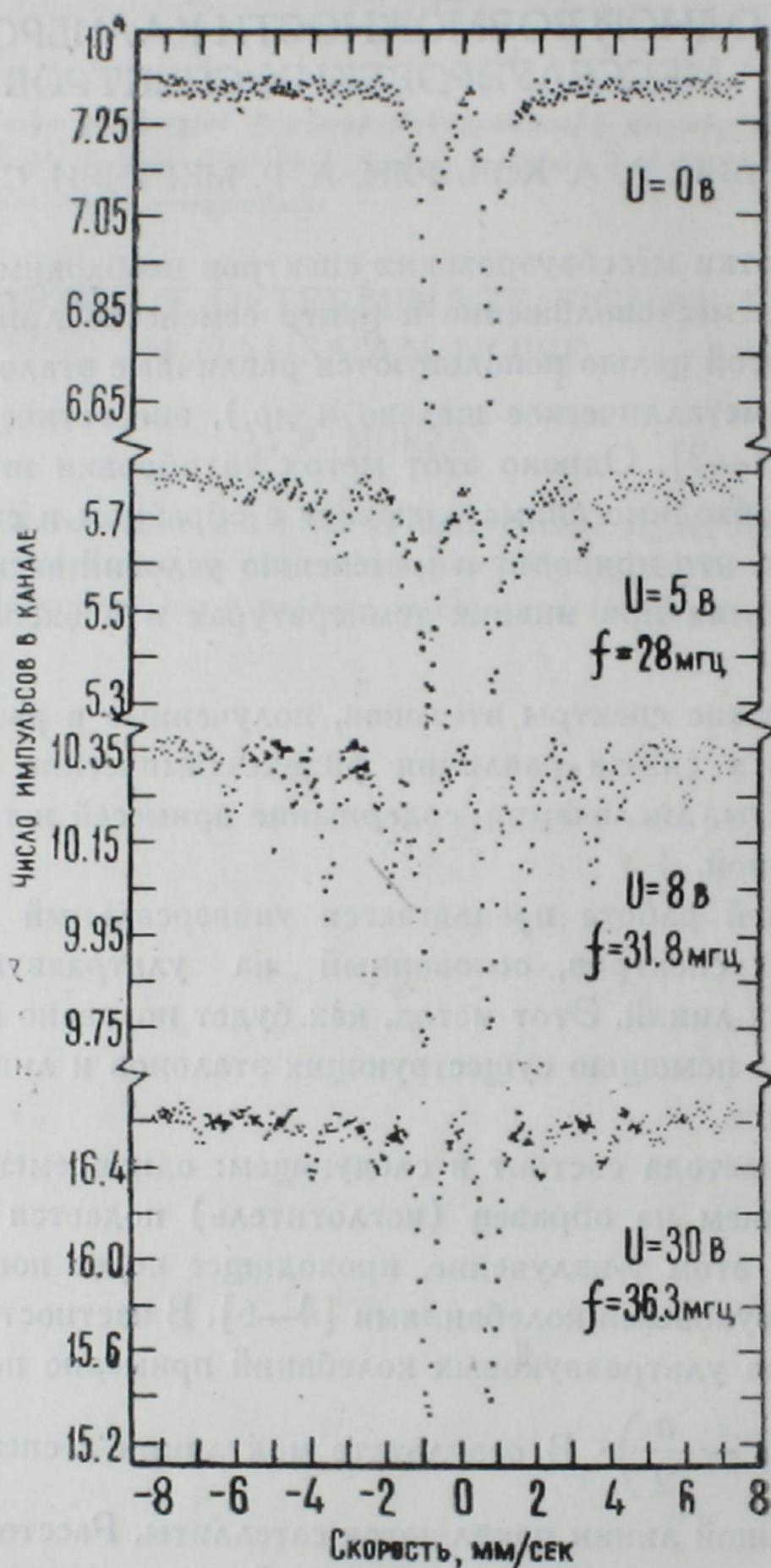


Рис. 1. Характерный мессбауэровский спектр при различных частотах модуляции.

