ՀՍՍՀ ԳԱ

Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1975

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 423—426 (1975)

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ФОТОННОГО ПУЧКА ПРЕДЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ЕРЕВАНСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

Р. О. АВАКЯН, А. А. АРМАГАНЯН, Л. Г. АРУТЮНЯН, С. С. ДАНАГУЛЯН,
Р. Ц. САРКИСЯН, Г. М. ЭЛБАКЯН, С. М. ДАРБИНЯН, Р. М. МИРЗОЯН

Методом селективного поглощения получен пучок фотонов с поляризацией 15% и энергией 4,4 *Гэв*. В качестве поляризатора использован кристалл корунда.

На Ереванском ускорителе с помощью когерентного тормозного излучения электронов с энергией 4,5 *Гэв* на кристалле алмаза получен поляризованный пучок фотонов, имеющий высокую степень поляризации (70—90%) при пиковой энергии фотонов и большое отношение интенсивности пиковой энергии фотонов к интенсивности фотонов на конце тормозного спектра [1]. Высокую степень поляризации имеют фотоны с энергией 1/6—1/3 начальной энергии электронного пучка с энергетическим разрешением 25—30%. Однако в спектре имеется большое число высокоэнергетических фотонов, которые являются источником фона и затрудняют проведение эксперимента. Для исследования реакций фоторождения мезонов и резонансов поляризованными фотонами представляет интерес создание пучков с поляризацией фотонов на конце тормозного спектра. Это упрощает экспериментальное оборудование и позволяет получить информацию в более высокой области энергий фотонов.

Кабиббо и др. [2] показано, что при прохождении неполяризованного пучка γ-квантов высокой энергии через кристалл заданной толщины пучок приобретает определенную степень поляризации. Приобретаемая степень поляризации равна

$$P(x) = \mathrm{th}\left[\frac{x}{2}(\Sigma_{\parallel} - \Sigma_{\perp})\right],$$

где x — толщина кристалла, $\Sigma_{\parallel}$ и $\Sigma_{\perp}$ — полные сечения образования электрон-позитронных пар в кристалле фотонами, поляризованными параллельно и перпендикулярно к плоскости $(\mathbf{k}, \mathbf{g})$, где $\mathbf{g}$ — ось кристалла, $\mathbf{k}$ — импульс фотона. Уменьшение интенсивности при этом равно

$$I(x)/I(0) = \exp[-E^{-1}\,\mathrm{th}^{-1}P(x)](1 - P^2(x))^{-1/2},$$

$$E = \frac{\Sigma_{\parallel} - \Sigma_{\perp}}{\Sigma_{\parallel} + \Sigma_{\perp}}.$$

В Корнелле [3] и SLAC [4], используя кристалл пиролитического углерода, этим методом впервые экспериментально был получен поляризованный пучок γ-квантов с энергией 9—15 *Гэв*. Для создания поляризованного пучка фотонов конечной энергии нашего ускорителя в 4,5 *Гэв* в качестве поляризатора нами был выбран монокристалл корунда из-за большой поляризующей способности, высокой дебаевской температуры (исключается необходимость охлаждения) и возможности выращивания его до больших размеров.

Пучок фотонов от вольфрамовой мишени Ереванского ускорителя с расходимостью 0,06 *мрад* и интенсивностью $1,5 \cdot 10^9$ эквивалентных фотонов в секунду с предельной энергией 4,5 *Гэв* падал на монокристалл корунда толщиной 30 *см* (4,7 *рад.длин*). Корунд был вмонтирован в гониометр, обеспечивающий ориентацию кристалла под фотонным пучком с точностью $\pm$ 0,3 *мрад*. Прошедший через кристалл фотонный пучок очищался от заряженных частиц двумя очищающими магнитами, попадал на алюминиевый конвертор парного спектрометра, затем в квантометр Вильсона, который регистрировал поток выходящих из кристалла корунда γ-квантов. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

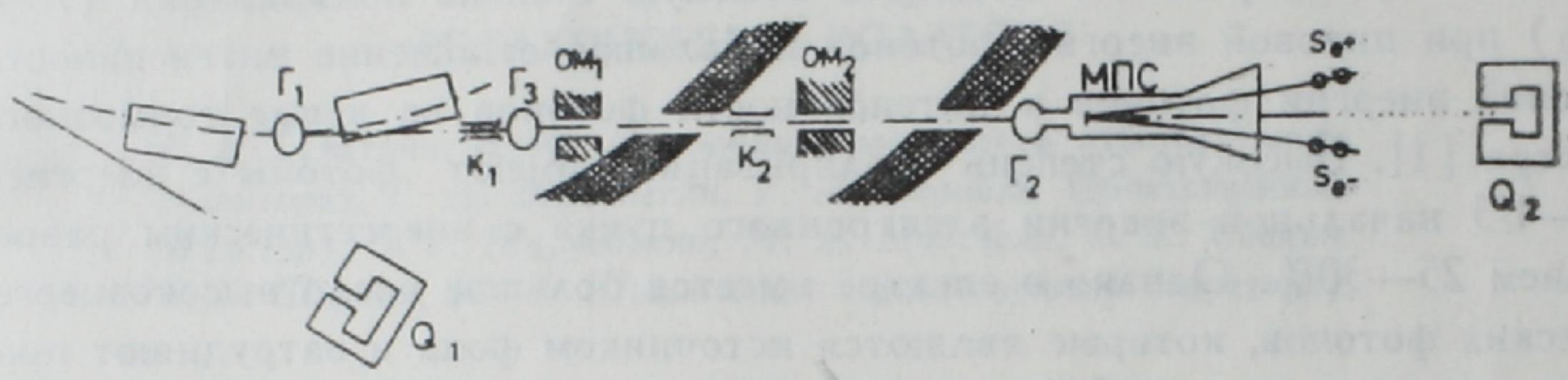


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Для ориентировки кристалла корунда использовалась специфическая зависимость полного сечения образования электрон-позитронных пар фотонами заданной энергии от угла их влета в кристалл [5]. Следует отметить, что при углах, соответствующих максимальному эффективному сечению образования электрон-позитронных пар, ожидается максимальное значение поляризации. Экспериментально ориентация, при которой ожидается максимальная поляризация, достигается исследованием числа симметричных электрон-позитронных пар, образованных фотонами с энергией 4,4 *Гэв*, прошедшими через кристалл корунда (см. рис. 2). Провалы на кривой

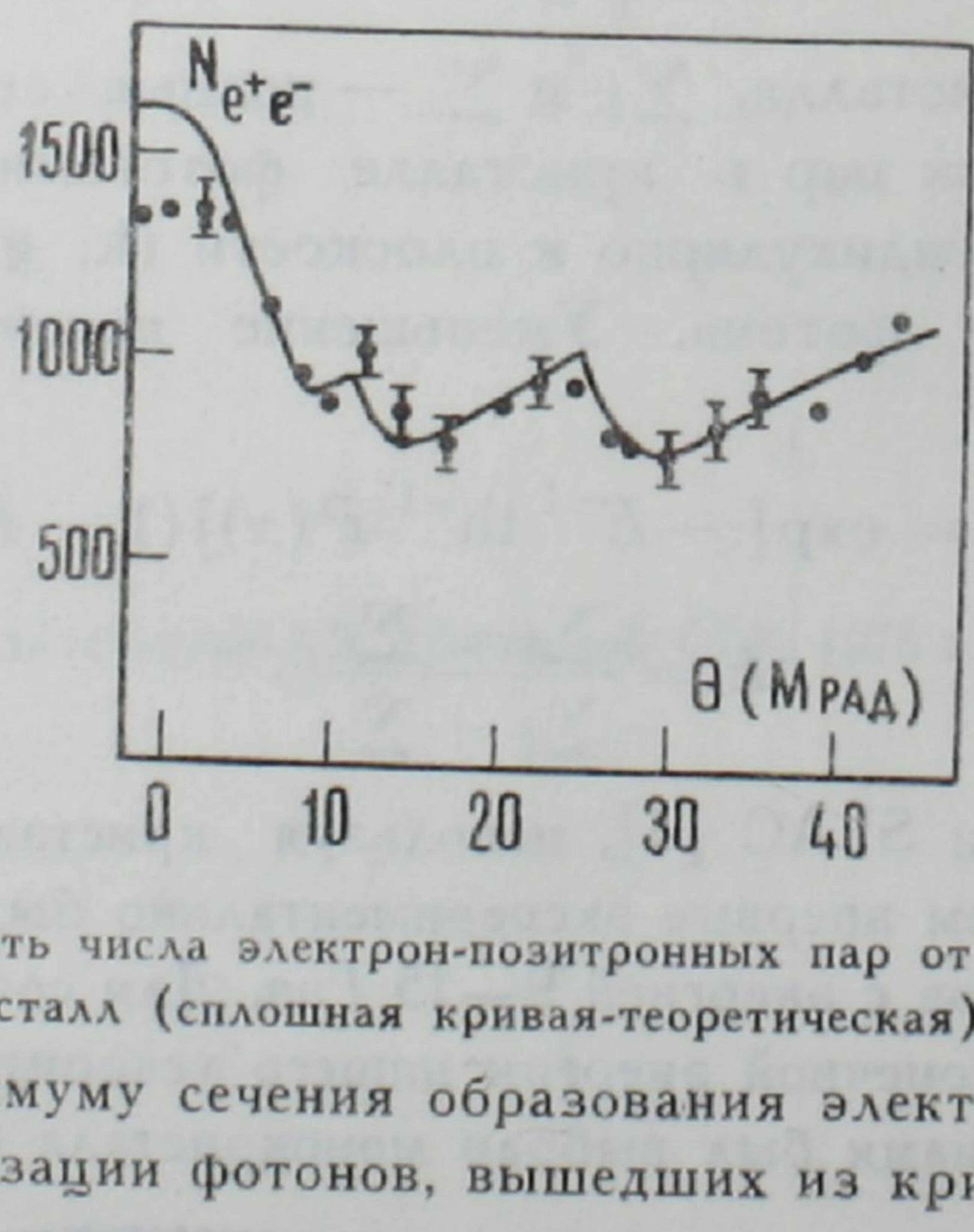


Рис. 2. Зависимость числа электрон-позитронных пар от угла влета в кристалл (сплошная кривая-теоретическая).

соответствуют максимуму сечения образования электрон-позитронных пар и максимуму поляризации фотонов, вышедших из кристалла корунда. Для мониторирования пучка ускорителя использовался второй квантометр, установленный на отдельном канале, куда впрыскивался каждый девятый «плевок» ускорителя.

Для измерения поляризации фотонного пучка в магнит парного спектрометра был вмонтирован гониометр с кристаллическим конвертором. Конвертором служила алмазная пластинка с размерами $2 \times 5 \times 10$ *мм*^{3}, широкая грань которой соответствовала плоскости [110]. Кристалл алмаза ориентировался с помощью исследования сечения образования симметричных электрон-позитронных пар неполяризованными фотонами с энергией 4,4 *Гэв*.

Измерение поляризации проводилось способом, описанным в работе [6]. На рис. 3 приведены результаты измерений. Поляризация фотонного

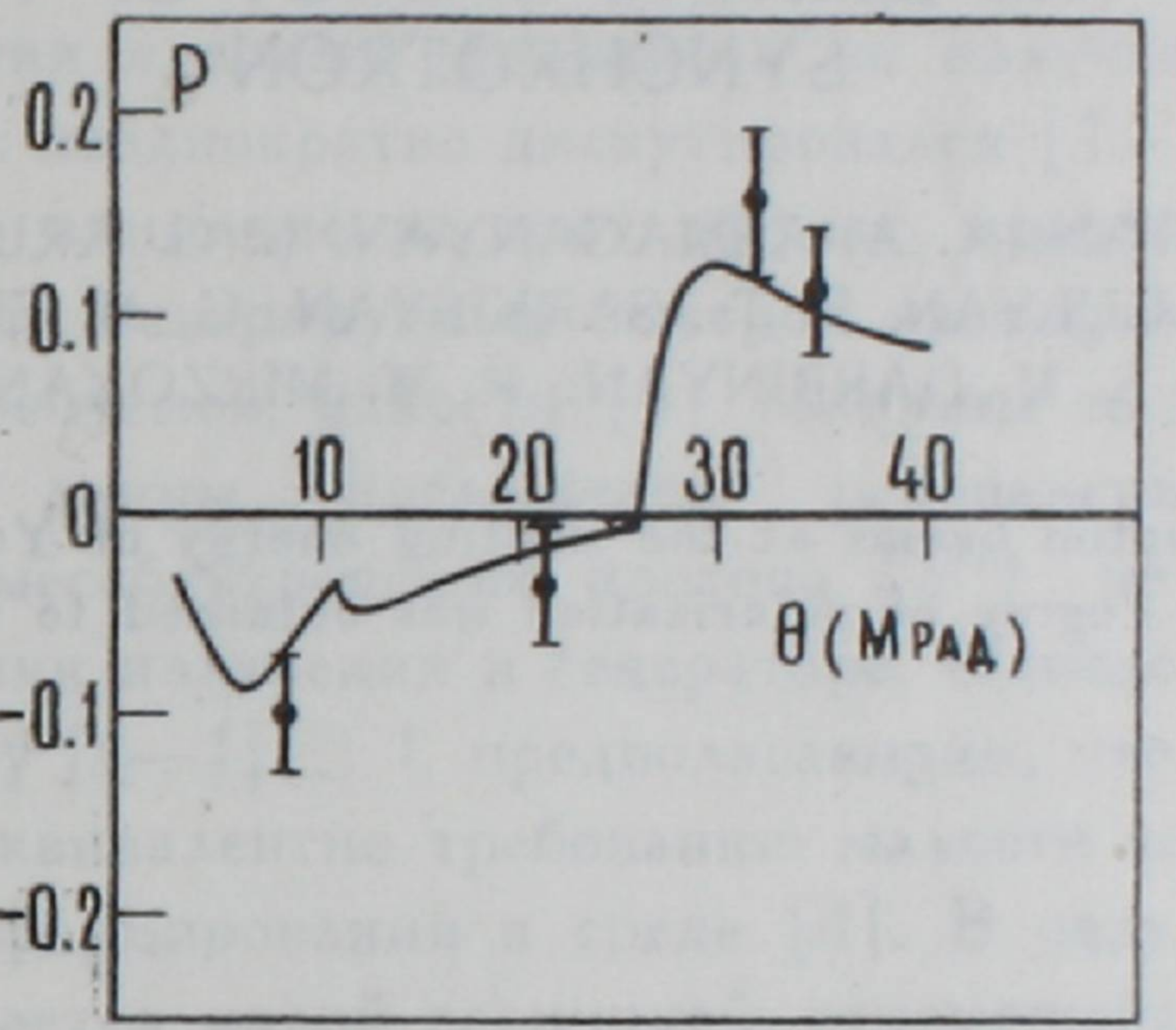


Рис. 3. Зависимость поляризации фотонов с энергией 4,4 *Гэв* от угла влета в кристалл (сплошная кривая—теоретическая).

пучка в 15% достигалась за счет уменьшения начальной интенсивности в 25 раз. Результаты показывают, что с помощью кристалла корунда можно получить поляризованный пучок фотонов, пригодный для экспериментов по фоторождению мезонов и резонансов.

Ереванский физический
институт

Поступила 31.III.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. О. Авакян* и др. Доклад на Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970.
2. *N. Cabibbo* et al. Phys. Rev. Lett., 9, 270 (1962); Nuovo Cim., 27, 979 (1963).
3. *R. L. Anderson* et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1366 (1970).
4. *R. L. Anderson* et al. Preprint SLAC, PUB 1225, 1973.
5. *Р. О. Авакян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 311 (1972).
6. *Р. О. Авакян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 252 (1974).

ԵՐԵՎԱՆՅԱՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԻ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՄԲ, ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ՍՏԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄԱՂԱՆՅԱՆ, Լ. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Ս. ԴԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ, Ռ. Ց. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Գ. Մ. ԷԼԲԱԿՅԱՆ, Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է 4,4 ԳէՎ էներգիայով ֆոտոնների բևեռացված փունջը։ Չափված բևեռացման աստիճանը կազմում է $\sim 15\%$։

PRODUCTION AND INVESTIGATION OF POLARIZED PHOTON BEAM AT THE LIMITING ENERGY OF YEREVAN SYNCHROTRON

R. O. AVAKYAN, A. A. ARMAGANYAN, L. G. ARUTYUNYAN, S. S. DANAGULYAN, R. Ts. SARKISYAN, G. M. ELBAKYAN, S. M. DARBINYAN, R. M. MIRZOYAN

The polarized photon beams at the limiting energy of Yerevan synchrotron has been investigated. The degree of polarization was obtained to be $\sim 15\%$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 427—430 (1975)

О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ В СРЕДЕ С ЯДЕРНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ. I

В. А. ДЖРБАШЯН

Получено аналитическое выражение для спектрального распределения числа переходных квантов в случае комплексной диэлектрической постоянной. Рассмотрено влияние ядерной дисперсии для тонких пластин.

1. Введение

Вопрос влияния ядерных резонансов на излучение в области частот больше оптических неоднократно дискутировался [1—3]. В работе [1], где впервые обращено внимание на этот эффект, предлагалось мерить число переходных квантов, генерируемых быстрой частицей в тонкой пластине.

Вследствие требуемой малости [1] толщины пластины a относительно характерной длины поглощения резонансных квантов $2c/\omega Im\varepsilon$ ($\sim 10^{-5}$ *см* для мёссбауэровского изотопа Fe^{57}) не произойдет значительного поглощения излучения в генераторе. Однако совместно с используемым условием $\gamma^2|\varepsilon-1|\gtrsim 1$, предполагающим, что электроны достаточно быстрые, это эквивалентно требованию малости толщины пластины относительно зоны формирования в среде [4]. В результате интенсивность излучения оказывается малой величиной, стремящейся к нулю как a^2. Таким образом, в случае очень тонких пластин к трудностям технического порядка, связанным с изготовлением образца, добавляется трудность, обусловленная малой интенсивностью излучения.

Ниже приводится аналитическое выражение для спектрального распределения числа переходных квантов с частотами ω больше оптических. Оно получено из известной формулы [5—8] интегрированием по углам излучения для среды с комплексной диэлектрической постоянной ε. Обсуждаются частные случаи. На основе выведенных выражений детально рассматривается вклад ядерных резонансов, когда $a\ll 2c/\omega|\varepsilon-1|$, $a\ll 2\gamma^2 c/\omega$. Благодаря резонансному характеру излучение, обусловленное ядром, можно наблюдать и при нарушении первого из этих условий.

2. Спектральное распределение числа квантов

Упомянутое выше интегральное представление для переходного излучения, образующегося при пролете ультрарелятивистской частицы через пластину, может быть записано в виде

$$\frac{dN}{d\omega}=\frac{4|\varepsilon-1|^2 e^{-\frac{a\omega\varepsilon''}{2c}}}{137\,\pi\omega}\int\limits_0^\infty\frac{\left[\operatorname{ch}\frac{a\omega\varepsilon''}{2c}-\cos\frac{a\omega}{2c}(\vartheta^2+\gamma^{-2}+1-\varepsilon')\right]\vartheta^3 d\vartheta}{(\vartheta^2+\gamma^{-2})^2[(\vartheta^2+\gamma^{-2}+1-\varepsilon')^2+\varepsilon''^2]},\quad (1)$$

где ϑ — угол излучения, $\varepsilon'=\mathrm{Re}\,\varepsilon$, $\varepsilon''=\mathrm{Im}\,\varepsilon$. Формула (1) исследована в работах [5, 6] для определенных значений входящих в нее параметров.

Введем обозначения

$$b = \frac{a\omega}{2c}(\gamma^{-2} + 1 - \varepsilon'), \quad d = \frac{a\omega}{2c}\varepsilon'', \quad g = \frac{a\omega}{2c}\gamma^{-2}. \tag{2}$$

В результате интегрирования по углам в выражении (1) получим

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{2e^{-d}}{137\pi\omega}\left\{\frac{1}{(b-g)^2+d^2}\left\{(b^2-g^2+d^2)\left\{\cos(b-g)\,cig - \right.\right.\right.$$
$$- \sin(b-g)\,sig + \operatorname{ch} d\left[\ln\frac{\sqrt{b^2+d^2}}{g} - \operatorname{Re} ci(b+id)\right] +$$
$$\left. + \operatorname{sh} d \operatorname{Im} si(b+id)\right\} + 2gd\left\{\operatorname{ch} d\left[\operatorname{arctg}\frac{d}{b} - \operatorname{Im} ci(b+id)\right] - \right.$$
$$\left.\left. - \operatorname{sh} d \operatorname{Re} si(b+id)\right\}\right\} + 2g\left[\frac{\cos b - 1}{2g} + \cos(b-g)\,sig + \sin(b-g)\,cig\right] +$$
$$\left. + 1 - \operatorname{ch} d + \frac{b}{d}\left\{\operatorname{ch} d\left[\operatorname{Im} ci(b+id) - \operatorname{arctg}\frac{d}{b}\right] + \operatorname{sh} d \operatorname{Re} si(b+id)\right\}\right\}. \tag{3}$$

Здесь $si(b+id)$ и $ci(b+id)$ определяются степенными и асимптотическими рядами для интегрального синуса и интегрального косинуса [9] от комплексного аргумента $b+id$.