Из вышеизложенного видно, что метод ультразвуковой калибровки дает следующие возможности.

При достаточно больших частотах или достаточно больших амплитудах ультразвука, когда сателлиты больших порядков имеют заметную интенсивность, можно охватить весь спектр и оценить линейность развертки любой области спектра (см. рис. 2).

Можно производить калибровку спектра, не меняя условий эксперимента. Ошибка предложенного метода калибровки определяется в каждом эксперименте отдельно и обусловлена точностью определения цены канала.

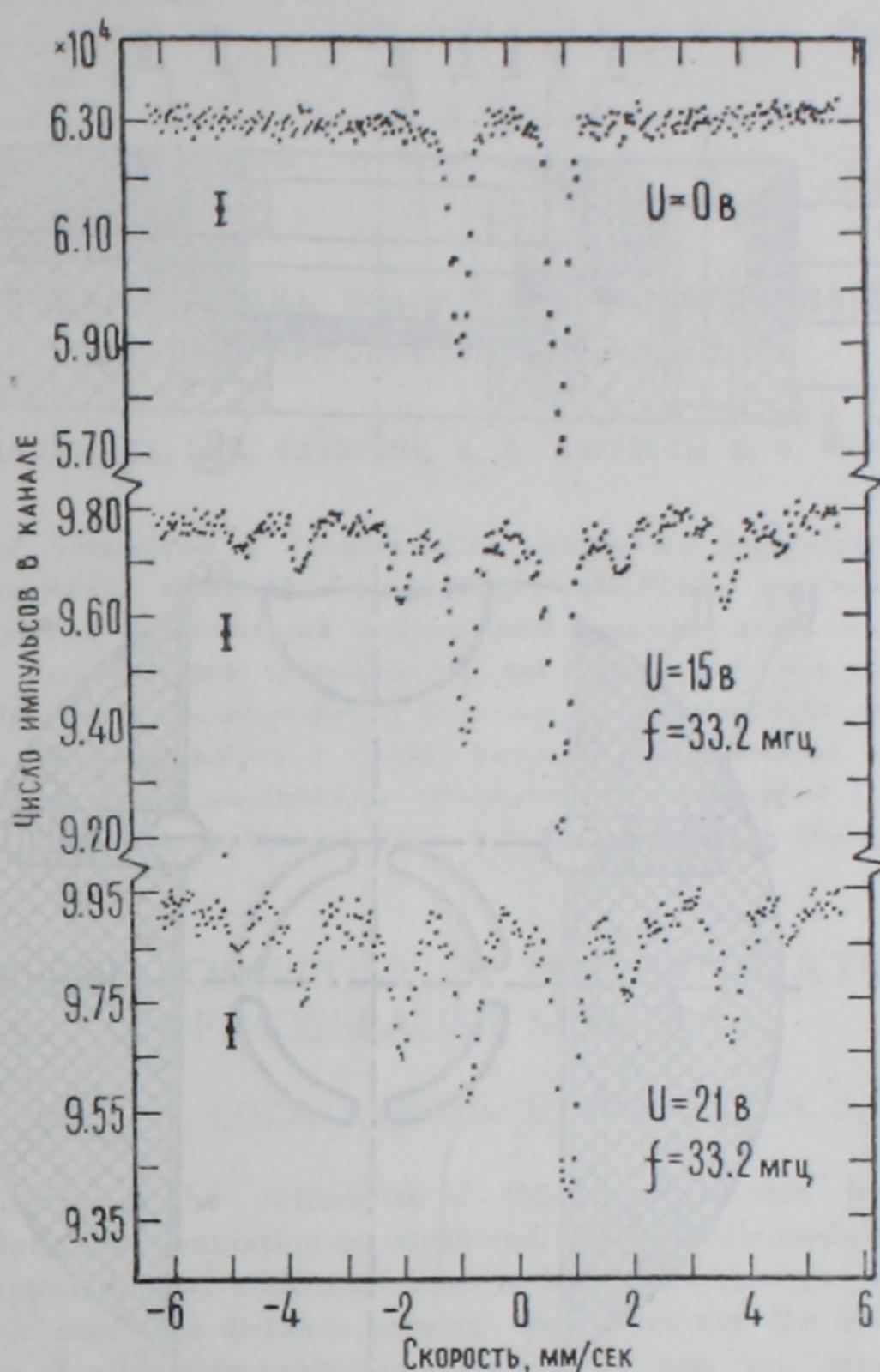


Рис. 2. Характерный мёссбауэровский спектр при разных амплитудах акустического возбуждения.

Цена канала в экспериментах с ультразвуком и без ультразвука одинакова, так как ультразвуковое возбуждение не приводит к уширению линий поглощения и, следовательно, точность определения параметров линий (ширины линий, максимумов и т. д.) не ухудшается.

Однако в случае сложных спектров метод ультразвуковой калибровки требует уточнения. При ультразвуковой модуляции в сложных спектрах происходит перекрытие основных линий и спутников, что мешает точному определению местоположения спутников. Для обработки сложных спектров предлагается использовать специальную кювету, где вместе с исследуемым образцом находится вещество (в данном случае — нержавеющая сталь), имеющее одиночную несмещенную линию. Переход от нержавеющей стали к исследуемому образцу осуществляется простым открыванием затвора. Кювета, применяемая для любых спектров, и сложных и простых, изображена на рис. 3. В ней одновременно возбуждаются ультразвуковые колебания и в образце, и в нержавеющей стали.