Заметим, что если мнимая часть диэлектрической постоянной ε'' равна нулю, то выражение (3) с учетом (2) сводится к хорошо известной формуле [10].

Пусть $|b| \ll 1$, $g \ll 1$, $|d| \ll 1$. Тогда из разложения формулы (3) в первом приближении получается

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{(b-g)^2+d^2}{137\pi\omega}\left(\ln\frac{1}{g} - C + 0{,}5\right), \tag{4}$$

где $C \approx 0{,}58$ — постоянная Эйлера.

Выражение (4) следует также из формулы Пафомова [11], использованной* в [1], и из микроскопической теории переходного излучения [12, 13]. Согласно (4) число квантов пропорционально квадратам параметров малости и, следовательно, в этом случае мало.

3. Влияние ядерной дисперсии в случае тонких пластин

Для полного числа квантов с энергиями в интервале $\left[E_1 - \frac{\Delta E}{2}, E_1 + \frac{\Delta E}{2}\right]$, наблюдаемых за пластиной, согласно (4) будем иметь

$$N = \frac{1}{137\pi E_1}\left(\frac{aE_1}{2\hbar c}\right)^2\left(\ln\frac{2\gamma^2\hbar c}{aE_1} - C + 0{,}5\right)\int\limits_{E_1-\frac{\Delta E}{2}}^{E_1+\frac{\Delta E}{2}} |\varepsilon - 1|^2\, dE. \tag{5}$$

---

* В выражении, полученном в [1] и соответствующем (4), пропущена величина 0,5.

Диэлектрическая постоянная ε может быть представлена [1] в следующем виде*:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\mu}{2} \frac{\Gamma}{E - E_0 + i\Gamma/2} - \frac{\hbar^2 \omega_0^2}{E^2}, \tag{6}$$

где величина μ пропорциональна вероятности эффекта Мёссбауэра, E_0 и Γ — энергия и ширина резонансного ядерного уровня, ω_0 — плазменная частота, обусловленная электронами.

Используя выражение (6), для интеграла в (5) получим

$$\int\limits_{E_1 - \frac{\Delta E}{2}}^{E_1 + \frac{\Delta E}{2}} |\varepsilon - 1|^2 \, dE = \mu^2 \Gamma \left[\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2\,\Delta E/\Gamma}{1 + \frac{4(E_1 - E_0)^2 - (\Delta E)^2}{\Gamma^2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\mu^2} \left(\frac{\hbar \omega_0}{E_0} \right)^4 \frac{\Delta E}{\Gamma} \right]. \tag{7}$$

Первый член в квадратных скобках обусловлен ядерной дисперсией и вдали от области резонанса $|E_1 - E_0| \gg \Delta E$ — порядка $\Delta E \Gamma / 4(E_1 - E_0)^2$, т. е. мал. В области, охватывающей резонансную линию, т. е. при $E_1 = E_0$, этот член равен $\operatorname{arctg} \Delta E/\Gamma$ и при $\Delta E/\Gamma > 1$ приближенно может быть представлен как $\pi/2 - \Gamma/\Delta E$. Для мёссбауэровского изотопа Fe^{57} второй член в квадратных скобках, обусловленный электронами среды, — порядка [2] $8 \cdot 10^{-3} \Delta E/\Gamma$. В результате влияние ядра сказывается на расстояниях, намного превосходящих Γ. Так, ядерная часть превалирует над электронной вплоть до $\Delta E \sim 200\ \Gamma$. Излучение, обусловленное ядром и носящее резонансный характер, можно почувствовать, измерив отношение числа квантов для $\Delta E \sim 200\ \Gamma$ и $\Delta E \sim \Gamma$. Это отношение должно быть равно 4 при $E_1 = E_0$ и 200 при $|E_1 - E_0| \gg \Delta E$.

Таким образом, рассматриваемый случай тонких пластин удобен в том отношении, что число квантов явно может быть чувствительно к ядерной дисперсии. Последнее обусловлено пропорциональностью квадрату модуля диэлектрической восприимчивости. Однако интенсивность в этом случае небольшая. Как следует из (5), она пропорциональна $(\mu a E_1/2\hbar c)^2$. А следующий, неучтенный в (5) член, согласно (3), пропорционален $(\mu a E_1/2\hbar c)^3$, т. е. формула (5) верна лишь при $\mu a E_1/2\hbar c \ll 1$. При $\mu a E_1/2\hbar c \sim 1$, хотя приведенные выше количественные оценки нарушатся, отмеченный эффект качественно будет наблюдаться. Это следует из зависимости числа квантов от толщины пластины, полученной численным интегрированием [8] формулы (1).

Автор выражает благодарность проф. Г. М. Гарибяну за ценные советы, а также Ян Ши и Р. А. Сардаряну за полезное обсуждение.

Ереванский физический институт

Поступила 6.III.1975

* Выражение (6) не учитывает дифракционный характер реальной картины.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. А. Перельштейн, М. И. Подгорецкий.* ЯФ, 12, 1149 (1970).
2. *А. В. Колпаков.* ЯФ, 16, 1003 (1972).
3. *Фам-Зуи-Хиен.* ЖЭТФ, 61, 359 (1971).
4. *Г. М. Гарибян.* Научное сообщение, ЕФИ—30 (73).
5. *Г. М. Гарибян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 3 (1971).
6. *В. А. Аракелян, Г. М. Гарибян, Ян Ши.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 120 (1974).
7. *М. М. Мурадян.* Научное сообщение, ЕФИ-30 (73).
8. *A. L. Avakian, G. M. Garibian, C. Yang.* Nuclear Instruments and Methods (в печати).
9. *A. Erdeli* et al. Higher transcendental functions, New York, 1953, vol. 2.
10. *Г. М. Гарибян.* ДАН АрмССР, 33, 105 (1961); Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 754 (1962).
11. *В. Е. Пафомов.* Труды ФИАН, 16, 94 (1961).
12. *Г. М. Гарибян, Ян Ши.* ЖЭТФ, 61, 930 (1971).
13. *Г. М. Гарибян. Ян Ши.* Научное сообщение, ЕФИ-1 (72).

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅՈՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ։ I

Վ. Հ. ՋՐԲԱՇՅԱՆ

Ստացված է անալիտիկ արտահայտություն անցումային քվանտների թվի սպեկտրալ բաշխման համար, երբ դիէլեկտրիկ հաստատունը կոմպլեքս մեծություն է։ Դիտարկված է միջուկային դիսպերսիայի ազդեցությունը բարակ թիթեղների դեպքում։

ON THE TRANSITION RADIATION IN THE MEDIUM WITH NUCLEAR DISPERSION. I

V. A. DJRBASHIAN

An analitic expression for the spectral distribution in the number of transition quanta in the case of complex dielectric constant is obtained. The influence of nuclear dispersion for thin plates is considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 431—437 (1975)

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ПЕРЕСЕКАЮЩЕЙ ВОЛНОВОД С ДВИЖУЩЕЙСЯ ЗАКОРАЧИВАЮЩЕЙ СТЕНКОЙ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, Э. М. ЛАЗИЕВ, А. Д. ТЕР-ПОГОСЯН

Исследовано переходное излучение заряженной частицы, пересекающей параллельно оси x закороченный волновод, когда закорачивающая стенка движется по закону $z=vt$. Получены выражения для поля излучения в области $z>vt$, а также для потока энергии через поперечное сечение прямоугольного волновода.

В работе [1] исследовалось излучение заряженной частицы, пересекающей закороченный регулярный волновод без потерь перпендикулярно к его оси.

Ниже рассматривается случай, когда закорачивающая стенка движется по закону $z=vt$. Частица с зарядом e летит параллельно оси x со скоро-

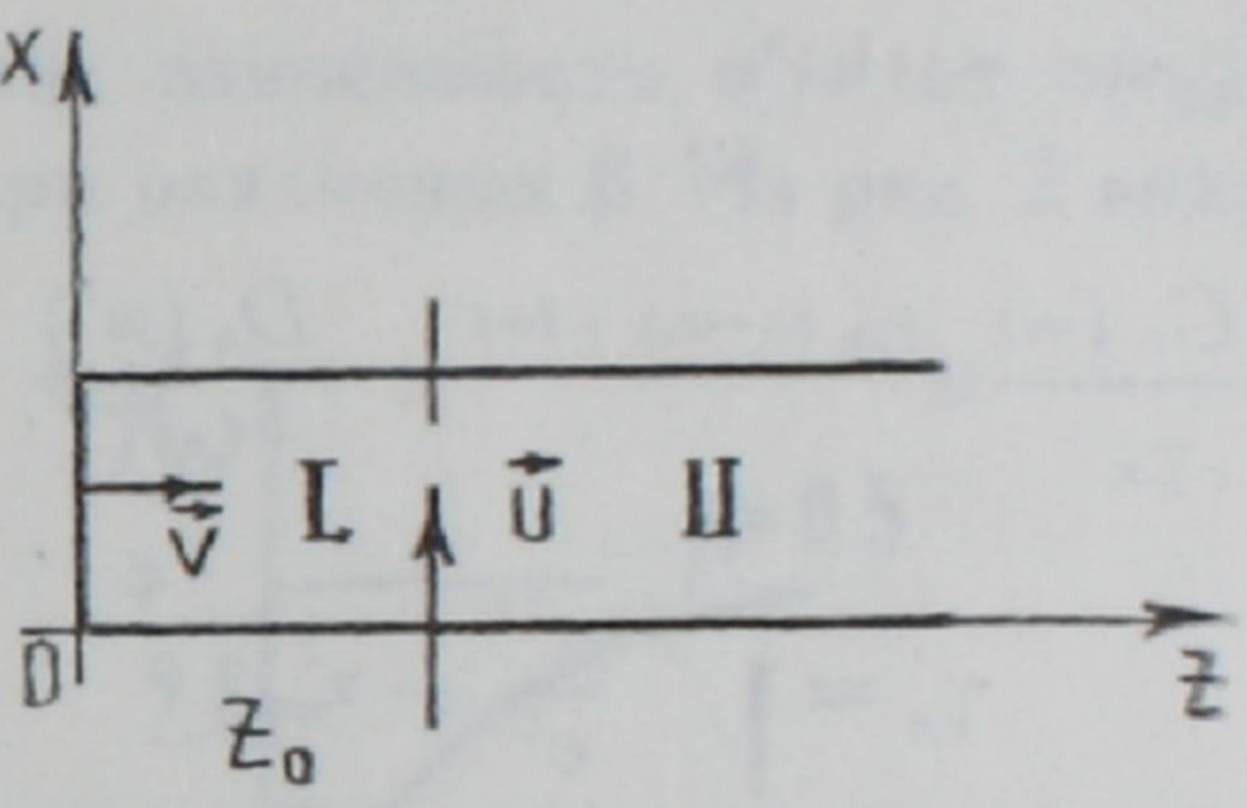


Рис. 1.

стью u и пересекает стенки волновода в точках (o, y_0, z_0) и (x_1, y_0, z_0) (рис. 1). Плотности заряда и тока есть

$$\rho = e\delta(x-ut)\,\delta(y-y_0)\,\delta(z-z_0), \quad j_x = u\rho.$$

Волновые уравнения для продольных компонент электрического и магнитного полей, одновременно являющиеся условиями возбуждения волн типа E и H в волноводе, имеют вид $(\varepsilon=\mu=1)$

$$\Delta E_z - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_z}{\partial t^2} = 4\pi\frac{\partial\rho}{\partial z},$$
$$\Delta H_z - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c}\frac{\partial j_x}{\partial y}. \tag{1}$$

Решения уравнений (1), представляющие собой переходное излучение по обе стороны от тока, известны [1—2]:

$$E_z = \sum_{n=0}^{\infty}\psi_n(x, y)\int_{-\infty}^{\infty} A_n(\omega)\left(e^{i\gamma_n(z-z_0)+i\omega t} - e^{-i\gamma_n(z-z_0)+i\omega t}\right)d\omega,$$
$$H_z = \sum_{n=0}^{\infty}\hat{\psi}_n(x, y)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{C_n(\omega)}{\gamma_n}\left(e^{i\gamma_n(z-z_0)+i\omega t} + e^{-i\gamma_n(z-{}_0)+i\omega t}\right)d\omega. \tag{2}$$

Здесь ψ_n, $\hat{\psi}_n$ — собственные функции первой и второй краевых задач, $\varkappa_n$ — поперечное волновое число,

$$\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \varkappa_n^2},$$

$$A_n(\omega) = \frac{e}{u}\int\limits_0^{x_1} \psi_n(x, y_0)\, e^{-i\frac{\omega}{u}x}\, dx, \quad C_n(\omega) = -\frac{i}{c}\int\limits_0^{x_1} \frac{\partial\hat{\psi}_n(x, y)}{\partial y_0} e^{-i\frac{\omega}{u}x}\, dx. \tag{2a}$$

Волны, распространяющиеся влево от тока, отразятся от движущейся стенки; при этом каждая спетральная компонента ω преобразуется в компоненту ω'. Запишем выражения для продольных компонент электрического и магнитного полей в области I $(z < z_0)$ в виде

$$E_z = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x, y)\int\limits_{-\infty}^{\infty} \left(A_n(\omega)\, e^{i\gamma_n(z-z_0) + i\omega t} + B_n(\omega')\, e^{-i\gamma_n'(z - z_0) + i\omega' t}\right) d\omega, \tag{3}$$

$$H_z = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\psi}_n(x, y)\int\limits_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{C_n(\omega)}{\gamma_n} e^{i\gamma_n(z-z_0) + i\omega t} + \frac{D_n(\omega')}{\gamma_n'} e^{-i\gamma_n'(z - z_1) + i\omega' t}\right) d\omega,$$

$$\gamma_n' = \sqrt{\frac{\omega'^2}{c^2} + \varkappa_n^2},$$

Неизвестные коэффициенты B_n и D_n определим из граничных условий на движущейся стенке, которые запишем в системе координат, связанной со стенкой,

$$(E_x - \beta H_y)|_{z=vt} = 0, \quad \beta = \frac{v}{c}. \tag{4}$$

Определив поперечные компоненты полей через продольные компоненты (3) с помощью известных соотношений и подставив в (4), получим

$$(\gamma_n + \gamma_n')\, v = \omega' - \omega, \tag{5a}$$

$$B_n(\omega') = A_n(\omega)\, e^{-i\gamma_n z_0}\, e^{-i\gamma_n' z_0}\, \frac{c\gamma_n + \omega\beta}{c\gamma_n' - \omega'\beta}, \tag{5б}$$

$$D_n(\omega') = -C_n(\omega)\frac{\gamma_n'}{\gamma_n} e^{-i\gamma_n z_0}\, e^{-i\gamma_n' z_0}. \tag{5в}$$

Корнями (5a) будут

$$\gamma_{n1}' = \frac{(1 + \beta^2)\gamma_n + 2\beta\frac{\omega}{c}}{1 - \beta^2} \equiv \gamma_n', \quad \omega_1' = \frac{(1 + \beta^2)\,\omega + 2v\gamma_n}{1 - \beta^2} \equiv \omega',$$
$$\gamma_{n2}' = -\gamma_n, \quad \omega_2' = \omega. \tag{6}$$

Решения со вторыми корнями отбрасываются, как не удовлетворяющие условиям излучения.

Запишем выражение для частоты отраженной волны в виде

$$\omega' = \omega \frac{1 + \beta^2 + 2\, v/v_{\text{фаз.}}}{1 - \beta^2}, \tag{7}$$

где $v_{\text{фаз.}} = \omega/\gamma_n$ — фазовая скорость падающей на стенку волны. Сравним (7) со случаем, когда в свободном пространстве на движущееся зеркало падает плоская монохроматическая волна с частотой ω. Отраженная от зеркала волна имеет частоту

$$\omega' = \omega \frac{1 + \beta^2 + 2\beta \cos\alpha}{1 - \beta^2}, \tag{8}$$

где α — угол между нормалью к зеркалу и направлением падения волны. Если в (7) ввести угол Бриллюэна $\cos\alpha = \dfrac{c}{v_{\text{фаз.}}}$, то (7) и (8) совпадут.

На рис. 2 показана зависимость ω'/ω от $\omega/\omega_{\text{кр.}}$ ($\omega_{\text{кр.}}$ — критическая частота в волноводе) при различных β. Из рис. 2 видно, что если в поле из-

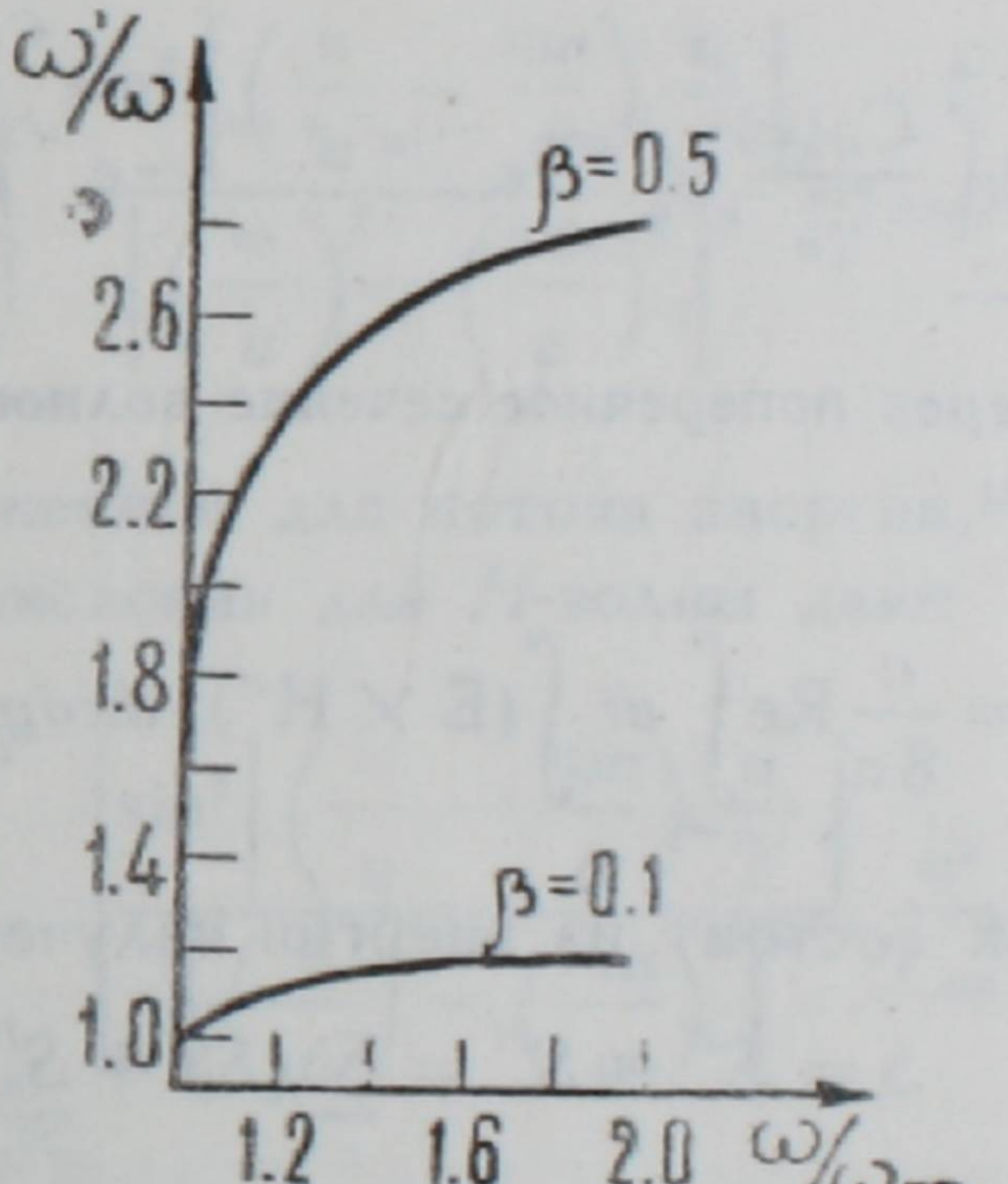


Рис. 2.

лучения распространяющиеся в волноводе частоты заполняют весь спектр от $\omega_{\text{кр.}}$ до ∞, то для отраженных от движущейся стенки волн спектр смещен в сторону высоких частот. Величина смещения равна

$$\Delta\omega = 2\, \omega_{\text{кр.}} \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}.$$

Заметим, что из отраженных волн будут распространяться только те, для которых

$$\omega' > \omega'_0 = \frac{\omega_{\text{кр.}}}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

где ω_0' определяется из условия

$$v_{\text{гр}}' = \frac{d\omega'}{d\gamma'} > v.$$

Окончательно для продольных компонент электрического и магнитного полей в области I ($z < z_0$) получаем

$$E_z = \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} A_n(\omega)\, e^{-i\gamma_n z_0} \left(e^{i\gamma_n z + i\omega t} + e^{-i\gamma_n' z + \omega' t}\right) d\omega,$$

$$H_z = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\psi}_n(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_n(\omega)}{\gamma_n} e^{i\gamma_n z_0} \left(e^{-i\gamma_n z + i\omega t} - e^{-i\gamma_n' z + i\omega' t}\right) d\omega, \tag{9}$$

Найдем поля в области II ($z > z_0$). Очевидно, что поле здесь состоит из поля излучения вправо от тока и поля, отраженного от движущейся стенки. С помощью (2) и (9) запишем поле в области II

$$E_z = -\sum_{n=0}^{\infty} \psi_n(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} A_n(\omega) \left(e^{i\gamma_n z_0} e^{-i\gamma_n z + i\omega t} - e^{-i\gamma_n z_0} e^{-i\gamma_n' z + i\omega' t}\right) d\omega,$$

$$H_z = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{\psi}_n(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_n(\omega)}{\gamma_n} \left(e^{i\gamma_n z_0} e^{-i\gamma_n z + i\omega t} - e^{-i\gamma_n z_0} e^{-i\gamma_n' z + i\omega' t}\right) d\omega. \tag{10}$$

Поток энергии через поперечное сечение волновода в области II определяется выражением

$$S = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z \, dx dy. \tag{11}$$

Очевидно, что поток состоит из энергии излучения E- и H-волн

$$S = S^E + S^H = \sum_n (S_n^E + S_n^H),$$

где суммирование ведется по всем распространяющимся модам.

В случае прямоугольного волновода имеем

$$\psi_n = \psi_{mn} = \sqrt{\frac{4}{a\,b}} \sin\frac{\pi m x}{a} \sin\frac{\pi n y}{b},$$

$$\hat{\psi}_n = \hat{\psi}_{mn} = \sqrt{\frac{(1+\delta_{0m})(1+\delta_{0n})}{ab}} \cos\frac{\pi m x}{a} \cos\frac{\pi n y}{b},$$

$$\varkappa_n = \varkappa_{mn} = \pi \sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}},$$

и для потока энергии n-ой моды E-волны через поперечное сечение в области II получаем

$$S_{mn}^{E} = T_{mn} \int\limits_{\omega=\frac{c\varkappa_{mn}}{\sqrt{1-\beta^2}}}^{\infty} \left\{ \frac{\sin^2\left[\left(\frac{\omega}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right]}{\left[\left(\frac{\omega}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]^2} \gamma_{mn}\,\omega \left(1 + \frac{\omega'}{\omega}\right) - \right.$$

$$- 2\,\frac{\sin\left[\left(\frac{\omega}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right] \sin\left[\left(\frac{\omega'}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right]}{\left[\left(\frac{\omega}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]\left[\left(\frac{\omega'}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]} \times$$

$$\left. \times\, \gamma'_{mn}\omega' \cos\left[(\gamma'_{mn} + \gamma_{mn})\left(z_0 - \frac{v}{u}\frac{a}{2}\right)\right]\right\} d\omega, \qquad (12)$$

где

$$T_{mn} = \frac{e^2}{u^2}\,\frac{8}{ab}\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 \frac{1}{\varkappa_{mn}^2} \sin^2\left(\frac{\pi n y_0}{b}\right).$$

При $\beta = 0$ имеем

$$S_{mn}^{E} = 4\, T_{mn} \int\limits_{c\varkappa_{mn}}^{\infty} \frac{\sin^2\left[\left(\frac{\omega}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right]}{\left[\left(\frac{\omega}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]^2} \omega\gamma_{mn} \sin^2(\gamma_{mn} z_0)\, d\omega,$$

что совпадает с выражением для потока энергии, приведенным в [1].

Аналогичные вычисления для H-волны дают

$$S_{mn}^{H} = \hat{T}_{mn} \int\limits_{\omega=\frac{c\varkappa_{mn}}{\sqrt{1-\beta^2}}}^{\infty} \left\{ \frac{\sin^2\left[\left(\frac{\omega}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right]}{\left[\left(\frac{\omega}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]^2} \frac{\omega^3}{\gamma_{mn}} \left(1 + \frac{\omega'}{\omega}\right) - \right.$$

$$- 2\,\frac{\sin\left[\left(\frac{\omega}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right] \sin\left[\left(\frac{\omega'}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right]}{\left[\left(\frac{\omega}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]\left[\left(\frac{\omega'}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]} \times$$

$$\left. \times\, \frac{\omega\omega'^2}{\gamma_{mn}} \cos\left[(\gamma'_{mn} + \gamma_{mn})\left(z_0 - \frac{v}{u}\frac{a}{2}\right)\right]\right\} d\omega, \qquad (13)$$

где

$$\hat{T}_{mn} = \frac{e^2}{c^2 u^2}\,\frac{2\,(1 + \delta_{on})^2}{ab}\left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \frac{1}{\varkappa_{mn}^2} \sin^2\left(\frac{\pi n y_0}{b}\right).$$

При $\beta = 0$ получается

$$S_{mn}^{H} = 4\, \hat{T}_{mn} \int\limits_{c\varkappa_{mn}}^{\infty} \frac{\sin^2\left[\left(\frac{\omega}{u} - \frac{\pi m}{a}\right)\frac{a}{2}\right]}{\left[\left(\frac{\omega}{u}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]^2}\, \omega^3 \gamma_{mn} \sin^2(\gamma_{mn} z_0)\, d\omega,$$

что также совпадает с [1].

На рис. 3 приведены результаты вычислений по формуле (13) для волны типа H_{no}. При этом выражение $\frac{dS}{d\gamma_n}$ рассчитывалось для случаев $\beta = 0$; $0{,}1$; $0{,}5$ и $\frac{u}{c} = 0{,}98$, $z_0 = 0{,}5\,\lambda_{кр.}$. Видно, что максимумы потока энергии увеличиваются по сравнению со стационарным случаем. Смещения положений максимумов относительно стационарного случая в соответствии с (13) определяются z_0, v, u.

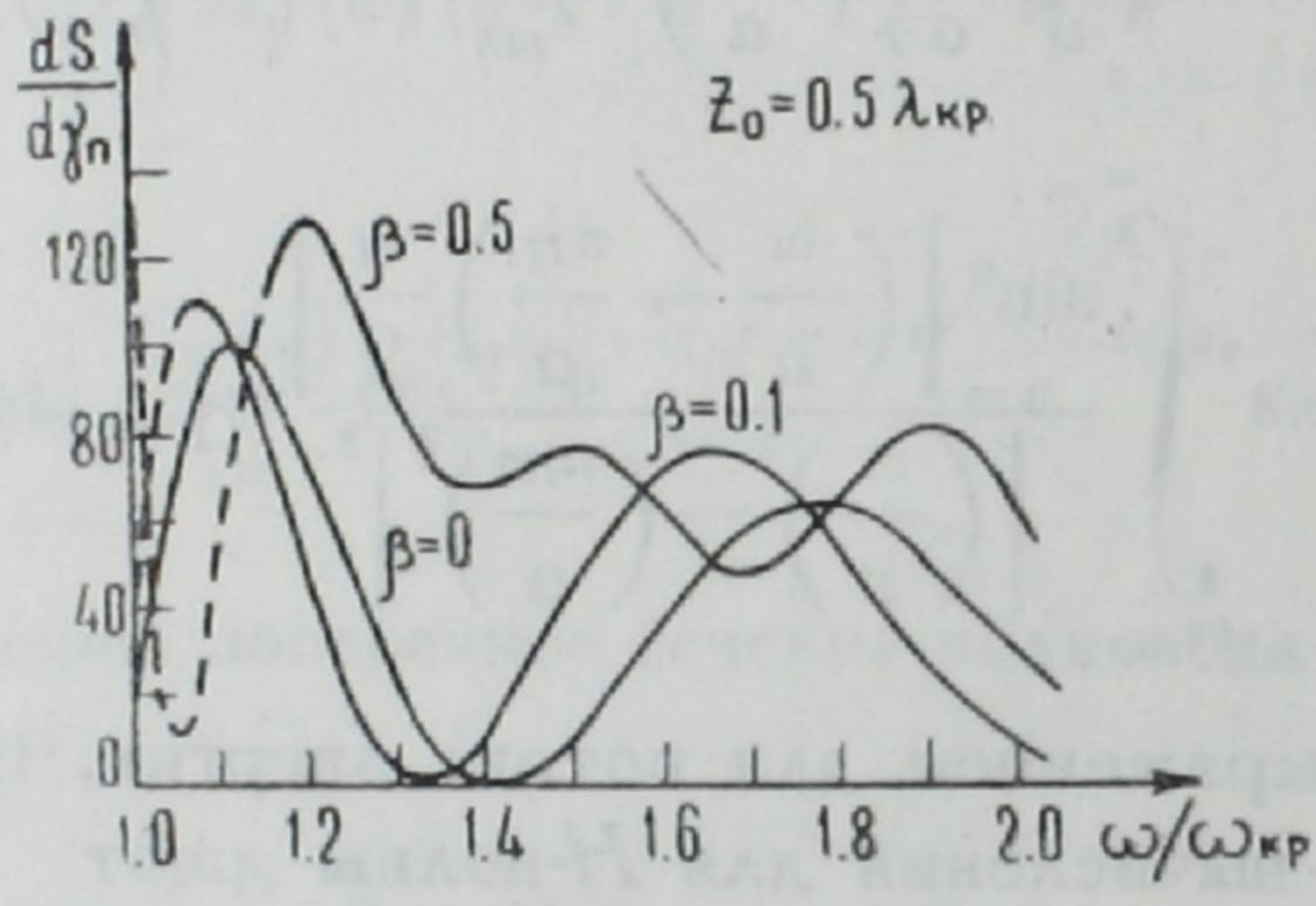


Рис. 3.

В случае, когда стенка движется в противоположную сторону, решение проводится аналогично, только в полученных выражениях β нужно заменить на $-\beta$. Здесь, однако, нужно потребовать, чтобы групповая скорость волн, падающих на отдаляющуюся стенку, была больше скорости стенки, а отраженная от стенки волна имела групповую скорость больше нуля.

В заключение заметим, что в случае, когда заряд пересекает движущуюся стенку в точке $\left(\frac{u}{v} z_0,\ y_0,\ z_0\right)$, полученные выражения останутся в силе, если в (2а) верхний предел интегрирования x_1 заменить на $x_2 = \frac{u}{v} z_0$.

Авторы признательны Б. М. Болотовскому за обсуждения.

Поступила 11.III.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *К. А. Барсуков* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 20 (1973).
2. *К. А. Барсуков*. Докторская диссертация, МГПИ им. Ленина, 1967.

ՇԱՐԺՎՈՂ ԿԱՐՃՈՂ ՊԱՏՈՎ ԱԼԻՔԱՏԱՐԸ ՀԱՏՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Է. Մ. ԼԱԶԻԵՎ, Ա. Դ. ՏԵՐ-ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է կարճված ալիքատարի x առանցքին զուգահեռ հատող լիցքավորված մասնիկի անցումային ճառագայթումը, երբ ալիքատարի կարճող պատը շարժվում է $z=vt$ օրենքով։ $z>vt$ տիրույթում ստացված են ճառագայթման դաշտի և ուղղանկյուն ալիքատարի լայնական հատույթի միջով անցնող էներգիայի հոսքի արտահայտությունները։

RADIATION FROM CHARGED PARTICLE TRAVERSING A WAVEGUIDE WITH MOVING SHORT-CIRCUITING WALL

E. D. GAZAZYAN, E. M. LAZIEV, A. D. TER-POGOSYAN

The transition radiation from a charged particle traversing the short-circuited waveguide along the x axis is investigated, the short-circuiting wall moving according to the $z = vt$ law. The expressions for the radiation field as well as the energy flux through the cross-section of rectangular waveguide is obtained for $z > vt$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 438—448 (1975)

ДИНАМИЧЕСКОЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАПАСА КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ПО СТЕПЕНЯМ СВОБОДЫ МНОГОАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Ф. П. САФАРЯН

Методом двухвременных температурных функций Грина вычислена вероятность перераспределения запаса колебательной энергии по степеням свободы многоатомной системы. Вычисления проведены на основе точного нерелятивистского гамильтониана электрон-фононной системы. Показано, что причиной перераспределения запаса энергии является ангармоническая и неадиабатическая связь между «квазинормальными» колебаниями системы. При этом перераспределение происходит или по прямому каналу перехода энергии между отдельными колебательными модами системы, или по каналу с вовлечением виртуальных колебательных или электронных состояний системы. Рассматривается кинетика и эффективность процессов одно- и двухфононного перераспределения.

1. Постановка задачи

Локализация запаса колебательной энергии на одной или нескольких колебательных степенях свободы многоатомной системы приводит к возникновению нестационарного состояния. Временная эволюция последнего обусловлена ангармоническими и неадиабатическими связями квазинормальных колебаний. В изолированных системах с дискретным спектром колебаний (молекулы) перенос энергии имеет обратимый характер и может трактоваться как процесс динамического перераспределения энергии по степеням свободы молекулы. В системах с непрерывным спектром колебаний (молекулярные кристаллы) перераспределение приводит к диссипации запаса энергии. Процесс динамического перераспределения существенен для понимания ряда особенностей оптических свойств многоатомных молекул [1] и молекулярных кристаллов, имеет прямое отношение к задачам химической кинетики и т. д.

В настоящей статье приведены результаты теоретического исследования вероятности перераспределения запаса энергии колебаний по степеням свободы многоатомных молекул и молекулярных кристаллов (в основном электронном состоянии) с использованием техники двухвременных температурных функций Грина [2] и точного нерелятивистского гамильтониана системы. Во втором разделе статьи приведены исходные формулы для вероятности перераспределения запаса колебательной энергии и выражение для точного нерелятивистского гамильтониана электрон-фононной системы. В третьем и четвертом разделах приведены теоретические результаты, касающиеся вероятностей перераспределения запаса колебательной энергии по степеням свободы, причиной которых являются ангармонические связи и неадиабатические связи между квазинормальными модами системы.

2. Вероятность перераспределения и гамильтониан

Пусть в начальный момент времени возбуждено одно из квазинормальных колебаний (α) рассматриваемой системы. Из-за связи между квазинормальными колебаниями существует конечная вероятность в любой другой момент времени t обнаружить возбужденными и другие ($\beta \neq \alpha$) колебательные моды системы. Вероятность перераспределения энергии из моды α в другие колебательные моды определяется формулой

$$W_\alpha (t) = \sum_{\beta} |< b_\beta (t)\, b_\alpha^+ (0) >|^2 + \sum_{\beta,\, \beta'} \{ |< b_\beta\, b_{\beta'} (t)\, b_\alpha^+ (0) >|^2 + \\ + 2 |< b_\beta^+\, b_{\beta'} (t)\, b_\alpha^+ (0) >|^2 \}, \tag{1}$$

где b_α^+ и b_α — операторы рождения и уничтожения соответствующих фононов.

Входящие в формулу (1) корреляционные функции характеризуют вклады различных одно- и многофононных процессов в вероятность перераспределения энергии, первоначально локализованной в α-той моде. Они могут быть вычислены с помощью спектральной теоремы Боголюбова—Тябликова [2], если известны фурье-образы соответствующих двухвременных функций Грина. Последние рассчитаны в работах [3—5] применительно к весьма общей форме нерелятивистского гамильтониана электрон-фононной системы.

Для описания системы, состоящей из взаимодействующих по закону Кулона n электронов и N ядер, использован гамильтониан электрон-фононной системы, полученный из точного нерелятивистского гамильтониана системы

$$H = T_{\text{эл}} (r) + T_{\text{яд}} (R) + W(r, R), \tag{2}$$

где $T_{\text{эл}} (r)$ и $T_{\text{яд}} (R)$ — соответственно кинетические энергии электронов и ядер, $W(r, R)$ — потенциальная энергия кулоновского взаимодействия частиц системы.

Переход ко вторичному квантованию в электронной подсистеме выполняется с помощью базисных волновых функций, отвечающих наилучшему (в хартри-фоковском смысле) одночастичному приближению.

Для введения фононов необходимо вычислить энергию электронов в основном электронном состоянии, так как в адиабатическом приближении электронная энергия (зависящая от ядерных координат как от параметров) является потенциальной функцией для движения ядер. При этом постулируется, что ядра колеблются около равновесных положений. Энергия электронов вычисляется методом двухвременных функций Грина, используя электронный гамильтониан системы, который совпадает с точным гамильтонианом, но без члена, соответствующего кинетической энергии движения ядер. Вычисления частоты нормальных колебаний ядер привели к следующей формуле [3]:

$$\omega_\alpha = \sum_\nu B^{(2)}_{\alpha\alpha}(\nu, \nu)\,\overline{n}_\nu + \sum_{\nu,\,\nu'} \frac{|B^{(1)}_\alpha(\nu, \nu')|^2}{\mathrm{E}_\nu - \mathrm{E}_{\nu'}}(\overline{n}_\nu - \overline{n}_{\nu'}) + C^{(2)}_{\alpha\alpha}, \tag{3}$$

где $B^{(n)}_{\alpha_1\cdots\alpha_n}(\nu, \nu')$ — матричные элементы (взятые по хартри-фоковским волновым функциям) коэффициентов разложения потенциальной энергии электрон-ядерного взаимодействия по смещениям ядер. Коэффициенты $C^{(n)}_{\alpha_1\cdots\alpha_n}$ соответствуют разложению энергии ядерно-ядерного взаимодействия, E_ν — собственные значения энергии в хартри-фоковском приближении, $\overline{n}_\nu$ — число электронов в состоянии ν.

Из формулы (3) следует, что фононы, получаемые на основе точного гамильтониана системы, являются «одетыми» квазичастицами*: их энергия существенно зависит от матричных элементов электрон-ядерного взаимодействия и структуры электронного спектра многоатомной системы.

Определив частоты нормальных колебаний ядер, можно перейти к вторичному квантованию в фононной подсистеме. Это можно сделать с помощью известных преобразований, связывающих нормальные координаты и сопряженные им импульсы с бозевскими операторами рождения и уничтожения фононов.

Использованный в настоящей работе гамильтониан электрон-фононной системы в представлении вторичного квантования имеет следующий вид:

$$H = H^{(0)}_0 + H^{(2)}_1 + \sum_{n=1}^{\infty} H^{(n)}_0, \tag{4}$$

где

$$H^{(0)}_0 = \sum_\nu \mathrm{E}_\nu\, a^+_\nu\, a_\nu, \quad H^{(2)}_1 = -\frac{1}{4}\sum_\alpha \omega_\alpha\,(b^+_\alpha - b_\alpha)^2,$$

$$H^{(n)}_0 = \sum_{\alpha_1\cdots\alpha_n}\Big(\sum_{\nu,\nu'} B^{(n)}_{\alpha_1\cdots\alpha_n}(\nu,\nu')\, a^+_\nu\, a_{\nu'} + C^{(n)}_{\alpha_1\cdots\alpha_n}\Big) \times$$

$$\times\,(b^+_{\alpha_1} + b_{\alpha_1})\cdots(b^+_{\alpha n} + b_{\alpha_n}), \quad \hbar = 1.$$

Здесь a^+_ν, a_ν — операторы рождения и уничтожения электронов. Гамильтониан (4) применим к любой многоатомной системе. С формальной точки зрения коэффициенты H определяют физические особенности многоатомной системы и, следовательно, ее тип.

Каковы особенности коэффициентов разложения в рассматриваемых в настоящей работе случаях? Во-первых, предполагается значительная удаленность уровней электронного возбуждения от основного состояния ($\mathrm{E}_\nu - \mathrm{E}_{\nu'} > kT$). Это обстоятельство отражает диэлектрическую природу молекулярных кристаллов. В случае молекулы это условие, как правило, выполняется автоматически. Во-вторых, требование локальности некоторых электронных возбуждений молекулярного кристалла не-

* В отличие от „голых“ фононов, содержащихся в модельных гамильтонианах типа гамильтониана Фрелиха. Сравнение точного гамильтониана с гамильтонианом Фрелиха приведено в работе [3].

явно предусматривает нарушение трансляционной симметрии базисного гамильтониана вторичного квантования.

Существенные ограничения связаны и с выбранным методом решения задачи. Предполагается, что неадиабатические коэффициенты связи уровней возбуждения в определенном смысле малы: $B^{(n)}(\nu,\nu') \ll \ll E_\nu - E_{\nu'}$. Противоположный случай означал бы полную неприменимость адиабатического приближения в качестве исходного в рамках теории возмущений конечного порядка.

Поскольку „расцепление" системы уравнений для функций Грина выполнено методом теории возмущений, существенно требование выполнения критерия слабой связи: $|B_\alpha^{(1)}(\nu,\nu)|^2 \ll \omega_\alpha^2$. Практически это означает, что равновесная конфигурация системы мало меняется при электронном возмущении.