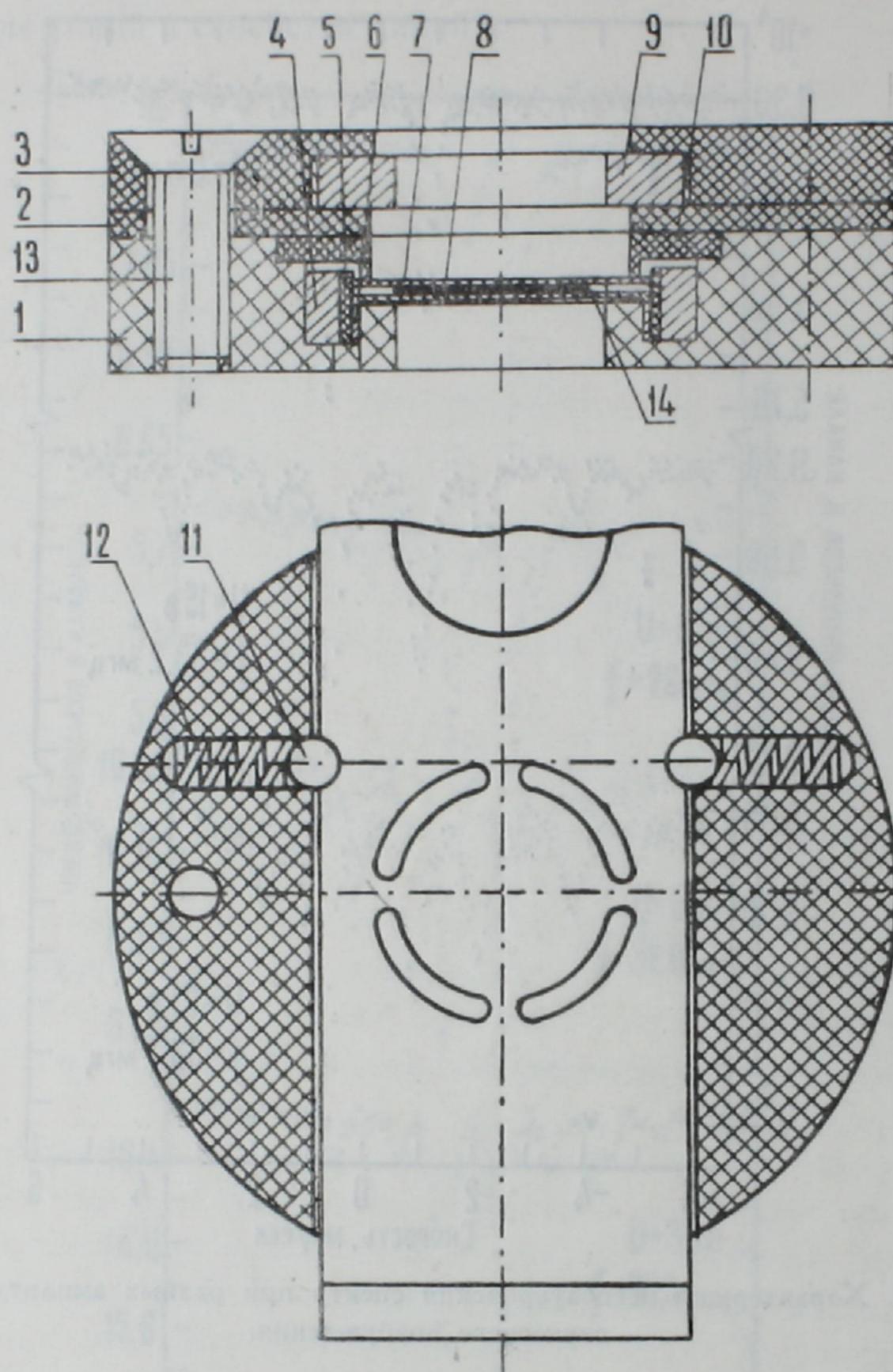


Рис. 3. Калибровочная кювета: 1) кювета, 2) диск, 3) крышка, 4) контакт, 5) кольцевой кварц, 6) контакт, 7) бериллиевая пластинка, 8) фольга из нержавеющей стали, 9) заслонка, 10) держатель, 11) шарик, 12) пружина, 13) винт, 14) образец.

Таким образом, вышеуказанный метод позволяет более точно и в любом диапазоне калибровать мёссбауэровские спектры, не изменяя условий эксперимента.

Ереванский государственный
университет

Поступила 14.III.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Dannon, L. Jannarella. *Jorn. Chem. Phys.*, 47, 382 (1967).
2. P. T. Monoharan, H. B. Gray. *Jorn. American Chem. Soc.*, 87, 3340 (1965).
3. Экспериментальная техника эффекта Мёссбауэра, Изд. Мир, 1967.

4. T. M. Aivazyan, Yu. M. Aivazyan, A. R. Mkrtchyan, L. Kocharyan. Phys. Stat. Sol. (b), 64, 757 (1974).
5. J. Mishory, D. I. Bolef. Mössbauer Effect Methodology, Plenum Press, Inc., New York, 1968, vol. 4.
6. T. M. Aivazyan, Yu. M. Aivazyan, A. R. Mkrtchyan. Proceed. of V Intern. Conf. of Socialistic Countries Mössbauer Spectroscopy, Bratislava, 1973.

ՄՅՈՍԲԱՈՒԵՐՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ԿԱԼԻԲՐՈՎԿԱՅԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻՑ ՄԵԿԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ռ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Լ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ս. Ս. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկված է մյուսբաուերյան սպեկտրների կալիբրավկայի հնարավորությունը γ -ճառագայթման ակուստիկ մոդուլյացիայի օգնությամբ: γ -քվանտների ակուստիկ մոդուլյացիան բերում է մյուսբաուերյան սպեկտրներում լրացուցիչ գծերի առաջացման, որոնք դասավորված են մյուսբաուերյան հիմնական գծի երկու կողմերում: Այդ լրացուցիչ գծերի և հիմնական գծի միջև եղած հեռավորությունը հավասար է ուլտրաձայնային զրգոման հաճախականությանը: Դա հնարավորություն է տալիս կատարել մյուսբաուերյան սպեկտրների կալիբրավկան շփոխելով փորձի պայմանները: Նմուշի համար առաջարկված է ունիվերսալ կյուվետ, որը կարելի է կիրառել ցանկացած մյուսբաուերյան սպեկտրների կալիբրավկայի համար:

ON ONE POSSIBILITY OF THE CALIBRATION OF MÖSSBAUER SPECTRA

A. R. ARAKELYAN, L. A. KOCHARYAN, A. R. MKRTCHYAN, S. S. TUMANYAN

A novel method of the calibration of Mössbauer spectra by means of an acoustic modulation of γ -radiation is considered. The acoustic modulation of γ -quanta results in the appearance of additional lines in Mössbauer spectra, arranged on both sides of the basic ones. The distance between these lines and the basic one is equal to the frequency of ultrasonic excitation. This affords one the opportunity of the calibration of Mössbauer spectra keeping the conditions of the experiment unchanged. A new versatile cuvette is suggested which can be used for the calibration of any Mössbauer spectra.

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОПОДОБИЯ ПАРАМЕТРОВ
СТОКСА СТАЦИОНАРНОГО ШУМОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. П. МУРЗА

Рассматривается следующая задача поляриметрии. На вход приемника поступает стационарное случайное электромагнитное излучение, которое считается комплексно-гауссовым и частично поляризованным. Требуется найти алгоритм оптимального оценивания неизвестных параметров Стокса, описывающих его поляризацию [1].

Поперечное электромагнитное поле волны в точке наблюдения удобно описывать при помощи двумерной комплексной случайной функции времени — напряженности электрического поля $\mathbf{r}(t) \in C_2$. В отсутствие регулярной составляющей статистические характеристики комплексно-гауссова излучения полностью описываются тензором временной когерентности, который в дискретном времени имеет вид

$$M = \begin{bmatrix} \langle \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_1^+ \rangle & \langle \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2^+ \rangle & \cdots & \langle \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_N^+ \rangle \\ \cdot & \langle \mathbf{r}_2 \mathbf{r}_2^+ \rangle & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \langle \mathbf{r}_N \mathbf{r}_1^+ \rangle & \cdot & \cdot & \langle \mathbf{r}_N \mathbf{r}_N^+ \rangle \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_n \equiv \mathbf{r}(t_n)$, $n = 1, 2, \dots, N$, \mathbf{r}_n^+ — эрмитово-сопряженный вектор, а фигурные скобки означают усреднение. Диагональными элементами блочной матрицы (1) являются тензоры поляризации, которые в силу условия стационарности не зависят от времени, $\langle \mathbf{r}_n \mathbf{r}_n^+ \rangle = K$, и для частично поляризованного излучения являются невырожденными. Недиagonальные элементы (1) можно обратить в нуль, выбирая интервалы между отсчетами большими, чем время корреляции, которое обратно пропорционально спектральной полосе излучения. При этих ограничениях совместная плотность распределения случайных векторов \mathbf{r}_n факторизуется и имеет следующий вид [2, 3]:

$$p(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_{n=1}^N p(\mathbf{r}_n), \quad p(\mathbf{r}_n) = \frac{\exp(-\mathbf{r}_n^+ K^{-1} \mathbf{r}_n)}{\pi^2 \det K}. \quad (2)$$

Для дальнейшего удобно перейти к описанию излучения с помощью параметров Стокса, представляющих разложение матрицы поляризации K по полной ортогональной системе матриц Паули:

$$K = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=0}^3 \sigma_\alpha \Pi_\alpha, \quad \sigma_\alpha = \text{tr} K \Pi_\alpha, \quad \alpha = 0, 1, 2, 3. \quad (3)$$