3. Однофононное перераспределение в основном электронном состоянии

Рассмотрим вклад однофононных процессов в адиабатическом приближении (см. Приложение)

$$W_\alpha^{(1)}(t) = \frac{1}{\pi^2}\sum_{\beta,\gamma} |V_{\alpha\beta\gamma\gamma}^{(4)}|^2 (1+2v_\gamma)\,\varphi_1(\alpha,\beta) +$$

$$+\sum_{\beta,\gamma,\delta} |V_{\alpha\beta\delta}^{(3)}|^2 |V_{\beta\gamma\delta}^{(3)}|^2 [1+v_\gamma+v_\delta)\,\varphi_2(\alpha,\beta,\gamma+\delta) +$$

$$+2(v_\gamma - v_\delta)\;\varphi_2(\alpha,\beta,\gamma-\delta)], \tag{5}$$

где

$$V_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{(n)} = \sum_\nu B_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{*(n)}(\nu,\nu)\,\bar{n}_\nu + C_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{(n)},$$

$$B_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{*(n)}(\nu,\nu') = B_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{(n)}(\nu,\nu') +$$

$$+\sum_\mu B_{\alpha_1\ldots\alpha_{n-1}}^{*(n-1)}(\nu,\mu)\;B_{\alpha_n}^{(1)}(\mu,\nu')\times$$

$$\times\left(\frac{1}{E_\nu - E_\mu + \omega_{\alpha_n}} + \frac{1}{E_{\nu'} - E_\mu - \omega_{\alpha_n}}\right),$$

$v_\alpha = \langle b_\alpha^+ b_\alpha\rangle = \left(\exp\dfrac{\hbar\omega_\alpha}{kT} - 1\right)^{-1}$ — число заполнения фононов, $\varphi_1(\alpha,\beta)$ и $\varphi_2(\alpha,\beta,\gamma)$ — временные факторы, сложным образом зависящие от структуры фононного спектра (ω) и затухания фононов (γ).

Мы приведем здесь лишь приближенные формулы для $\varphi_1(\alpha,\beta)$ и $\varphi_2(\alpha,\beta,\gamma)$, которые получаются в случае $\gamma_\alpha \ll \omega_\alpha$, $\gamma_\beta \ll \omega_\beta$,

$$\varphi_1(\alpha,\beta) = \frac{1}{(\omega_\alpha - \omega_\beta)^2}[(1+v_\alpha)^2 e^{-2\gamma_\alpha t} + (1+v_\beta)\,e^{-2\gamma_\beta t} -$$

$$-2(1+v_\alpha)(1+v_\beta)\,e^{-(\gamma_\alpha+\gamma_\beta)t}\cos(\omega_\alpha - \omega_\beta)t], \tag{6}$$

$$\varphi_2(\alpha, \beta, \gamma) = \frac{(1+v_\alpha)^2 e^{-2\gamma_\alpha t}}{(\omega_\alpha - \omega_\beta)^2 (\omega_\alpha - \omega_\gamma)^2} +$$

$$+ 2 \frac{(1+v_\alpha)(1+v_\beta) e^{-(\gamma_\alpha+\gamma_\beta)t} \cos(\omega_\alpha - \omega_\beta) t}{(\omega_\alpha - \omega_\beta)^2 (\omega_\alpha - \omega_\gamma)(\omega_\gamma - \omega_\beta)} + K, \tag{7}$$

где K—совокупность четырех членов, получающихся из выписанных явно в (7) циклической перестановкой индексов α, β, γ*.

Очевидно, что в рассматриваемом случае перераспределение запаса колебательной энергии по степеням свободы обусловлено ангармонической связью квазинормальных колебаний. На языке используемого здесь формализма перераспределение возникает за счет «прямых» переходов» (недиагональные ангармонические коэффициенты четвертого порядка $V^{(4)}_{\alpha\beta\gamma\gamma}$) и переходов с вовлечением виртуальных колебательных уровней и их комбинаций (недиагональные коэффициенты третьего порядка). Относительная эффективность этих факторов зависит от структуры фононного спектра и характера адиабатического потенциала.

Кинетика процесса перераспределения, определяемая формулами (5)—(7), имеет весьма сложный характер и зависит от соотношения ряда констант затухания (в том числе, виртуальных уровней) и периодов осцилляционных процессов (биений). Простое описание допускают лишь предельные случаи: процесс имеет характер чистых биений, когда все $\gamma=0$ (изолированная молекула), и процесс имеет экспоненциально релаксационный характер в молекулярном кристалле.

Рассмотрим более подробно первый случай перераспределения запаса колебательной энергии по степеням свободы изолированной сложной молекулы, имеющей почти непрерывный спектр колебаний. В пределе $N\to\infty$ такая молекула, очевидно, переходит в регулярный кристалл (без примесей и дефектов). Примесные и молекулярные кристаллы с ярко выраженными структурами локальных, псевдолокальных или внутренних (в случае молекулярных кристаллов) колебаний относятся к более сложным системам, где одновременно происходят оба процесса передачи запаса энергии: диссипация по кристаллическим колебаниям, и перераспределение по локальным и внутренним колебаниям.

Учитывая, что истинной вероятностью перераспределения (в энергетических единицах) является производная $W^{(1)}_\alpha(t)$ (5) по времени, а также имея в виду представление для δ-функции

$$\delta(\omega_1 - \omega_2) = \frac{1}{\pi} \lim_{t\to\infty} \frac{\sin(\omega_1 - \omega_2) t}{\omega_1 - \omega_2},$$

для вероятности однофононного перераспределения получим выражение

$$w'_\alpha = \frac{1}{\pi} \sum_{\beta,\gamma} |V^{(4)}_{\alpha\beta\gamma\gamma}|^2 (1+2v_\gamma)(1+v_\alpha)(1+v_\beta)\,\delta(\omega_\alpha - \omega_\beta) \tag{8}$$

---

* В формулах (1) — (3), (5) — (7) подразумевается, что частота квазинормальных колебаний содержит адиабатические поправки, определяемые диагональными коэффициентами ангармоничности. Выражения для этих поправок и для адиабатических затуханий γ приведены в [3].

в случае прямых процессов, и выражение

$$w''_{\alpha} = \frac{2}{\pi} \sum_{\beta, \gamma, \delta} |V^{(3)}_{\alpha\gamma\delta}|^2 |V'^{(3)}_{\beta\gamma\delta}|^2 (1 + v_\gamma + v_\delta) \times$$

$$\times \left\{ \frac{(1+v_\alpha)(1+v_\beta)\,\delta(\omega_\alpha-\omega_\beta)}{(\omega_\alpha-\omega_\gamma-\omega_\delta)(\omega_\gamma+\omega_\delta-\omega_\beta)} + \frac{(1+v_\alpha)(1+v_{\gamma+\delta})\,\delta(\omega_\alpha-\omega_\gamma-\omega_\delta)}{(\omega_\alpha-\omega_\beta)(\omega_\beta-\omega_\gamma-\omega_\delta)} + \right.$$

$$\left. + \frac{(1+v_\beta)(1+v_{\gamma+\delta})\,\delta(\omega_\beta-\omega_\gamma-\omega_\delta)}{(\omega_\beta-\omega_\alpha)(\omega_\alpha-\omega_\gamma-\omega_\delta)} \right\} \tag{9}$$

в случае процессов перераспределения с вовлечением виртуальных суммарных $(\omega_\alpha + \omega_\beta)$ колебательных частот системы.

Выражение для процессов переноса энергии с вовлечением разностных колебательных частот можно получить из формулы (9) с помощью замен:

$$1 + v_\gamma + v_\delta \to 2(v_\gamma - v_\delta), \ \omega_\gamma + \omega_\delta \to \omega_\gamma - \omega_\delta, \ v_{\gamma+\delta} \to v_{\gamma-\delta},$$

$$v_{\gamma\pm\delta} = \left(\exp \frac{\hbar(\omega_\gamma \pm \omega_\delta)}{kT} - 1 \right)^{-1}.$$

При расцеплении цепочки уравнений для функции Грина в восьмом и более высоких порядках теории возмущений мы, очевидно, получили бы члены, соответствующие «косвенным» процессам перераспределения с вовлечением трех, четырех и т. д. фононов.

Из формул (8) и (9) следует, что однофононное распределение запаса колебательной энергии, первоначально локализованной в α-й колебательной моде, имеет место лишь для систем, у которых выполняются условия резонансов типа $\omega_\gamma = \omega_\beta$, $\omega_\delta = \omega_\beta \pm \omega_\gamma$, $\omega_\delta = \omega_\alpha \pm \omega_\beta \pm \omega_\gamma$ и т. д., причем участие фонона типа α в вышеуказанных процессах распада не обязательно.

Из формул (8) и (9) следует также сильная зависимость вероятности перераспределения от температуры. В классическом пределе высоких температур w_α пропорциональна T^3. При низких температурах зависимость от T определяется спектральным распределением частот нормальных колебаний рассматриваемой системы. Например, в случае ионных кристаллов с дебаевским распределением частот при низких температурах можно показать, что w_α слабо зависит от температуры. При $T=0$ вероятность перераспределения отлична от нуля только за счет процессов с вовлечением суммарных частот.

В случае систем с дискретным колебательным спектром $(\gamma=0)$ при малых временах t тригонометрические функции, входящие в формулы (6) и (7), можно разложить по степеням t и при температуре $T=0$ получить выражения

$$w'_{\alpha} = \frac{2}{\pi} \sum_{\beta, \gamma} |V^{(4)}_{\alpha\beta\gamma\gamma}|^2 t, \tag{10}$$

$$w''_{\alpha} = \frac{6}{\pi} \sum_{\beta, \gamma} |V^{(3)}_{\alpha\gamma\delta}|^2 |V^{(3)}_{\beta\gamma\delta}|^2 t. \tag{11}$$

Как следует из этих формул, в начальные моменты времени перераспределение растет со временем линейно. Своеобразный характер развития нестационарного состояния в колебательной системе возникает вследствие неадиабатичности.

Недиагональные по электронным индексам ($\nu \neq \lambda$) коэффициенты гамильтониана $B^{*(n)}_{\alpha_1 \cdots \alpha_n}(\nu, \lambda)$ также обуславливают связь квазинормальных колебаний системы в основном электронном состоянии. Эта связь возникает уже во втором порядке теории. Характерная ее особенность проявляется в вовлечении виртуальных электронно-колебательных уровней. Разумеется, этот канал перераспределения вносит заметный вклад лишь в системах с подходящим расположением уровней возбуждения.

Если воспользоваться результатами работ [3, 5], то нетрудно найти, что с учетом неадиабатических факторов (см. Приложение) имеет место

$$
\begin{aligned}
W^{(1)}_{\alpha}(t) = \frac{1}{\pi^2} \sum_{\nu, \nu'} \Big\{ & \sum_{\beta} |B^{(1)}_{\alpha}(\nu, \nu')|^2 \, |B^{(1)}_{\beta}(\nu, \nu')|^2 \times \\
& \times (\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\nu'}) \quad \varphi_2(\alpha, \beta, \nu - \nu') + \\
& + \sum_{\beta, \gamma} |B^{*(2)}_{\alpha\gamma}(\nu, \nu')|^2 \, |B^{*(2)}_{\beta\gamma}(\nu, \nu')|^2 \times \\
& \times [\bar{n}_{\nu}(1 + v_{\gamma}) - \bar{n}_{\nu'} \, v_{\gamma}] \; \varphi_2(\alpha, \beta, \nu' - \nu + \gamma),
\end{aligned} \tag{12}
$$

где $\varphi_2(\alpha, \beta, \nu' - \nu)$ и $\varphi_2(\alpha, \beta, \nu' - \nu + \gamma)$ получаются из (7) заменой ω_γ соответственно на $E_\nu - E_{\nu'}$ и $E_\nu - E_{\nu'} + \omega_\gamma$. Здесь в процессе перераспределения основную роль играют резонансы типа $E_\nu - E_{\nu'} = \omega_{\alpha_1} \pm \omega_{\alpha_2} \pm \cdots$.

4. Многофононное перераспределение в основном электронном состоянии

Роль многофононных процессов перераспределения можно выяснить на простом примере процессов обмена, связанных с рождением двух фононов, или с рождением одного и уничтожением другого.

Соответствующие вычисления приводят к формуле

$$
\begin{aligned}
W^{(2)}_{\alpha}(t) = \frac{1}{\pi^2} \sum_{\beta, \beta'} |V^{(3)}_{\alpha\beta\beta'}|^2 [& (1 + v_{\beta} + v_{\beta'}) \, \varphi_1(\alpha, \beta + \beta') + \\
& + 2 (v_{\beta} - v_{\beta'}) \, \varphi_1(\alpha, \beta - \beta')].
\end{aligned} \tag{13}
$$

В формуле (6) для φ_1 необходимо произвести замены $\omega_\beta \to \omega_\beta \pm \omega_{\beta'}$, $\gamma_\beta \to \gamma_\beta + \gamma_{\beta'}$.

Очевидно, что в процессе двухфононного перераспределения определяющую роль играют недиагональные адиабатические коэффициенты ангармоничности третьего порядка. Перераспределение заметно ускоряется с ростом температуры ($\sim T^3$).

При $T = 0$ и $\gamma_\alpha \neq 0$ перераспределение приводит к простому релаксационному затуханию, причем начальная «энергоотдача» α-й моды существенно зависит от структуры фононного спектра:

$$W_\alpha^{(2)}(t) = \frac{1}{\pi^2} \sum_{\beta,\,\beta'} \frac{|V_{\alpha\beta\beta'}^{(3)}|^2}{(\omega_\alpha - \omega_\beta - \omega_{\beta'})^2} \{e^{-2\gamma_\alpha t} + $$

$$+ e^{-2(\gamma_\beta + \gamma_{\beta'})t} - 2e^{-(\gamma_\alpha + \gamma_\beta + \gamma_{\beta'})t} \cos(\omega_\alpha - \omega_\beta - \omega_{\beta'})\, t\}. \qquad (14)$$

Для систем с малой диссипацией ($\gamma = 0$) и сплошным энергетическим спектром для вероятности двухфононного перераспределения можно написать

$$w_\alpha^{(2)} = \frac{2}{\pi} \sum_{\beta,\,\beta'} |V_{\alpha\beta\beta'}^{(3)}|^2 (1 + v_\alpha)\{(1 + v_\beta + v_{\beta'}) \times$$

$$\times (1 + v_{\beta+\beta'})\,\delta(\omega_\alpha - \omega_\beta - \omega_{\beta'}) + 2(v_\beta - v_{\beta'})(1 + v_{\beta-\beta'})\,\delta(\omega_\alpha - \omega_\beta + \omega_{\beta'})\}. \qquad (15)$$

При $T = 0$ отличен от нуля только первый член, соответствующий распаду фонона ω_α на два других фонона.

Используя результаты работы [4], можно найти вклад неадиабатического канала в вероятность двухфононного перераспределения. Соответствующая формула по своей структуре близка к формуле (12) и мы ее здесь не приводим.

5. Выводы

Итак, динамическое перераспределение запаса колебательной энергии по степеням свободы многоатомной системы обусловлено ангармоническими и неадиабатическими связями квазинормальных колебаний. Кинетика этого процесса в общем случае имеет релаксационный характер, осложненный биениями. Период и глубина последних существенно зависят от структуры электронного и фононного спектров. При достаточно малых γ биения должны определяющим образом воздействовать на кинетику перераспределения. Если при этом глубина биений достаточно велика, то можно ожидать эффективного уширения исходного фононного уровня.

Эффективность перераспределения («энергоемкость» соответствующего канала перераспределения) также определяется структурой спектра. Она резко растет при наличии близких уровней (фононных и электронных), причем в некоторых случаях достаточно «резонансов» с виртуальными уровнями или их комбинациями.

Однофононное перераспределение формально имеет такой же порядок, как и двухфононное перераспределение. Однако структура соответствующих выражений такова, что в большинстве случаев следует ожидать преобладающей роли однофононных процессов.

Отметим также, что квазинормальные колебания, строго говоря, перестают быть независимыми уже во втором порядке теории. Однако обуславливающие этот факт неадиабатические связи эффективно проявляются лишь при наличии близких электронных уровней, например, примесного происхождения. В многоатомных молекулах неадиабатические связи должны чаще проявляться в электронновозбужденных состояниях. Качественно многие результаты сохраняются и в этих случаях, но могут возникнуть и некоторые особенности, не нашедшие отражения в приведенных здесь формулах, которые описывают перераспределение в основном электронном состоянии.

Приложение

Временные корреляционные функции, входящие в формулу (1), можно вычислить с помощью формулы [2]

$$<A\,(t)\,B\,(0)> = \lim_{\varepsilon\to 0}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dt\,(e^{\beta\omega}-\eta)^{-1}\,\{\langle\langle A|B\rangle\rangle_{\omega+i\varepsilon}-\langle\langle A|B\rangle\rangle_{\omega-i\varepsilon}\}\,e^{-i\omega t}. \quad (16)$$

В качестве примера вычислим корреляционную функцию $<b_\beta(t)\,b_\alpha^+(0)>$. Соответствующий этой функции фурье-образ двухвременной функции Грина $\langle\langle b_\alpha^+|b_\beta\rangle\rangle_E$ в адиабатическом приближении имеет вид [3]

$$\langle\langle b_\alpha^+|b_\beta\rangle\rangle_E = \frac{i/2\pi\, J_{\alpha\beta}(E)}{[E+\omega_\alpha+P_\alpha(E)]\,[E+\omega_\beta+P_\beta(E)]}, \quad (17)$$

где

$$J_{\alpha\beta}(E) = \sum_\gamma V^{(4)}_{\alpha\beta\gamma\gamma}(1+2v_\gamma)+\sum_{\gamma,\zeta} V^{(3)}_{\alpha\gamma\zeta}V^{(3)}_{\beta\gamma\zeta}\times$$

$$\times\Bigg[\frac{1+v_\gamma+v_\zeta}{E-\omega_\gamma-\omega_\zeta-P_\gamma(E)-P_\zeta(E)}-\frac{1+v_\gamma+v_\zeta}{E+\omega_\gamma+\omega_\zeta+P_\gamma(E)+P_\zeta(E)}+$$

$$+\frac{2(v_\gamma-v_\zeta)}{E+\omega_\gamma-\omega_\zeta+P_\gamma(E)-P_\zeta(E)}\Bigg]. \quad (18)$$

При учете неадиабатичности в выражение $J_{\alpha\beta}(E)$ прибавляются следующие члены (в четвертом порядке включительно):

$$J^{(n)}_{\alpha\beta}(E)=\sum_{\nu,\nu'}\Bigg\{\frac{B^{(1)}_\alpha(\nu,\nu')\,B^{(1)}_\beta(\nu,\nu')}{E-\mathrm{E}_{\nu'}+\mathrm{E}_\nu}(\bar{n}_\nu-\bar{n}_{\nu'})+$$

$$+\sum_\gamma B^{*(2)}_{\alpha\gamma}(\nu,\nu')\,B^{*(2)}_{\gamma\beta}(\nu,\nu')\Bigg[\frac{(1+v_\alpha)\,\bar{n}_\nu}{E-\mathrm{E}_{\nu'}+\mathrm{E}_\nu-\omega_\alpha-P_\alpha(E)}-$$

$$-\frac{\bar{n}_{\nu'}\,v_\alpha}{E-\mathrm{E}_{\nu'}+\mathrm{E}_\nu+\omega_\alpha+P_\alpha(E)}\Bigg]\Bigg\}. \quad (19)$$

После подстановки (18) и (19) в формулу (16) легко убедиться, что вычисление корреляционной функции $<b_\beta(t)\,b_\alpha^+(0)>$ сводится к вычислению интегралов типа

$$\lim_{\varepsilon\to 0}\int d\omega\,(e^{\beta E}-1)^{-1}\Bigg\{\frac{e^{-iEt}}{E+i\varepsilon+\omega_\alpha+P_\alpha(E+i\varepsilon)}-$$

$$-\frac{e^{-iEt}}{\omega-i\varepsilon+\omega_\alpha+P_\alpha(E-i\varepsilon)}\Bigg\}. \quad (20)$$

Так как $P_\alpha(E \pm i\varepsilon) = \Delta\omega_\alpha(E) \mp i\pi\gamma_\alpha(E)$ (где $\Delta\omega_\alpha(E)$ и $\gamma_\alpha(E)$ — соответственно изменение энергии и затухание фонона типа α, сложным образом зависящие от E), интеграл (20) можно представить так

$$-\lim_{\varepsilon\to 0}\int dE\, \frac{2\pi i\gamma_\alpha(E)\,(e^{\beta E}-1)^{-1}\, e^{-iEt}}{[E+\omega_\alpha+\Delta\omega_\alpha(E)]^2+[\pi\gamma_\alpha(E)]^2}\,. \tag{21}$$

В общем случае вычисление интеграла (21) представляет значительную трудность. Однако в первом приближении теории величины $\Delta\omega_\alpha(E)$ и $\gamma_\alpha(E)$ можно заменить их значениями $\Delta\omega_\alpha$ и γ_α, получаемыми в максимуме функции спектрального распределения фонона ($E_{\max}\approx\omega_\alpha$), после чего интеграл легко вычисляется с помощью применения теоремы о вычетах.

Вычислив все интегралы, входящие в выражение $<b_\beta(t)\, b_\alpha^+(0)>$, получим формулу

$$<b_\beta(t)\, b_\alpha^+(0)> = \sum_\gamma \frac{1}{\omega_\alpha-\omega_\gamma} V^{(4)}_{\alpha\beta\gamma\gamma}\Phi_1(\alpha,\beta) +$$

$$+\sum_{\gamma,\zeta} V^{(3)}_{\alpha\gamma\zeta} V^{(3)}_{\beta\gamma\zeta}\{(1+v_\gamma+v_\zeta)\ \Phi_2(\alpha,\beta,\gamma+\zeta)+$$

$$+2(v_\gamma-v_\zeta)\ \Phi_2(\alpha,\beta,\gamma-\zeta)\}, \tag{22}$$

где

$$\Phi_1(\alpha,\beta) = (1+v_\alpha)\, e^{i\omega_\alpha t-\gamma_\alpha t} + (1+v_\beta)\, e^{i\omega_\beta t-\gamma_\beta t}, \tag{23}$$

$$\Phi_2(\alpha,\beta,\gamma) = \frac{(1+v_\alpha)\, e^{i\omega_\alpha t-\gamma_\alpha t}}{(\omega_\alpha-\omega_\beta)(\omega_\alpha-\omega_\gamma)} +$$

$$+\frac{(1+v_\beta)\, e^{i\omega_\beta t-\gamma_\beta t}}{(\omega_\beta-\omega_\alpha)(\omega_\beta-\omega_\gamma)} + \frac{(1+v_\gamma)\, e^{i\omega_\gamma t-\gamma_\gamma t}}{(\omega_\gamma-\omega_\alpha)(\omega_\gamma-\omega_\beta)}\,. \tag{24}$$

При учете неадиабатичности в выражении $<b_\beta(t)\, b_\alpha^+(0)>$ появляются также члены

$$\sum_{\nu,\nu'}\{B^{(1)}_\alpha(\nu,\nu')\, B^{(1)}_\beta(\nu,\nu')\ \Phi_2(\alpha,\beta,\nu'-\nu)+$$

$$+\sum_\gamma B^{*(2)}_{\alpha\gamma}(\nu,\nu')\, B^{*(2)}_{\gamma\beta}(\nu,\nu')[\bar{n}_\nu(1+v_\alpha)\ \Phi_2(\alpha,\beta,\nu'-\nu+\gamma)-$$

$$-\bar{n}_{\nu'}\, v_\alpha\ \Phi_2(\alpha,\beta,\nu'-\nu-\gamma)]\}.$$

В формулах (24) и (25) подразумевается, что частоты колебаний содержат поправку $\Delta\omega_\alpha$.

Подставляя (22) и (25) в формулу (1), легко получить формулы (5) и (12) для однофононного перераспределения.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 19.VI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. И. Степанов.* Люминесценция сложных молекул, Минск, 1955.
2. *В. М. Бонч-Бруевич, С. В. Тябликов.* Методы функций Грина в статистической механике, М., 1961.
3. *Ф. П. Сафарян, Л. Л. Крушинский.* Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 183 (1970).
4. *Л. Л. Крушинский, Ф. П. Сафарян.* ДАН АрмССР, 48, 36, 79 (1969).
5. *Ф. П. Сафарян, Л. Л. Крушинский.* Ученые записки ЕГУ, 2, 18 (1970).

ՏԱՏԱՆՈՂԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՊԱՇԱՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՎԵՐԱԲԱՇԽՈՒՄԸ ԲԱԶՄԱՏՈՄ ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ԵՎ ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԱԶԱՏՈՒԹՅԱՆ ԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ

Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Գրինի երկժամանակային (ջերմաստիճանային) ֆունկցիաների մեթոդով հաշված է տատանողական էներգիայի պաշարի, ըստ բազմատոմ համակարգի ազատության աստիճանների բաշխման պրոցեսի հավանականությունը։ Հաշվումների հիմքում ընկած է էլեկտրոն-ֆոնոն համակարգի ոչ ռելյատիվիստիկ ճշգրիտ համիլտոնյանի կիրառումը։ Հոդվածում ցույց է տրված, որ էներգիայի պաշարի վերաբաշխման պատճառը հանդիսանում են ոչ ներդաշնակ և ոչ ադիաբատ կապերը, որոնք տեղի ունեն համակարգի «քվազի նորմալ» տատանումների միջև։ Ընդ որում, այդ վերաբաշխումը ընթանում է կամ ուղղակի ճանապարհով՝ մի տատանողական մոդից մյուսը, կամ անուղղակի ճանապարհով՝ ներգրավելով միջանկյալ տատանողական կամ էլեկտրատատանողական վիրտուալ մակարդակներ։ Հոդվածում ուսումնասիրվում է նաև մեկ և երկֆոնոնային վերաբաշխման պրոցեսների կինետիկան և արդյունավետությունը։

THE DYNAMIC REARRANGEMENT OF THE RESERVE OF VIBRATION ENERGY BY THE DEGREES OF FREEDOM OF MULTI-ATOM MOLECULES AND MOLECULAR CRYSTALS

F. P. SAFARYAN

The probability of the rearrangement of the reserve of vibration energy by the degrees of freedom of multi-atom system is calculated by means of two-time temperature Green function method. The calculations are based on the exact non-relativistic Hamiltonian of electron-phonon system. The rearrangement is shown to be due to the anharmonic nonadiabatic connection between the „quasinormal" vibrations of the system. The kinetics and the efficiency of the processes of one- and two-phonon rearrangement is considered.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 449—456 (1975)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ДИФРАКЦИОННОГО СТЯГИВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, Г. М. АЛАДЖАДЖЯН, К. Г. ТРУНИ

Исследуются вопросы дифракционного стягивания рентгеновских лучей в системе из двух пластин равной толщины. Экспериментальное исследование зависимости эффекта стягивания от толщины пластин дает хорошее согласие с теорией. Детально исследуется вопрос о спектральном разложении рентгеновского излучения такой системой. Показано, что для успешного решения этой задачи нужно выбрать некоторую оптимальную толщину пластин интерферометра. Разрешающая сила интерферометра оказывается сравнительно малой. Однако она может быть увеличена применением асимметричного прохождения и отражений высоких порядков.

С развитием динамической теории дифракции рентгеновских лучей в последние годы открыты многочисленные новые интересные интерференционные эффекты.

Одним из таких эффектов является эффект дифракционного стягивания волновых пакетов внутри кристалла, теоретически предсказанного авторами работы [1]. В этой работе рассмотрены основные закономерности формирования рентгеновского волнового поля в случае последовательной дифракции первичного узкого пучка рентгеновских лучей в двух кристаллических блоках и показано, что в первой пластине происходит дифракционное размытие изображения входной щели, а во второй пластине происходит дифракционное стягивание (фокусировка) и восстанавливается первоначальная форма узкого пакета. Установлено, что система из двух пластин равной толщины является дифракционной линзой, собирающей дифрагированные лучи снова в узкий пучок толщиной менее экстинкционной длины, причем лучи с разной поляризацией собираются в одной и той же точке. Максимум волнового поля в центре дельты Бормана примерно на два порядка превышает интенсивность фона. Показано также, что качество линзы в прозрачных кристаллах возрастает по мере увеличения толщины пластин и уменьшения экстинкционной длины. Однако увеличение толщины пластин целесообразно лишь в определенных пределах, поскольку поглощение понижает высоту центрального пика быстрее, чем высоту фона, так как для первой справедлив обычный, а для второй — аномальный коэффициент поглощения.

В качестве одного из возможных вариантов применения рентгеновской дифракционной линзы указана задача о спектральном разложении рентгеновского излучения.

В работе [2] сообщается об экспериментальном обнаружении эффекта дифракционного стягивания узкого волнового пакета. Согласно этой работе общий характер распределения интенсивности пучков, выходящих из второй пластины интерферометра, совпадает с предсказанными теоретически в [2], однако экспериментально наблюдаемая картина несколько сложнее. Большая размытость центрального пика и появление дополнительных пиков, по мнению авторов [2], можно объяснить неоднородностями по толщине пластин интерферометра.

В работе [2] не исследована зависимость эффекта фокусировки от толщины пластин интерферометра, что имеет важное значение для более глубокого понимания эффекта. В указанной работе не исследован также вопрос о спектральном разложении рентгеновского излучения с помощью двухблочной системы с узким пучком.

В настоящей работе экспериментально исследуются вопросы дифракционного стягивания рентгеновских лучей в системе из двух пластин равной толщины. Детально исследуется зависимость эффекта стягивания от толщины пластин, а также вопрос о спектральном разложении рентгеновского излучения такой системой, другими словами, приводятся результаты экспериментального исследования основных теоретических выводов работы [1].

Методика работы

Из почти бездислокационного (плотность дислокаций менее 10 $см^{-2}$) монокристалла кремния была изготовлена система из двух плоскопараллельных пластин на общей основе. Пластины имели одинаковые толщины $z_1=z_2=450$ *мкм* (точность изготовления $\Delta z=\pm 3$ *мкм*). Отражающие плоскости (110) были перпендикулярны к большим поверхностям пластин и к основанию системы. Источником излучения служила трубка с *Mo* анодом с проекцией фокуса 0,4×0,4 *мм*².

Схема опыта приведена на рис. 1. Пучок рентгеновских лучей от источника *S* падает на монохроматор *M*, который изготовлен из кварца (отра-

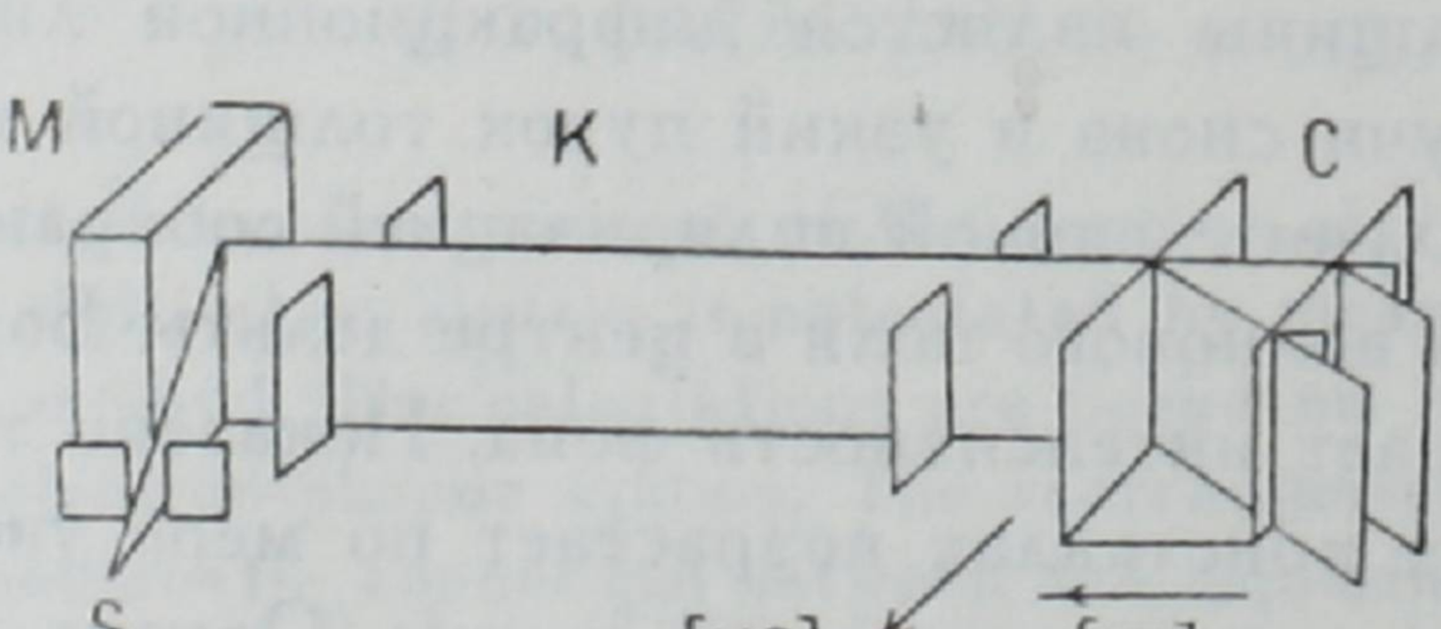
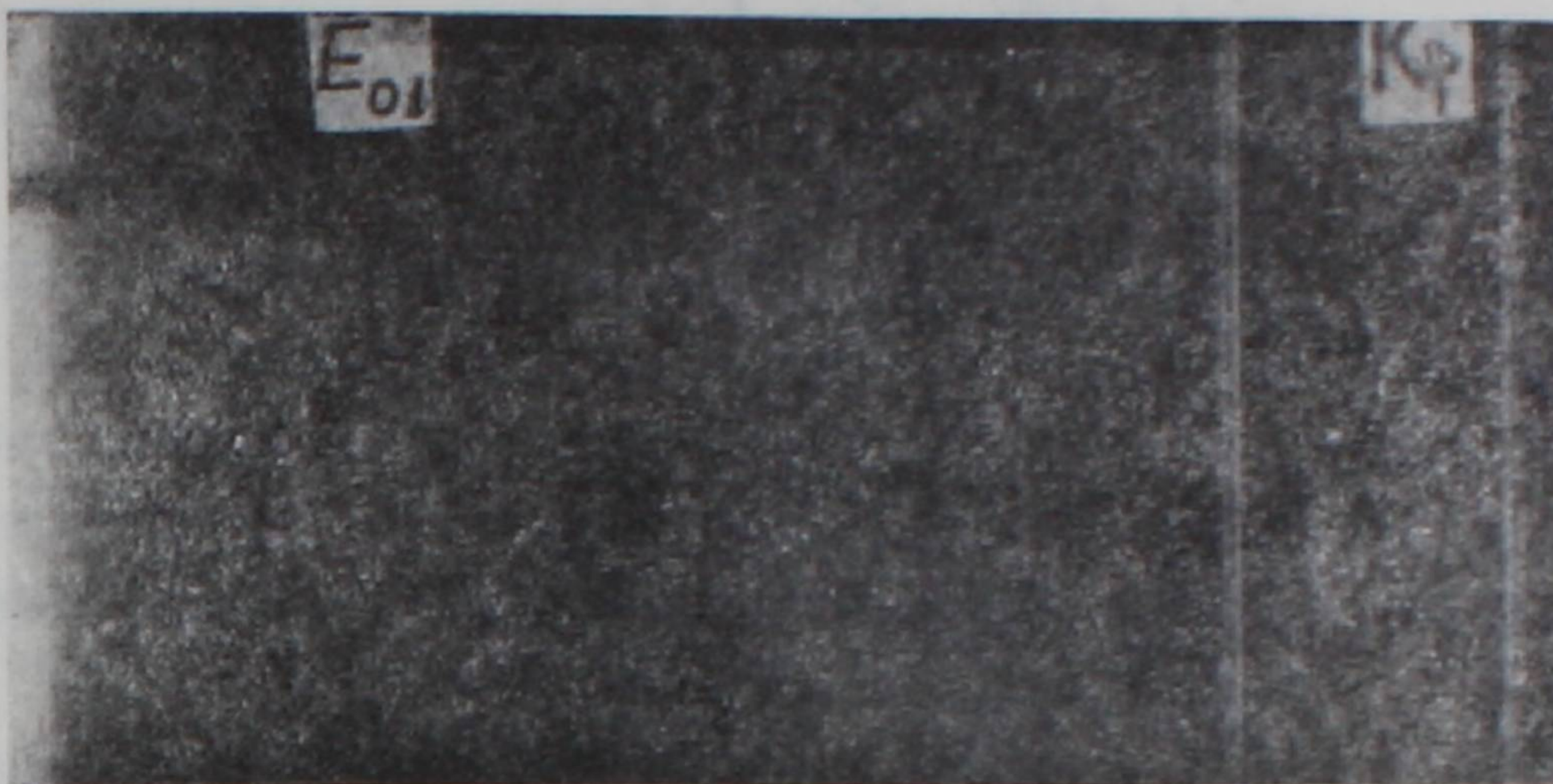


Рис. 1. Схема опыта: *S* — источник рентгеновского излучения, *M* — кварцевый монохроматор, *K* — коллиматор, *C* — двухблочный интерферометр.

жающая плоскость кварца—$(10\bar{1}1)$). Отражаясь от монохроматора, рентгеновский пучок проходит через коллиматор *K* длиной 300 *мм* и, выходя из щели коллиматора (ширина выходной щели—20 *мкм*), падает на образец *C*. Для исследования зависимости эффекта дифракционного стягивания рентгеновских лучей от толщины блоков изготовлены также другие интерферометры. В этих системах толщины каждого из двух блоков равны $z_1=z_2=0{,}3$; 0,7; 4 и 7 *мм*. На рис. 2 приведены снимки от следующих двухблочных систем: а) $z_1=z_2=0{,}45$ *мм*; б) $z_1=z_2=0{,}7$ *мм*.



а

б

Рис. 2. Топограммы пучков E_{01}, E_{10} и E_{11}, полученные от двухблочных интерферометров с толщиной блоков: *а*) $z_1=z_2=0{,}45$ *мм*, *б*) $z_1=z_2=0{,}7$ *мм*; отражение (220).

Обсуждение результатов

1. На рис. 2*а* приведены рентгенограммы, полученные от интерферометра с толщиной пластин $z_1=z_2=0{,}45$ *мм*, $\mu z_1=0{,}7$ (μ—линейный коэффициент поглощения), с большой точностью совпадающие с теоретической картиной. Например, в дважды дифрагированном пучке (пучок E_{01}) получается резкий максимум в центре дельты Бормана, а в пучках E_{10} и E_{11} кроме резких максимумов в центрах пучка наблюдаются и боковые максимумы на одном из краев дельты, причем пучки E_{10} и E_{11} зеркально-симметричны, как и следует из теории. Интенсивность центральных линий во всех пучках одинакова.

Схематическое объяснение наблюдаемых особенностей интерференционной картины с применением лучевого приближения дано на рис. 3. После первой пластины распределение интенсивности волновых пакетов E_1 и E_0 дается соответственно функциями влияния G_0 и G_1 (см. [3]). В пучке E_1 распределение интенсивности имеет симметричный вид с осцилляциями внутри дельты Бормана и с максимумами на краях этой дельты. Во втором кристалле часть лучей фокусируется в точке F_1, а другая часть создает фон в областях между точкой фокуса F_1 и краями дельты Бормана (точки A и D), причем распределение интенсивности в пучке E_{01} симмет-

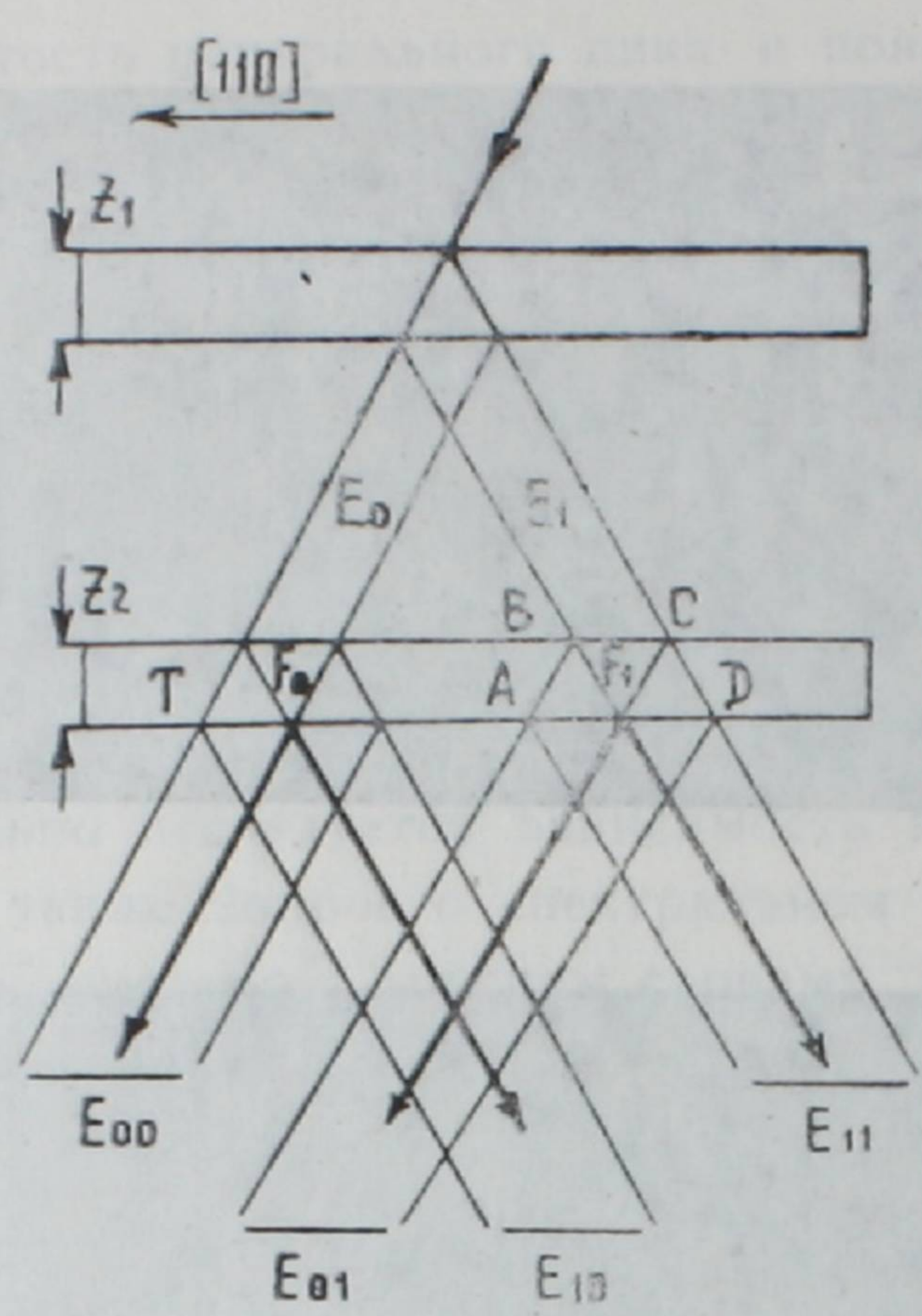


Рис. 3. Ход лучей в двухблочном интерферометре. F_0 и F_1— соответственно точки фокуса пучков E_0 и E_1.