При этом совокупность параметров Стокса образует вещественный четырехвектор σ в псевдоевклидовом пространстве [4] с метрикой

$$(\sigma, \sigma') = \sum_{\alpha, \beta=0}^3 g_{\alpha\beta} \sigma_{\alpha} \sigma'_{\beta}, \quad \|\sigma\|^2 = (\sigma, \sigma), \quad g_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Для частично поляризованного излучения норма вектора Стокса положительна, так как

$$\det K = \frac{1}{4} (\sigma_0^2 - \sigma_1^2 - \sigma_2^2 - \sigma_3^2) = \frac{\|\sigma\|^2}{4} > 0. \quad (5)$$

Обратная матрица K^{-1} из (2) выражается через параметры Стокса по следующему правилу:

$$K^{-1} \equiv Q = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=0}^3 q_{\alpha} \Pi_{\alpha}, \quad q_{\alpha} = \text{tr } Q \Pi_{\alpha} = \frac{4}{\|\sigma\|^2} \sum_{\beta=0}^3 g_{\alpha\beta} \sigma_{\beta}, \quad (6)$$

а само распределение совокупности векторов r'_n в стоксовом представлении принимает вид

$$p(r_1, \dots, r_N) = \left\{ \frac{4}{\pi^2 \|\sigma\|^2} \exp \left[-2 \frac{(\rho, \sigma)}{\|\sigma\|^2} \right] \right\}^N, \quad \rho_{\alpha} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N r_n^+ \Pi_{\alpha} r_n. \quad (7)$$

В качестве оптимальной оценки $\hat{\sigma}$ неизвестного вектора σ примем значение, дающее максимум распределению (7), которое, как функция σ , называется функцией правдоподобия. Для этого приравняем нулю градиент и убеждаемся, что оптимальной оценкой является достаточная статистика (7)

$$\hat{\sigma} = \rho,$$

$$\nabla_{\sigma} p(r_1, \dots, r_N) \Big|_{\hat{\sigma}} = - \frac{2N}{\|\sigma\|^2} \left[\sigma + \rho - 2 \sigma \frac{(\rho, \sigma)}{\|\sigma\|^2} \right] = 0. \quad (8)$$

Найдем среднее значение и матрицу ковариаций ошибок случайного вектора оценки, для чего вычислим характеристическую функцию

$$\begin{aligned} \Theta(\mathbf{u}) &= \langle \exp(i \sum_{\alpha=0}^3 u_{\alpha} \rho_{\alpha}) \rangle = \Theta_1^N(\mathbf{u}), \\ \Theta_1(\mathbf{u}) &= \langle \exp \left[r_n^+ \left(\frac{i}{N} \sum_{\alpha=0}^3 u_{\alpha} \Pi_{\alpha} \right) r_n \right] \rangle = \\ &= \frac{\det Q}{\pi^2} \int_{C_2} \exp \left[- r_n^+ \left(Q - \frac{2i}{N} U \right) r_n \right] dr_n = \frac{\|\mathbf{q}\|^2}{\left\| \mathbf{q} - \frac{2i}{N} \mathbf{u} \right\|^2}, \quad U = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=0}^3 u_{\alpha} \Pi_{\alpha}. \end{aligned} \quad (9)$$

Интеграл берется путем приведения матрицы $Q - \frac{2i}{N} U$ к каноническому виду, вводится 4-вектор \mathbf{u} и используются обозначения (4) и (5).

Произведя дифференцирование по \mathbf{u} и заменяя параметры q_{α} на σ_{α} по формулам (6), после простых преобразований получаем

$$\begin{aligned} \langle \rho_\alpha \rangle &= \frac{1}{i} \left. \frac{\partial \Theta(\mathbf{u})}{\partial u_\alpha} \right|_{\mathbf{u}=0} = \sigma_\alpha, \\ R_{\alpha\beta} &= \langle (\rho_\alpha - \sigma_\alpha)(\rho_\beta - \sigma_\beta) \rangle = \langle \rho_\alpha \rho_\beta \rangle - \sigma_\alpha \sigma_\beta = \\ &= \frac{1}{i^2} \left. \frac{\partial^2 \Theta(\mathbf{u})}{\partial u_\alpha \partial u_\beta} \right|_{\mathbf{u}=0} - \sigma_\alpha \sigma_\beta = N^{-1} \left(\sigma_\alpha \sigma_\beta - g_{\alpha\beta} \frac{\|\sigma\|^2}{2} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, среднее значение оценки вектора Стокса совпадает с истинным значением, т. е. оценка является несмещенной [2, 5] при любом N , а матрица ковариации ошибок уменьшается с увеличением времени наблюдения.