рично относительно точки фокуса, а распределение в пучке E_{11} асимметрично, так как кроме резкого максимума в центре картины наблюдается боковой максимум у границы дельты в точке D. Интенсивность этого пучка в точке A равна нулю, поскольку в этой точке дают вклад лишь лучи тех волн, направления которых достаточно удалены от направления точного угла отражения.

В пучке E_0 распределение интенсивности асимметрично, так как на первый план выходит кинематическое изображение входной узкой щели. Интенсивность этого пучка на другом конце дельты равна нулю, ибо в этой области дают вклад лучи с направлением, сильно отличающимся от направления отражения.

Вследствие вышесказанного в пучке E_{00} на первый план выходит кинематическое изображение входной щели в точке T (этот пучок экспериментально не разрешим, он попадает в область первичного пучка). В пучке E_{10}, в соответствии со сказанным, кроме центральной линии наблюдается максимум в точке T. Дважды дифрагированный пучок имеет только центральный максимум и фон, созданный лучами, не фокусирующимися в точке F_1 и дающими вклад в областях DF_1 и AF_1. Пучок E_{11} кроме центральной линии имеет максимум в точке D, обусловленный лучами, падающими в область вокруг точки C и достаточно удаленными от условий отражения.

2. При толщине $z_1=z_2=0{,}25$ *мм* ($\mu z_1 \simeq 0{,}4$) экспериментальная интенсивность боковых максимумов в пучках E_{10} и E_{11} возрастает и становится примерно равной интенсивности центральной линии. В дважды дифрагированной волне интенсивность фона падает. Причину этих изменений нетрудно понять, основываясь на приведенных качественных соображениях. При таких толщинах интенсивность пучка на краях дельты Бормана после

первой пластины уменьшается незначительно и вследствие этого возрастает вклад лучей на краях дельты во второй пластине, тогда как интенсивность в фокусе изменяется незначительно.

3. При толщине $z_1 = z_2 = 0{,}7$ *мм* ($\mu z_1 \simeq 1{,}08$) экспериментальная интенсивность центральной линии продолжает оставаться большой, однако интенсивность поля между центральной и боковой линией увеличивается, и распределение интенсивности становится примерно равномерным во всей этой области. Как и следует из теоретических соображений, интенсивность фона по отношению к интенсивности центральной линии в пучке E_{01} возрастает.

Как известно [3], с увеличением толщины в поглощающем кристалле абсолютная величина функции влияния G_1 перестает осциллировать, и возмущение постепенно локализуется не у краев, а в центральной части дельты Бормана. При данной толщине ($\mu z_1 \simeq 1{,}08$) распределение интенсивности в пучке E_1 является почти равномерным по всему полю, чем и объясняется равномерное распределение интенсивности поля в пучке E_{11} в области DF_1 и AF_1. Однако нетрудно убедиться, что вклад полей от области BC больше в области DF_1, так как эти лучи дают вклад, в основном, в направлении прохождения.

С учетом зеркальной симметрии пучков E_{10} и E_{11} все сказанное верно и для распределения в пучке E_{10}.

4. При дальнейшем увеличении толщины (в частности, $z_1 = z_2 = 4$ *мм*, $\mu z_1 \simeq 6{,}2$) интенсивность в фокусе резко падает, а при еще большем значении ($z_1 = z_2 = 7$ *мм*, $\mu z_1 \simeq 10{,}8$) полностью исчезает. При таких толщинах распределение интенсивности в дифрагированном пучке после первой пластины полностью локализуется в центре дельты Бормана. Вследствие этого она сужается, что приводит к падению интенсивности в точке фокуса.

Разложение в спектр рентгеновского излучения с помощью двухблочного интерферометра

Для исследования спектроскопических параметров двухблочной системы эксперименты проводились без кварцевого монохроматора. Снимался спектр рентгеновского излучения с помощью качания интерферометра (с $\mu z_1 \simeq 0{,}7$). На рис. 4 приведен схематический ход лучей $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$. Так как для излучения $MoK\alpha_1$ угол Брэгга отличается от соответствующего угла для $MoK\alpha_2$, каждый из лучей образует свой фокус на выходной поверхности интерферометра (точки $F\alpha_1$ и $F\alpha_2$). Нетрудно убедиться, что расстояние между точками фокуса линий $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ равно

$$F_{\alpha_1} F_{\alpha_2} = d(\operatorname{tg}\theta_{K\alpha_2} - \operatorname{tg}\theta_{K\alpha_1}),$$

где d—воздушный промежуток между двумя пластинами интерферометра, а $\theta_{K\alpha_1}$ и $\theta_{K\alpha_2}$ — углы Брэгга для линий $MoK\alpha_1$ и $MoK\alpha_2$.

В отличие от обычных оптических линз угловая дисперсия для всех пучков, выходящих из интерферометра, одинакова, тогда как линейная дисперсия для пучка E_{11} больше, чем для пучков E_{10} и E_{01}. Действительно, линии $K\alpha_2$ и $K\alpha_1$ в пучке E_{11} расходятся из точки P_0 (рис. 4), а в пучках

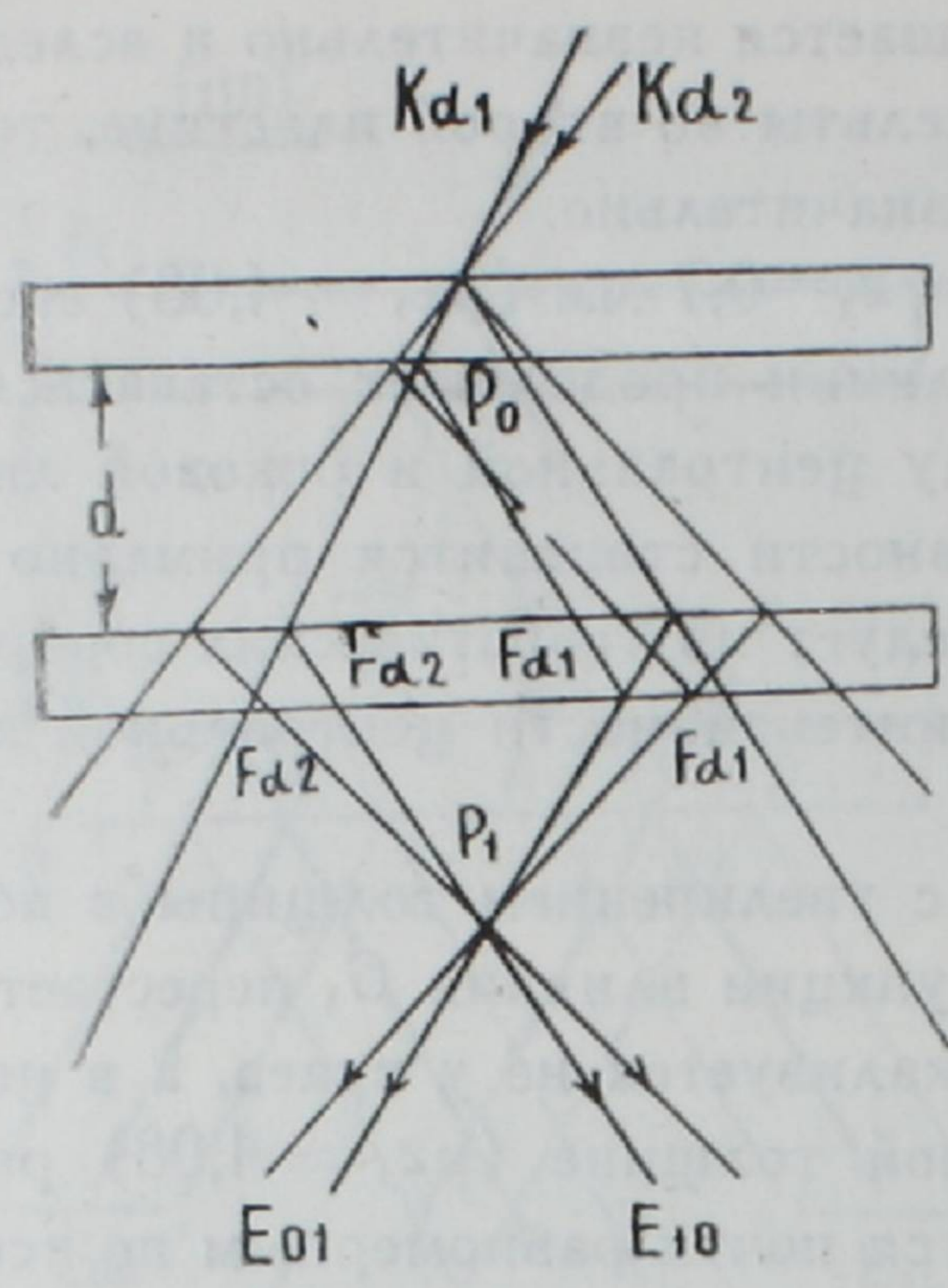


Рис. 4. Ход лучей $MoK\alpha_1$ и $MoK\alpha_2$ в интерферометре. F_{α_1} и F_{α_2}—соответственно точки фокуса для $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$.

E_{10} и E_{01} — из точки P_1. При $d \to 0$ линейная дисперсия всех пучков становится одинаковой, так как точки P_0 и P_1 совмещаются.

На рис. 5 приведен снимок спектра для пучков E_{10} и E_{11}. Отметим, что рентгеновская пленка располагалась за точкой P_1, так что линии $K\alpha_2$ по-

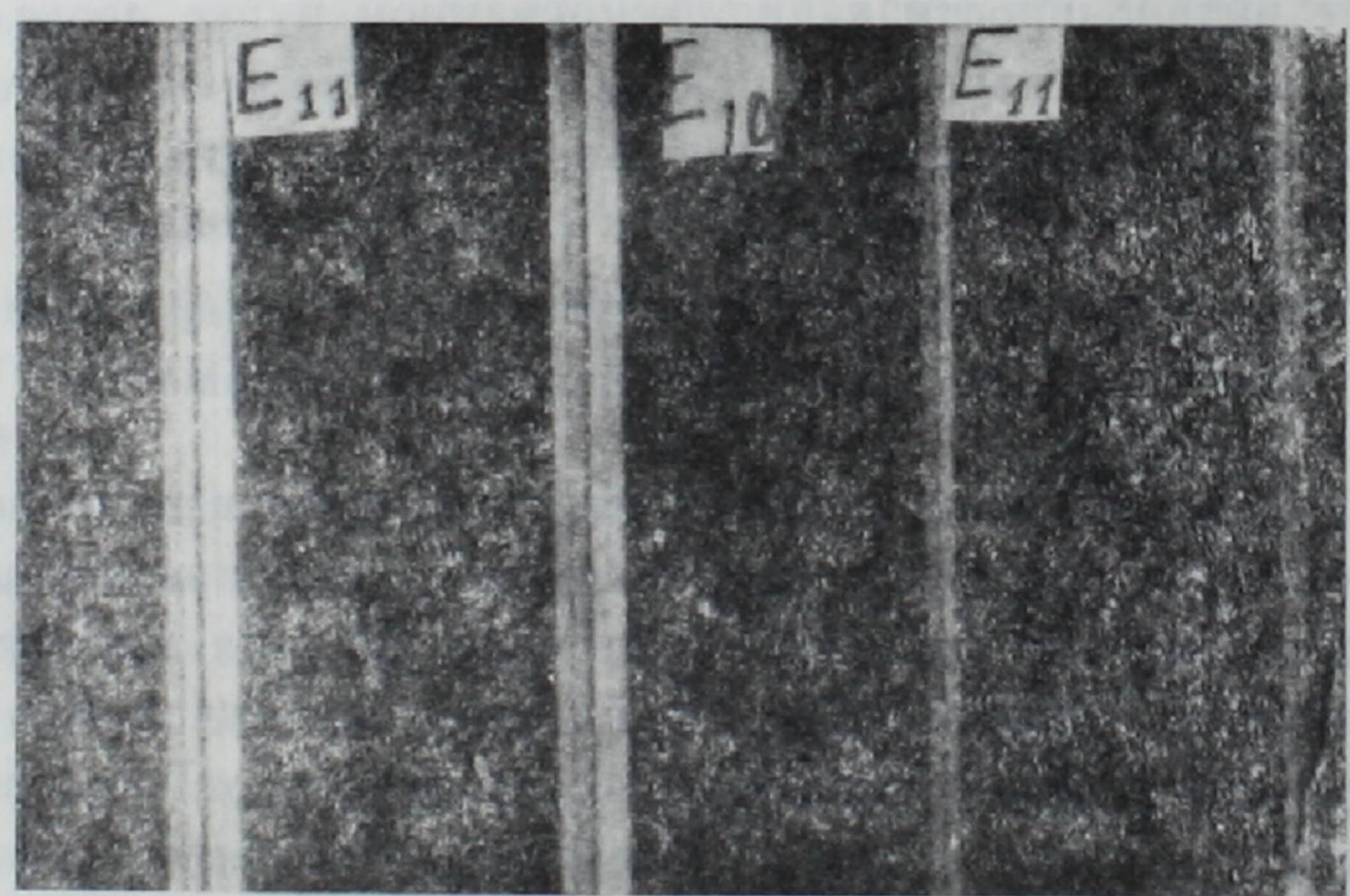


Рис. 5. Рентгеновский спектр для пучков E_{11} и E_{10}, полученный от интерферометра с $\mu z_1 = 0{,}7$.

лучались левее линий $K\alpha_1$ и $K\beta$. Далее определялась экспериментальная ширина линии, которая оказалась равной $(\Delta\lambda^{\text{экс}}/2)_{K\alpha_1} = 0{,}00057$ Å. Для сравнения в таблице приведены экспериментальные рентгеновские данные по естественной полуширине спектральной линии $MoK\alpha_1$, полученные на двухкристальном спектрометре по Брэггу (см. [4]) типа (1,1).

Таблица

Излучение	Отражающий кристалл	$(\Delta\lambda^{\text{экс.}}/2)_{K\alpha_1}$	Автор
$MoK\alpha_1$	Кварц $11\bar{2}0$	0,00027 Å	Parett
	Кварц 1120	0,000263 Å	Brogren
	Кальцит 221	0,000306 Å	Parett

Полученное нами значение полуширины спектральной линии $MoK\alpha_1$ примерно в три раза больше, чем данные, приведенные в таблице. Определив разрешающую силу интерферометра по формуле

$$P = \frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

где $\Delta\lambda = \Delta\lambda^{\text{экс.}} - \Delta\lambda^{\text{ест.}}$ ($\Delta\lambda^{\text{ест.}}$—естественная ширина линии $MoK\alpha_1$, вычисленная теоретически), получаем $P \simeq 2100$. Заметим, что разрешающая сила, например, однокристального спектрометра по Брэггу (отражение (220)) равна примерно 3600.

Уширение спектральной линии объясняется некоторой асимметрией центрального пика, обусловленной влиянием фона (в пучке E_{01}) и бокового максимума (в пучке E_{11}) (см. рис. 6). Полуширина линии окажется много меньше, если определить ее по пунктирной линии на рис. 6, которая рав-

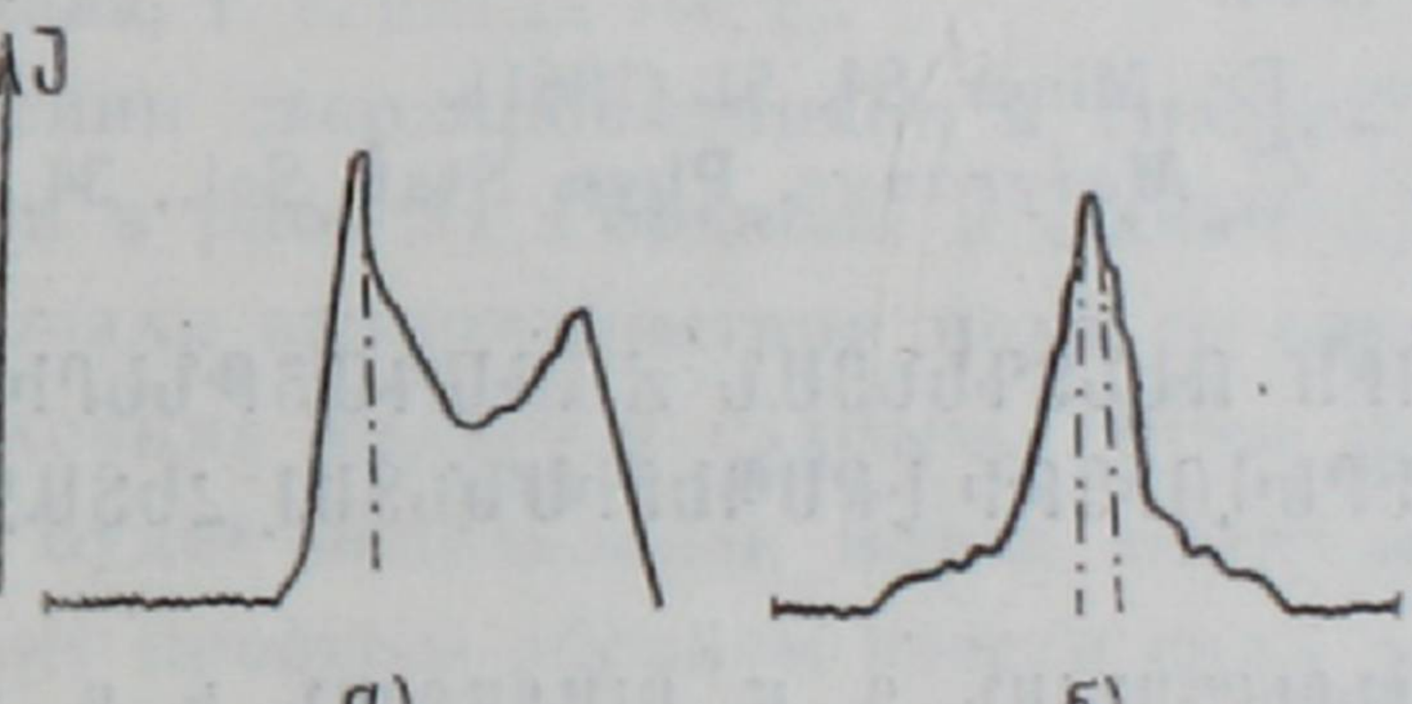


Рис. 6. Распределение интенсивности (по поперечному сечению) в пучках: *а*) E_{11} и *б*) E_{01}, полученное от интерферометра с $\mu z_1 = 0{,}7$; полуширина пика с пунктирной линией — около 20 *мкм*.

на ширине входной щели (около 20 *мкм*), или, если устранить влияние фона и бокового максимума, например, применив отражения более высокого порядка или асимметричное прохождение, первый из которых удаляет боковые максимумы от центрального, а второй понижает интенсивность боковой линии.

Основные выводы

1. Эксперимент, в основном, подтверждает основные теоретические выводы работы [1].

2. Экспериментальное исследование зависимости эффекта фокусировки от толщины пластин дает хорошее согласие с теорией.

3. В работах [5—6] показано, что при достаточно большой толщине ($\mu z \gg 1$) одна пластина с прохождением по Лауэ является хорошим монохроматором, вследствие чего получается сильное сужение выходящего волнового пакета и, следовательно, уменьшение расходимости выходящих пучков. Однако в нашем случае — в случае разложения в спектр — чрезмерное увеличение и чрезмерное уменьшение толщины пластин нецелесообразно, так как первое сильно понижает высоту центрального максимума, а второе резко увеличивает высоту бокового максимума. Следовательно, для более успешного решения задачи спектрального разложения рентгеновского излучения необходимо выбрать некоторую оптимальную толщину пластин ($\mu z_1 \simeq 0{,}7$).

4. Разрешающая сила интерферометра оказывается малой, однако, как показано, она может быть увеличена с помощью применения асимметричных прохождений и отражений высоких порядков.

Ереванский государственный университет

Поступила 30.I.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Инденбом, И. Ш. Слободецкий, К. Г. Труни.* ЖЭТФ, 66, 1110 (1974).
2. *Э. В. Суворов, В. И. Половинкина.* Письма ЖЭТФ, 20, 326 (1974).
3. *В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский.* УФН, 107, 229 (1972).
4. *З. Г. Пинскер.* Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, 1974.
5. *A. Authier.* Bull. Soc. Fr. Miner, 84, 51 (1961).
6. *M. Lefeld-Socnovska, C. Malgrange.* Phys. Stat. Sol., 34, 635 (1969).

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԶԳՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԷՔՍՊԵՐԻՄԵՆՏԱԼ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ԱԼԱՋԱՋՅԱՆ, Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Հետազոտվում է երկու հավասար հաստությամբ թիթեղների սիստեմում ռենտգենյան ճառագայթների դիֆրակցիոն ձգման հարցերը։ Փորձնական ճանապարհով հետազոտված ձգման երևույթի կախումը թիթեղների հաստությունից տալիս է լավ համապատասխանություն տեսության հետ։ Մանրամասն ուսումնասիրված է ռենտգենյան ճառագայթման սպեկտրալ տարալուծման հարցը այդպիսի սիստեմի կողմից։ Ցույց է տրված, որ այդ հարցի բարեհաջող լուծման համար հարկավոր է ընտրել ինտերֆերոմետրի թիթեղների օպտիմալ հաստությունը։

AN EXPERIMENTAL STUDY OF DIFFRACTION FOCUSING OF *X*-RAYS IN CRYSTALS

P. H. BEZIRGANYAN, G. M. ALADZHADZHYAN, K. G. TRUNI

Diffraction focusing of *X*-rays in a system of two plates of equal thickness is studied. The experimental results obtained for the dependence of the focusing effect on the plate thickness are in good accordance with the theory predictions. The decomposition of *X*-radiation into a spectrum by such a system is examined in detail and the existence of the optimal thickness of interferometer plates is shown. Though the resolution of such a spectrometer is not high, it may be increased by means of asymmetrical transition of *X*-rays and the application of higher order reflections.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10. 457—462 (1975)

СВЕРХПРОВОДНИК МАЛЫХ РАЗМЕРОВ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Т. К. МЕЛИК-БАРХУДАРОВ

В работе исследуется поведение сверхпроводников, удовлетворяющих условию парамагнитного предела, в сильных высокочастотных полях. Дан вывод уравнений нелинейной электродинамики сверхпроводников при учете действия поля на спины электронов и решена задача для случая вращающегося магнитного поля. Показано, что при выполнении условия резонанса переменное поле стимулирует сверхпроводимость.

В настоящей заметке рассматривается поведение сверхпроводника малых размеров в сильном высокочастотном поле. Размеры сверхпроводника определяются условием осуществления парамагнитного предела [1], т. е. случая, при котором достаточно учитывать действие поля только на спины электронов, но не на орбитальное движение,

$$d \ll a\left(\frac{\xi_0}{l}\right)^{1/2},$$

где a — межатомное расстояние, ξ_0 — параметр корреляции, l — длина свободного пробега электронов. Задача, таким образом, имеет смысл для сильно загрязненного сплава, т. е. когда $l \ll \xi_0$.

Задача о поведении сверхпроводников в сильных переменных полях была сформулирована в работах Горькова и Элиашберга [2]. Их уравнения, однако, не включали взаимодействия поля со спином электронов, которое в обычных условиях является слабым. Ниже для вывода основных соотношений теории будет использован метод, отличный от примененного ими, который позволит простым образом ввести спин электрона.

Будем исходить из выражения для гамильтониана сверхпроводника, записанного в приближении самосогласованного поля [3],

$$H_{\text{эф.}} = \int H_{\text{эф.}}(\mathbf{x})\, d\mathbf{x},$$

$$H_{\text{эф.}}(\mathbf{x}) = \psi_\alpha^+(\mathbf{x})\, \xi_{\alpha\beta}\, \psi_\beta(\mathbf{x}) + \frac{\gamma}{2}\left(\psi_\alpha^+(\mathbf{x})(\sigma h)_{\alpha\beta}\psi_\beta(\mathbf{x}) + \Delta(\mathbf{x})\, \psi_\uparrow^+(\mathbf{x})\, \psi_\downarrow(\mathbf{x}) + \right.$$

$$+ \Delta^*(\mathbf{x})\, \psi_\downarrow(\mathbf{x})\, \psi_\uparrow(\mathbf{x}), \tag{1}$$

где $\xi_{\alpha\beta}$ — одноэлектронный гамильтониан без взаимодействия поля со спином электрона, γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{h}$ — магнитное поле, $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ — матрицы Паули, $\Delta(\mathbf{x})$ — потенциал спаривания, определяемый при термодинамическом равновесии условием сомосогласования

$$\Delta(\mathbf{x}) = g\, \mathrm{Sp}\left[w_0\, \psi_\uparrow(\mathbf{x})\, \psi_\downarrow(\mathbf{x})\right], \tag{2}$$

g—константа взаимодействия электронов, а усреднение ведется по распределению Гиббса w_0 с гамильтонианом $H_{\text{эф.}}$.

Для обобщения задачи на неравновесный случай предположим, что вид гамильтониана сохраняется и в переменном поле, но усреднение в соотношении (2) проводится теперь по статистическому оператору, который возникает из равновесного распределения при включении переменного поля, т. е.

$$\Delta(\mathbf{x},\ t) = \mathrm{Sp}\left[w(t)\,\psi_{\uparrow}(\mathbf{x})\,\psi_{\downarrow}(\mathbf{x})\right], \tag{3}$$

где $w(t)$ удовлетворяет уравнению

$$i\,\frac{\partial w(t)}{\partial t} = \left[H_{\text{эф.}},\ w(t)\right]_{-} \tag{4}$$

с начальным условием $w(t_0) = w_0$.

Поскольку $H_{\text{эф.}}$ представляет собой билинейную форму операторов, задачу можно упростить, введя матричную величину

$$\hat{\rho}(\mathbf{x}|\mathbf{x}',\ t) = \mathrm{Sp}\,w(t)\ \times$$

$$\times\begin{Vmatrix} \psi_{\uparrow}^{+}(x')\psi_{\uparrow}(x) & \psi_{\downarrow}^{+}(x')\psi_{\uparrow}(x) - \psi_{\uparrow}(x)\psi_{\uparrow}(x') & \psi_{\uparrow}(x)\psi_{\downarrow}(x') \\ \psi_{\uparrow}^{+}(x')\psi_{\downarrow}(x) & \psi_{\downarrow}^{+}(x')\psi_{\downarrow}(x) - \psi_{\downarrow}(x)\psi_{\downarrow}(x') & \psi_{\downarrow}(x)\psi_{\downarrow}(x') \\ \psi_{\uparrow}^{+}(x')\psi_{\uparrow}^{+}(x) & \psi_{\downarrow}^{+}(x')\psi_{\uparrow}(x) - \psi_{\uparrow}^{+}(x)\psi_{\uparrow}(x') & \psi_{\uparrow}(x)\psi_{\downarrow}(x') \\ -\psi_{\uparrow}^{+}(x')\psi_{\downarrow}(x) & -\psi_{\downarrow}^{+}(x')\psi_{\downarrow}(x)\quad \psi_{\downarrow}^{+}(x)\psi_{\downarrow}(x') & -\psi_{\downarrow}^{+}(x)\psi_{\downarrow}(x') \end{Vmatrix}, \tag{5}$$

$$\Delta(\mathbf{x},\ t) = g\hat{\rho}_{14}(\mathbf{x}|\mathbf{x},t). \tag{6}$$

Уравнение для $\hat{\rho}$ получается дифференцированием по времени каждой компоненты $\hat{\rho}$ и использованием (4). В итоге получим

$$i\,\frac{\partial\rho}{\partial t} = [\hat{H},\hat{\rho}]_{-}. \tag{7}$$

Фигурирующий в (7) одночастичный гамильтониан $\hat{H}$ имеет вид

$$\hat{H} = \xi\hat{\gamma}_0 - \frac{\gamma}{2}\,h_z\hat{D}_3 + \frac{\gamma}{2}\left(h_x\hat{s}_1 - h_y\hat{D}_2\right) - \Delta\hat{p}_1, \tag{8}$$

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t).$$

Здесь использованы матрицы Дирака

$$\hat{\gamma}_0 = \begin{Vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{Vmatrix},\quad \hat{p}_i = \begin{Vmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{Vmatrix},\quad \hat{s}_i = \begin{Vmatrix} \sigma_i & 0 \\ 0 & \sigma_i \end{Vmatrix},\quad \hat{D}_i = \begin{Vmatrix} -\sigma_i & 0 \\ 0 & \sigma_i \end{Vmatrix}.$$

Имея в виду рассматриваемую задачу, мы не включили в гамильтониан (8) взаимодействие поля с орбитальным движением, а также предположили, что Δ — действительная величина.

В равновесном случае ρ есть фермиевская функция от $\hat{H}_0$

$$\hat{\rho}_0 = \left[\exp\left(\frac{\hat{H}_0}{T}\right) + 1\right]^{-1}. \tag{9}$$

Решение (7) можно выразить через оператор эволюции системы $\hat{U}(t, t')$, описываемой гамильтонианом $\hat{H}$,

$$i \frac{\partial \hat{U}(t, t')}{\partial t} = \hat{H}(t) \hat{U}(t, t'),$$

$$\hat{U}(t, t) = 1. \tag{10}$$

Непосредственной проверкой можно убедиться, что имеет место соотношение

$$\hat{\rho} = \hat{\rho}_0 - i \int_{t_0}^{t} \hat{U}(t, t') [\hat{V}(t'), \hat{\rho}_0] \hat{U}(t', t)\, dt'. \tag{11}$$

Если начальный момент t_0 взять на $-\infty$, то $\hat{\rho}$ можно привести к другому виду, в котором она выражается через запаздывающие и опережающие функции Грина системы с гамильтонианом $\hat{H}$,

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H}\right) \hat{G}^{R(A)}(t, t') = \delta(t - t'),$$

$$\hat{G}^{R}(t < t') = \hat{G}^{A}(t > t') = 0. \tag{12}$$

Для проведения преобразования необходимо воспользоваться уравнениями для $\hat{G}^{R(A)}$ в интегральной форме, а также соотношениями

$$\hat{U}(t, t') = i[\hat{G}^{R}(t, t') - \hat{G}^{A}(t, t')],$$

$$\hat{\rho}_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(t')\, e^{-i\hat{H}_0 t'}\, dt', \tag{13}$$

$\rho(t')$ — фурье-компонента фермиевской функции распределения.

После простых алгебраических преобразований получим второе выражение для $\hat{\rho}$

$$\hat{\rho} = i \int_{-\infty}^{t} dt_1 [\hat{G}^{R}(t, t_1) \rho(t_1 - t) - \hat{G}^{A}(t_1, t) \rho(t - t_1)] +$$

$$+ \int_{-\infty}^{0} dt_1 \int dt_2\, \hat{G}^{R}(t, t_1) [\hat{V}(t_2) - \hat{V}(t_1)] \hat{G}^{A}(t_2, t_1) \rho(t_1 - t_2), \tag{14}$$

которое имеет ту же форму, что и в [2], с тем отличием, что число компонент функций Грина увеличилось в четыре раза из-за учета действия поля на спин электрона.

Дальнейшая процедура состоит в том, что надо найти общее решение для $\hat{G}^{R(A)}$ с произвольной функцией $\Delta(t)$, подставить его в (14) и из условия самосогласования найти Δ. Очевидно, что в общем случае сделать это не представляется возможным. Задача, однако, становится решаемой, если в качестве возмущения взять вращающееся поле

$$\mathbf{h} = (h_1 \cos \omega t,\ h_1 \sin \omega t,\ h_0).$$

В этом случае легко убедиться, что $\Delta(t)$ не зависит от времени. Это можно сделать, либо разлагая (14) по возмущению, либо в предположении о постоянстве Δ решить задачу и увидеть, что условие самосогласования не приводит к противоречию.

В соответствии со сказанным решение для гриновских функций найдем переходом к вращающейся системе координат

$$\hat{G}^{R(A)}(t, t') = e^{-\frac{i\omega}{2} t\hat{D}_3} \hat{\tilde{G}}^{R(A)}(t-t') e^{i\frac{\omega}{2} t'\hat{D}_3}, \tag{15}$$

где $\hat{\tilde{G}}^{R(A)}$ удовлетворяет уравнению

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} - \hat{\tilde{H}}\right)\tilde{G}^{R(A)}(t-t') = \delta(t-t') \tag{16}$$

с не зависящим от времени гамильтонианом $\hat{\tilde{H}}$

$$\hat{\tilde{H}} = \xi\hat{\gamma}_0 - \frac{(\omega_0-\omega)}{2}\hat{D}_3 + \frac{\omega_1}{2}\hat{s}_1 - \Delta\hat{p}_1,\ \omega_0 = \gamma h_0,\ \omega_1 = \gamma h_1,$$

благодаря чему функции Грина для чистого сверхпроводника вычисляются переходом к компонентам Фурье.

Опуская промежуточные вычисления, приведем окончательный результат

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{4(2\pi)^3}\int\frac{d\mathbf{p}}{E}\left\{\left(1+\frac{\omega_0-\omega}{\sqrt{(\omega_0-\omega)^2+\omega_1^2}}\right)\left[1-\rho\left(E+\frac{\Omega^+}{2}\right)-\right.\right.$$
$$\left.-\rho\left(E-\frac{\Omega^-}{2}\right)\right]+\left(1-\frac{\omega_0-\omega}{\sqrt{(\omega_0-\omega)^2+\omega_1^2}}\right)\left[1-\rho\left(E-\frac{\Omega^+}{2}\right)-\right. \tag{17}$$
$$\left.\left.-\rho\left(E+\frac{\Omega^-}{2}\right)\right]\right\}.$$

Здесь $E = \sqrt{\xi^2+\Delta^2}$, $\Omega^\pm = \pm\omega + \sqrt{(\omega-\omega_0)^2+\omega_1^2}$, ρ—фермиевская функция.

Положив в (17) $\Delta = 0$, можно определить зависимость критической температуры от параметров задачи.

Рассмотрим два частных случая.

1. $\omega = 0$. Уравнение (17) примет вид

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{2(2\pi)^3}\int\frac{d\mathbf{p}}{E}\left[1-\rho\left(E+\frac{1}{2}\sqrt{\omega_0^2+\omega_1^2}\right)-\rho\left(E-\frac{1}{2}\sqrt{\omega_0^2+\omega_1^2}\right)\right], \tag{18}$$

что соответствует равновесной задаче с полем $h = \sqrt{h_0^2+h_1^2}$.

2. $\omega_0 = \omega_1 = \omega$. В этом случае имеем

$$\frac{1}{g} = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int \frac{d\mathbf{p}}{E} \left[1 - \rho(E) - \frac{1}{2}\rho(E+\omega_0) - \frac{1}{2}\rho(E-\omega_0) \right]. \quad (19)$$

Следуя обычной процедуре, удобно выразить $\frac{1}{g}$ через критическую температуру сверхпроводника в отсутствии внешнего поля и представляя ρ в виде ряда по частотам

$$\rho(E) = \frac{1}{2} - T \sum_n \frac{E}{\omega_n^2 + E^2}, \quad \omega_n = 2\pi\left(n + \frac{1}{2}\right) T,$$

в (18) и (19) выполнить интегрирование по $\mathbf{p}$.

В результате (18) переходит в выражение

$$\ln \frac{T_{c_0}}{T_c} = \chi^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\left(n+\frac{1}{2}\right)\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)^2 + \chi^2\right]},$$

а из (19) получаем

$$\ln \frac{T_{c_0}}{T_c} = \chi^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\left(n+\frac{1}{2}\right)\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)^2 + 2\chi^2\right]},$$

h — амплитуда поля, $\chi = \frac{\gamma h}{4\pi T_c}$.

Появление перед χ^2 двойки целиком меняет картину. Действительно, поскольку при $\chi \gg 1$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\left(n+\frac{1}{2}\right)\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)^2 + \chi^2\right]} \cong \frac{1}{\chi^2} \ln \chi\pi,$$

то в равновесном случае имеем

$$\ln \frac{T_{c_0}}{T_c} = \ln \frac{\gamma h^*}{4 T_c}, \quad (20)$$

или $h^* = \frac{4T_c}{\gamma}$, что налагает ограничение на допустимую величину поля, в то время, как в неравновесном случае

$$\ln \frac{T_{c_0}}{T_c} = \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{2}\gamma h}{4T_c},$$

или

$$T_c = T_{c_0} \frac{h^*}{\sqrt{2}\, h}, \quad \frac{h^*}{h} \ll 1, \quad (21)$$

т. е. при выполнении условия $\omega_0 = \omega_1 = \omega$ сверхпроводимость существует при произвольных полях.

Полученный результат сохраняется и при введении в сверхпроводник немагнитных примесей, если пренебрегается спин-орбитальным взаимодействием. Это происходит потому, что в парамагнитном пределе рассеяние на таких примесях не связывает орбитальное движение с движением спина.

Отметим, наконец, что интерес к изучению поведения сверхпроводников в сильных высокочастотных полях связан с надеждой, что такие поля могут стимулировать сверхпро̀водимость. Как видно из вышеизложенного, в рассмотренном случае это имеет место.

В заключение выражаю благодарность Л. П. Горькову за ценные замечания.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 20.XII.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Fulde*. Adv. in Phys., 22, 667 (1973).
2. *Л. П. Горьков, Г. М. Элиашберг*. ЖЭТФ, 54, 612 (1968); 56, 1297 (1969).
3. *П. Де Жен*. Сверхпроводимость металлов и сплавов, Изд. Мир, 1968.

ՓՈՔՐ ՉԱՓԵՐԻ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉԸ ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Թ. Կ. ՄԵԼԻՔ-ԲԱՐԽՈՒԴԱՐՈՎ

Աշխատանքում հետազոտված է պարամագնիսական սահմանին բավարարող գերհաղորդիչների վարքը բարձր հաճախականության դաշտերում։ Հաշվի առնելով էլեկտրոնների սպինների վրա դաշտի ազդեցությունը, դուրս են բերված գերհաղորդիչների ոչ գծային էլեկտրադինամիկայի հավասարումները և լուծված է խնդիրը պտտվող դաշտի դեպքում։ Ցույց է տրված, որ ռեզոնանսի պայմանի առկայության դեպքում փոփոխական դաշտը առաջացնում է ստիպողական գերհաղորդականություն։

SMALL SIZE SUPERCONDUCTOR IN ALTERNATING MAGNETIC FIELD

T. K. MELIK-BARKHUDAROV

The behaviour of superconductors in the strong, high frequency magnetic fields is studied in the paramagnetic limit. The derivation of the equations of non-linear electrodynamics of the superconductors allowing for the action of the field on electrons spins is given and the problem is solved in the case of rotating magentic field. It is shown that the alternating field stimulates superconductivity in the resonance case.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 463—467 (1975)

РАСПАД ЭКСИТОНА НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ ТОЛЩИНЫ ТОНКОЙ КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ

А. А. КИРАКОСЯН, Р. ШЁПКЕ

Получено выражение для вероятности распада экситона большого радиуса на неоднородностях толщины тонкой полупроводниковой пленки в условиях проявления квантового размерного эффекта. Приведены численные оценки для вероятности распада в пленке JnSh при определенном выборе корреляционной функции.

Исследование процесса распада экситона представляет определенный интерес как с теоретической точки зрения, так и в связи с конкретными вопросами экситонной физики. В частности, распад экситона может являться одним из возможных механизмов генерации свободных электронов и дырок в полупроводниках. Процесс распада экситона, взаимодействующего с примесными атомами, а также с фононами, в атомных полупроводниках был исследован в [1—5]. Общая задача распада экситона большого радиуса в массивных образцах в случайном поле рассмотрена в [6].

В настоящей работе рассматривается конкретный механизм распада экситона Мотта в тонкой полупроводниковой пленке в условиях проявления квантового размерного эффекта; в качестве случайного поля выступает совокупность неоднородностей по толщине пленки.

В приближении двух параболических зон с минимумами в центре зоны Бриллюэна уравнение для электронно-дырочной пары запишется в виде [7]

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m_n^*}\nabla^2_{\mathbf{r}_n}-\frac{\hbar^2}{2m_p^*}\nabla^2_{\mathbf{r}_p}-\frac{e^2}{\chi|\mathbf{r}_n-\mathbf{r}_p|}\right\}\psi(\mathbf{r}_n,\ \mathbf{r}_p)=E\psi(\mathbf{r}_n,\ \mathbf{r}_p), \tag{1}$$

где m_n^* и m_p^* — эффективные массы электрона и дырки, $\mathbf{r}_n$ и $\mathbf{r}_p$ — их координаты, χ — диэлектрическая проницаемость среды.