Часто качество оценки характеризуется байесовым риском [2, 5], который в нашем случае принимает следующий вид:

$$l^2 \equiv \sum_{\alpha, \beta=0}^3 c_\alpha c_\beta R_{\alpha\beta} = N^{-1} \left[\left(\sum_{\alpha=0}^3 c_\alpha \sigma_\alpha \right)^2 - \frac{1}{2} \|\mathbf{c}\|^2 \|\sigma\|^2 \right]. \quad (11)$$

В качестве примера найдем дисперсию оценки мощности излучения, полагая в (11) $\mathbf{c} = \{1, 0, 0, 0\}$,

$$l^2 = N^{-1} \sigma_0^2 \left(1 - \frac{\|\sigma\|^2}{2} \right) = N^{-1} (\text{tr } K)^2 \left[1 - 2 \frac{\det K}{(\text{tr } K)^2} \right] = (\text{tr } K)^2 \frac{1 + m^2}{2N}, \quad (12)$$

где $m < 1$ — степень поляризации излучения [1]. Для излучения с заранее известной степенью поляризации m и заданной нормированной ошибкой оценивания из (12) определяется необходимая длительность наблюдений N .

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

Поступила 14.I.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Б. Канарейкин, В. А. Потехин, И. Ф. Шижкин. Морская поляриметрия, Изд. Судостроение, Л., 1968.
2. Б. Р. Левин. Теоретические основы статистической радиотехники, Изд. Советское радио, М., 1968, книга 2.
3. H. L. Van Trees. Detection, Estimation and Modulation Theory, Wiley, New York, 1971, Part III.
4. П. К. Рашевский. Риманова геометрия и тензорный анализ, М., 1967.
5. Д. Сакрисон. Лекции об аналоговой связи, Изд. Мир, М., 1974.

ՄՏԱՅԻՈՆԱՐ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍՏՈՔՍԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ
ՄԱՔՍԻՄԱԼ ԵՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ

Լ. Պ. ՄՐԻԶԱ

Անկախ բնորոշման հիման վրա առաջարկված է մի ալգորիթմ՝ ստացիոնար աղմուկային-
ճառագայթման Ստոքսի պարամետրերի օպտիմալ գնահատման համար: Գտնված է՝ գնահատ-

ման վեկտորի միջին արժեքը և սխալների կովարիացիայի մատրիցան: Իրրև օրինակ ստացված է ճառագայթման հզորության գնահատման դիսպերսիան:

MAXIMUM LIKELIHOOD ESTIMATE OF STOKES PARAMETERS FOR STATIONARY NOISELIKE RADIATION

L. F. MURZA

The ML-algorithm of Stokes parameter vector is suggested based on the independent sampling of noise-like E. M. field. The estimates mean and the error covariance matrix are obtained. The variance of radiation power estimate is considered as an example.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Ռ. Հ. Ավագյան, Ա. Ա. Արմաղանյան, Լ. Գ. Հաբուրյունյան, Ս. Մ. Գարբինյան, Ն. Պ. Կալաշնիկով. Գերարագ էլեկտրոնների արդելակման ճառագայթման կոշտ ֆոտոնների շափազանց փոքր ելքը բյուրեղներում 343

Լ. Ա. Վարդանյան, Գ. Մ. Ղարիբյան, Յան Շի. Երկու միջավայրերի սահմանը հատող լիցքավորված մասնիկների թանձրուկի անցումային ճառագայթումը 350