Будем считать, что радиус экситонов в среде $r_0 > L$, где L — толщина пленки. Это условие выполняется, например, для InSb, где $r_0 \simeq 10^{-5}$ *см*, а размерное квантование наблюдается при $L \lesssim 3\cdot 10^{-6}$ *см* [8]. При этом входящее в (1) расстояние между электроном и дыркой можно заменить их расстоянием в плоскости пленки $|\boldsymbol{\rho}_n - \boldsymbol{\rho}_p|$, вследствие чего (1) распадется на три независимых уравнения, описывающих движение электронно-дырочной пары в плоскости пленки и свободное движение электрона и дырки по оси z, перпендикулярной к плоскости пленки.

После перехода к новым переменным

$$\mathbf{r}=\boldsymbol{\rho}_n-\boldsymbol{\rho}_p,\quad \mathbf{R}=\frac{m_n\boldsymbol{\rho}_n+m_p\boldsymbol{\rho}_p}{m_n+m_p}, \tag{2}$$

где m_n и m_p — эффективные массы электрона и дырки в плоскости пленки, $M=m_n+m_p$, полную волновую функцию и энергетический спектр экситона, находящегося в основном состоянии, можно записать в виде [9]

$$\psi_0=\frac{2}{L}\sin\frac{\pi}{L}Z_n\sin\frac{\pi}{L}Z_p\frac{1}{\sqrt{S}}\exp\left(-i\mathbf{k}_0\mathbf{R}\right)\frac{4}{r_0\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{2r}{r_0}\right),\qquad(3)$$

$$E_0=\frac{\hbar^2}{2m_{n\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2}{2m_{p\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2\mathbf{k}_0^2}{2M}-2\varepsilon_0.\qquad(4)$$

Здесь $m_{n\perp}$ и $m_{p\perp}$ — поперечные эффективные массы электрона и дырки, S — площадь пленки, $\mathbf{k}_0$ — волновой вектор экситона, ε_0 — экситонная постоянная Ридберга в среде [7].

В дальнейшем взаимодействием между электроном и дыркой после распада экситона будем пренебрегать. Тогда волновую функцию и спектр энергии электрона и дырки в конечном состоянии можно представить в виде

$$\psi_n=\left(\frac{2}{L}\right)^{1/2}\sin\frac{\pi}{L}Z_n\frac{1}{2\pi\sqrt{S}}\exp\left[-i\mathbf{k}_n\left(\mathbf{R}+\frac{m_p}{M}\mathbf{r}\right)\right],\qquad(5)$$

$$\psi_p=\left(\frac{2}{L}\right)^{1/2}\sin\frac{\pi}{L}Z_p\frac{1}{2\pi\sqrt{S}}\exp\left[-i\mathbf{k}_p\left(\mathbf{R}-\frac{m_n}{M}\mathbf{r}\right)\right],\qquad(6)$$

$$E_n=\frac{\hbar^2}{2m_{n\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2\mathbf{k}_n^2}{2m_n},\ E_p=\frac{\hbar^2}{2m_{p\perp}}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2+\frac{\hbar^2\mathbf{k}_p^2}{2m_p},\qquad(7)$$

где $\mathbf{k}_n$ и $\mathbf{k}_p$ — волновые векторы электрона и дырки после распада экситона.

Приведенные в (7) выражения для спектра энергии соответствуют случаю пленки с идеально гладкими поверхностями, т. е. решению невозмущенной задачи. Неоднородность пленочной толщины учтем введением потенциала возмущения

$$V=-\frac{\hbar^2\pi^2}{L^3\sqrt{S}}\sum_{\mathbf{k}}\left[\Delta_1(\mathbf{k})-\Delta_2(\mathbf{k})\right]\left[\frac{1}{m_{n\perp}}\exp\left(-i\frac{m_p}{M}\mathbf{kr}-i\mathbf{kR}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{m_{p\perp}}\exp\left(i\frac{m_n}{M}\mathbf{kr}-i\mathbf{kR}\right)\right],\qquad(8)$$

где $\Delta_1(\mathbf{k})$ и $\Delta_2(\mathbf{k})$ — фурье-образы случайных неоднородностей толщин $\Delta_1(\mathbf{r})$ и $\Delta_2(\mathbf{r})$ [6]. Выражение (8) получено при условии $|\Delta_{1,\,2}/L|\ll 1$, что является одним из условий проявления КРЭ [10].

Вероятность перехода в единицу времени пропорциональна квадрату модуля соответствующего матричного элемента возмущения

$$P=\frac{2\pi}{\hbar}|M|^2\delta(E_f-E_i),\qquad(9)$$

где E_f и E^i — энергия конечного и начального состояний, δ-функция обеспечивает сохранение энергии системы в процессе перехода. Из законов сохранения энергии и импульса получаются ограничения на области изменения $|\mathbf{k}|$ и $|\mathbf{k}_0|$

$$k_1\leqslant k\leqslant k_2,$$

где

$$k_{1,2}=k_0\mp\sqrt{k_0^2-\frac{M}{\mu r_0^2}(4+\beta^2r_0^2)}\ ,\ k_0\geqslant\frac{1}{r_0}\sqrt{\frac{M}{\mu}(4+\beta^2r_0^2)},\qquad(10)$$

$$\beta = \frac{1}{M}(m_p \mathbf{k}_n - m_n \mathbf{k}_p), \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p}. \tag{11}$$

Для получения окончательного выражения для вероятности распада следует усреднить (9) по направлению начальной скорости экситона и по случайному полю. Кроме того, считая, что совокупность экситонов в пленке представляет собой двумерный идеальный газ с максвелловским распределением скоростей, следует произвести также усреднение по начальным скоростям экситонов с двумерной функцией распределения

$$f(v) = \frac{M}{2\pi T} v \exp\left(-\frac{Mv^2}{2T}\right), \tag{12}$$

где T — температура в энергетических единицах.

После несложных, но достаточно длинных вычислений для усредненной вероятности распада в единицу времени получим следующее выражение:

$$W = \frac{2\pi^5 \hbar r_0 T}{L^6 \varepsilon_0 (m_n + m_p)^2} \left(\frac{m_n^{3/2}}{m_{n\perp}} + \frac{m_p^{3/2}}{m_{p\perp}}\right)^2 \exp\left(-\frac{2\varepsilon_0}{T}\right) \times$$
$$\times \int_0^\infty \eta \psi_1(\eta r_0) J_0\left(2\eta \sqrt{\frac{M}{\mu}}\right) d\eta, \tag{13}$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя действительного аргумента, $\eta = \frac{1}{r_0}|\rho_1 - \rho_2|$,

$$\psi_1(\eta r_0) = \langle \Delta(\rho_1) \Delta(\rho_2) \rangle \tag{14}$$

есть корреляционная функция поверхностных неоднородностей [12]. При получении (13) было сделано предположение, основанное на том, что основной вклад в вероятность распада дают экситоны, кинетическая энергия которых порядка минимальной энергии, разрешающей распад. Число экситонов с бо́льшей кинетической энергией экспоненциально мало, поэтому их вкладом в полную вероятность распада было пренебрежено.

Для конкретных вычислений необходимо задать явный вид корреляционной функции $\psi_1(\eta r_0)$, определенной согласно (14). Предположим, что ее можно представить в виде (см. [6])

$$\psi_1(\eta r_0) = \psi_0 F(\eta), \tag{15}$$

где

$$\psi_0 = \langle \Delta_1(\rho) \Delta_1(\rho) \rangle, \tag{16}$$

а $F(\eta)$ обладает следующими физически очевидными свойствами:

$$F(0) = 1,$$
$$F(\eta) \simeq 0 \quad \text{при} \quad \eta > \xi_0 / r_0. \tag{17}$$

Величина ξ_0 — линейный размер области, где корреляционная функция отлична от нуля.

Если в качестве $F(\eta r_0)$, удовлетворяющей (17), взять функцию

$$F(\eta r_0) = \exp\left(-\frac{r_0}{\xi_0}\eta\right),$$

то из (13) для вероятности получим следующее выражение:

$$W = \frac{2\pi^5 \hbar r_0^2 T \gamma^2}{L^4 \varepsilon_0 (m_n + m_p)^2 \xi_0} \left(\frac{m_n^{3/2}}{m_{n\perp}} + \frac{m_p^{3/2}}{m_{p\perp}}\right)^2 \exp\left(-\frac{2\varepsilon_0}{T}\right)\left[\left(\frac{r_0}{\xi_0}\right)^2 + 4\frac{M}{\mu}\right]^{-3/2}, \tag{18}$$

где $\gamma = (\psi_0/L^2)^{1/2}$ — малый параметр работы [12].

Приведем результаты ориентировочных численных оценок для $InSb$. Предполагая, что

$$\frac{m_p}{m_n} \sim \frac{m_p^*}{m_n^*} \simeq 46, \quad \frac{m_n}{m_{n\perp}} \sim \frac{m_p}{m_{p\perp}} \sim 1. \quad r_0 \sim 3\xi_0, \quad \gamma \sim 0{,}1,$$

$$\frac{m_n}{m_0} \simeq 0{,}0013, \quad \varepsilon_0 \simeq 7\cdot 10^{-4} \textit{ эв}, \quad r_0 \simeq 6\cdot 10^{-6} \textit{ см}, \quad L \simeq 3\cdot 10^{-6} \textit{ см},$$

из (18) для вероятности распада получим

$$W \simeq 9\cdot 10^7\, T \exp\left(-\frac{15}{T}\right) \; (T \text{ — в градусах}).$$

При $T \simeq 10°$К имеем

$$W \simeq 2\cdot 10^8 \textit{ сек}^{-1}.$$

В заключение выражаем благодарность Э. М. Казаряну за обсуждение полученных в работе результатов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.XI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Г. Самойлович, В. М. Кондратенко.* ЖЭТФ, 31, 596 (1956).
2. *А. А. Липник,* ЖТФ, 27, 2774 (1957).
3. *А. А. Липник.* ФТТ, 1, 726 (1959).
4. *А. А. Липник.* ФТТ, 11, 2644 (1960).
5. *А. А. Липник.* ФТТ, 12, 2322 (1961).
6. *В. Л. Бонч-Бруевич, В. Д. Искра.* ФТП, 10, 1948 (1971).
7. *Р. Нокс.* Теория экситонов, Изд. Мир, М., 1966.
8. *О. Н. Филатов, И. А. Карпович.* ФТТ, 11, 1637 (1969).
9. *Р. Л. Энфиаджян.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1973.
10. *В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер.* Радиотехника и электроника, 11, 1147 (1966).
11. *Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш.* Специальные функции, Изд. Наука, М., 1964.
12. *Э. М. Казарян, А. А. Киракосян.* Препринт ЕГУ, 72—05, Ереван, 1973.

ԷՔՍԻՏՈՆԻ ՏՐՈՀՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Ռ. ՇԵՊԿԵ

Ստացված է մեծ շառավիղով էքսիտոնի՝ կիսահաղորդչային բարակ թաղանթի հաստության անհամասեռությունների վրա տրոհման հավանականության համար արտահայտություն *քվանտային չափային էֆեկտների առկայության դեպքում։ Որոշակի կորելյացիոն ֆունկցիայի դեպքում բերված են տրոհման հավանականության թվային գնահատումները* InSb *թաղանթի համար։*

THE EXCITON DECAY ON THE THICKNESS INHOMOGENEITIES OF A SEMICONDUCTOR QUANTIZED THIN FILM

A. A. KIRAKOSSYAN, R. SHÖPKE

The expression for the probability of the decay of large-radius exciton on the inhomogeneities of thickness under the condition of quantum-dimensional-effect in thin semiconductor films is obtained. The numerical estimates for the probability of the decay in InSb film are given at the definite choice of correlation function.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 468—471 (1975)

К ТЕОРИИ САМОФОКУСИРОВКИ ЗВУКА В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. С. САРДАРЯН, А. В. ШЕКОЯН

Исследовано распространение интенсивной акустической волны в пьезополупроводниках. Найдены усолвия самофокусировки и дефокусировки интенсивного звукового пучка в указанных средах.

В последнее время интерес широкого круга физиков привлекают вопросы теории нелинейных колебаний, в общем, и теории самофокусировки, в частности. Вопросы эти, помимо чисто академического, имеют большое практическое значение.

В работе [1] была рассмотрена задача о самофокусировке звука в пьезополупроводящих средах при «тепловом» механизме самофокусировки. Следует, однако, ожидать, что электронная нелинейность также приведет к самофокусировке интенсивной акустической волны. Уже в работах [2, 3] указывается на возможность появления нелинейных акустических эффектов, обусловленных концентрационной нелинейностью.

В настоящей статье рассматривается возможность самофокусировки интенсивной акустической волны в пьезоэлектрических полупроводниках, обусловленной электронно-концентрационной нелинейностью. Через пьезопроводящие среды, как известно, могут распространяться четыре типа волн, две из которых — акустические, а остальные — волны электронной плотности. Ниже нас будет интересовать вопрос распространения первых двух типов волн. Следует ожидать, что интенсивная волна вызовет в среде нелинейности, в связи с чем скорость волны получит приращение Δv, которое, обычно, считается малым. Это обстоятельство дает возможность приближенно записать

$$\frac{1}{v^2}=\frac{1}{(v_0+\Delta v)^2}\approx\frac{1}{v_0^2}\left(1+2\frac{\Delta v}{v_0}\right), \tag{1}$$

где v_0 — фазовая скорость в линейной теории.

Методом медленно меняющихся амплитуд [4] с учетом (1) из волнового уравнения легко получить следующее уравнение:

$$2\,ik\frac{\partial A}{\partial x}=\Delta_\perp A+2k^2\frac{\Delta v}{v_0}A, \tag{2}$$

где k — волновое число, A — медленно меняющаяся амплитуда,

$$\Delta_\perp\equiv\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

При прохождении через среду интенсивной акустической волны $\frac{\Delta v}{v_0}$ зависит от амплитуды, характер же распространения звука существенно зависит от конкретного вида $\frac{\Delta v}{v_0} = F(A)$.

Итак, наша задача свелась к определению вида функции $F(A)$. Эту функцию определим из системы уравнений электроакустики. При $kl \ll 1$ (l — длина свободного пробега электронов) они имеют вид

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \tag{3}$$

$$\varepsilon \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + 4\pi\beta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 4\pi e (n - n_0), \tag{4}$$

$$e \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0, \tag{5}$$

$$j = ne\mu \left(E - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) - eD \frac{\partial n}{\partial x}, \tag{6}$$

где ε — диэлектрическая постоянная среды, c — упругая постоянная, β — пьезоэлектрический коэффициент, u — вектор смещения, $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ — периодическая часть электрического поля, n — концентрация электронов, n_0 — равновесная концентрация электронов, e — заряд электронов, j — плотность тока, $D = \frac{\mu T}{e}$ — коэффициент диффузии, T — равновесная температура, E — внешнее тянущее электрическое поле.

Известно, что электронная нелинейность появляется раньше, чем упругая, причем в поле сильной акустической волны появляющиеся электронные сгустки имеют сдвиг относительно минимумов звуковой волны в пьезополупроводниках. Электрические поля, обусловленные этой неоднородной электронной плотностью, по существу, выполняют роль стрикционных полей в областях распространения звука. Из-за указанного самовоздействия фазовая скорость звука при определенных ситуациях уменьшается, что и является причиной внутреннего отражения звука на границах самого звукового пучка.

В работах В. Л. Гуревича, Ю. В. Гуляева и др. (см. [2, 3, 5—8]) были разработаны приближенные методы решения системы уравнений (3)—(6). Для двух предельных случаев, соответственно малых и больших амплитуд, ими было получено

а) $$\frac{4\pi\beta e}{\varepsilon T} A \ll 1, \quad \frac{\Delta v}{v_0} = \psi(T, \omega, v_d) A^2;$$

б) $$\frac{4\pi\beta e}{\varepsilon T} A \gg 1, \quad \frac{\Delta v}{v_0} = \Phi(T, \omega, v_d) A^{-1},$$

где ψ и Φ — коэффициенты, явный вид которых очень громоздок и здесь не приводится, v_d — дрейфовая скорость электронов.

Итак, уравнение (2) в случаях *а* и *б* принимает вид

$$a)\qquad 2i\kappa\frac{\partial A}{\partial x}=\Delta_{\perp}A+2k^2\psi|A|^2A, \tag{7}$$

$$б)\qquad 2ik\frac{\partial A}{\partial x}=\Delta_{\perp}A+2k^2\Phi; \tag{8}$$

уравнение (7) — известное уравнение самофокусировки, а (8) — дифракции. Интересной особенностью (7) и (8) является зависимость ψ и Φ от v_d, что дает возможность управлять процессами распространения акустической волны.

Уравнение (7) имеет два интеграла движения

$$J_1=\int|A|^2\,d\mathbf{r},\qquad J_2=\int\{|\nabla A|^2-\varphi_1(|A|^2)\}\,d\mathbf{r},$$

где

$$\varphi_1(\zeta)=\int_0^{\zeta}|A|^2\,d|A|^2,\qquad \frac{dJ_{1,2}}{dx}=0.$$

Если J_1 больше так называемой критической мощности волнового пучка J^* и $J_2<0$ [9], то нелинейная рефракция преобладает над дифракционными эффектами и происходит самофокусировка волны. При еще больших значениях мощности пучка над критической ($J_1\gg J^*$) образуется так называемая многофокусная картина [10].

Из уравнения (8) вытекает, что при больших амплитудах (случай *б*) самофокусировка не имеет места; это означает, что звуковой пучок во время распространения увеличивает свое сечение, перпендикулярное к направлению распространения.

Ереванский государственный
педагогический институт

Поступила 24.II.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. А. Аскарьян, В. И. Пустовой.* ЖЭТФ, 58, 247 (1970).
2. *Ю. В. Гуляев.* ФТТ, 12, 415 (1970).
3. *Yu. V. Gulyaev.* Trans. IEEE, Sonics and Ultrasonics, SU—17, 111 (1970).
4. *С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов.* УФН, 93, 19 (1967).
5. *В. Л. Гуревич.* ФТТ, 5, 1222 (1963).
6. *В. Л. Гуревич, Б. Д. Лайхтман.* ЖЭТФ, 46, 598 (1964).
7. *В. Л. Гуревич, Б. Д. Лайхтман.* ЖЭТФ, 49, 960 (1965).
8. *P. K. Tien.* Phys. Rev., 171, 970 (1968).
9. *В. Е. Захаров, В. В. Соболев, В. С. Сынах.* ЖЭТФ, 60, 136 (1971).
10. *В. Н. Луговой, А. М. Прохоров.* УФН, 111, 203 (1973).

ՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԻՆՔՆԱՖՈԿՈՒՍԱՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ ՊՅԵԶՈԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրվել է հզոր ակուստիկ ալիքի տարածումը պյեզոէլեկտրական կիսահաղորդիչներում։ Ստացված են ձայնային ալիքի ինքնաֆոկուսացման և դեֆոկուսացման պայմանները վերը նշված միջավայրերում։

ON THE THEORY OF SELF-FOCUSING SOUND WAVES IN THE PIEZOELECTRIC SEMICONDUCTORS

B. S. SARDARYAN, A. V. SHEKOYAN

The propagation of the intensive acoustic wave in piezoelectric semiconductors was investigated. The conditions of the self-focusing and the defocusing of the intensive sound beam in these media are obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 472—478 (1975)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА РАСЩЕПЛЕНИЯ В НУЛЕВОМ ПОЛЕ И СВЕРХТОНКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАМАГНИТНЫХ ИОНОВ С ПОЛУЦЕЛЫМ СПИНОМ $S \geqslant 3/2$ В СИЛЬНОМ АКСИАЛЬНОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПОЛЕ

О. С. ТОРОСЯН

Предложен метод определения параметра расщепления в нулевом магнитном поле на одной частоте для парамагнитных ионов с полуцелым спином $S \geqslant 3/2$ в сильном аксиальном кристаллическом поле. Показано, что для определения параметра расщепления в нулевом поле в этом случае следует использовать значение $g_{\text{эфф.}}(\theta)$ при угле $\theta = \theta_m$, где $\cos^2\theta_m = \dfrac{m^2}{2+m^2}$,

$m = \left[S(S+1) + \dfrac{1}{4} \right]^{1/2}$. Исследована также угловая зависимость сверхтонкого взаимодействия. В первом порядке теории возмущений получено выражение для угловой зависимости сверхтонкого расщепления. Показано, что анизотропия сверхтонкого расщепления при изотропной константе сверхтонкого взаимодействия обусловлена большим расщеплением в нулевом поле.

Определение параметра расщепления в нулевом магнитном поле (РНП) $2D$ для парамагнитных ионов с полуцелым спином $S \geqslant \dfrac{3}{2}$ в случае, когда аксиальное кристаллическое поле лигандов много больше зеемановского расщепления, связано с трудностями вследствие отсутствия тонкой структуры в спектрах парамагнитного резонанса. Экспериментальное определение $2D$ в этом случае основывается на теории эффективных g-факторов, развитой в работах [1, 2], согласно которой определение $2D$ (а также $g_\perp$) сводится к измерению $g_{\text{эфф.}}$ (90°) на двух разных частотах. Однако недавно в работе [3] для ионов с $S = \dfrac{3}{2}$ предложен метод определения $2D$ и $g_\perp$