Ա. Ժ. Մուրադյան. Սպեկտրալ գծերի շտարկյան լայնացումը հանդիպակաց ալիքների դաշտում 361

Ա. Մ. Ղազարյան. էլեկտրոնների ցրումը ֆոնոնների վրա բարակ բլանտացված լարերում 368

Ռ. Ի. Բաղդասարյան, Վ. Ի. Իվերոնով, Ա. Ա. Կացենյուն, Վ. Մ. Սիլոնով, Մ. Մ. Խոուշչով. Մոտակա կարգի գոյությունը α -Ag-Al ձուլվածքներում 372

Մ. Ա. Չալաբյան, Յա. Մ. Պողոսյան. Երկաթի միաբյուրեղային թաղանթներում շախմատային տիպի մագնիսական կառուցվածքի առաջացման մեխանիզմը 376

Ա. Հ. Թաղևոսյան, Վ. Բ. Արսենև, Ա. Ա. Բլիստանով, Ա. Հ. Գուրգարյան. Լույսի ցրումը և ներքին շփումը LiF մոնոբյուրեղներում 384

Յու. Ա. Գոբրոժանսկի, Վ. Ա. Պրեսնով, Վ. Ի. Ստրիխա. էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը Au-n-Ge մակերևույթ-արդելակային դիոդների ֆոտոդաշտային վրա 390

Վ. Ս. Սարգսյան, Լ. Մ. Թարիկյան. Ակուստիկ մակերևույթային ալիքների վրա թողարկման նեղ շերտով ֆիլտրի սինթեզումը 397

Լ. Պ. Մուրզա. Ազդանշանի դետերմինացված դաշտի հայտնաբերումը աղմուկի գոտայան դաշտում 403

Համառոտ հաղորդումներ

Ա. Ռ. Առաքելյան, Լ. Ա. Քոչարյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Ս. Ս. Թումանյան. Մյուսբաուերյան սպեկտրների կալիբրովկայի հնարավորություններից մեկի մասին 407

Լ. Պ. Մուրզա. Ստացիոնար ճառագայթման Ստոքսի սլարամետրերի մաքսիմալ նմանությունը գնահատումը 412

СОДЕРЖАНИЕ

Р. О. Авакян, А. А. Армаганян, Л. Г. Арутюнян, С. М. Дарбинян, Н. П. Калашников. Аномально малый выход жестких фотонов тормозного излучения сверхбыстрых электронов в кристаллах 343

Л. А. Варданян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Переходное излучение, образуемое сгустком заряженных частиц при пролете через границу раздела двух сред 350

А. Ж. Мурадян. Штарковское уширение спектральных линий в поле встречных волн 361

А. М. Казарян. Рассеяние электронов на фононах в тонких квантующих проволоках 368

Р. И. Багдасарян, В. И. Иверонова, А. А. Кацнельсон, В. М. Силонов, М. М. Хрущов. О существовании ближнего порядка в α -Ag-Al 372

М. А. Чалабян, Я. М. Погосян. Механизм возникновения магнитной структуры типа шахматной доски в монокристаллических пленках железа 376

А. А. Тадевосян, В. Е. Арсеньев, А. А. Блистанов, А. А. Дургарян. Рассеяние света и внутреннее трение в кристаллах фтористого лития 384

Ю. А. Доброжанский, В. А. Преснов, В. И. Стриха. Влияние электрического поля на фоточувствительность поверхностно-барьерных диодов Au-n-Ge 390

В. С. Сардарян, Л. М. Татикян. Синтез узкополосного фильтра на акустических поверхностных волнах 397

Л. П. Мурза. Об обнаружении детерминированного поля сигнала в гауссовом поле шума 403

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

А. Р. Аракелян, Л. А. Кочарян, А. Р. Мкртчян, С. С. Туманян. Об одной возможности калибровки мессбауэровских спектров 407

Л. П. Мурза. Оценка максимального правдоподобия параметров Стокса стационарного шумового излучения 412

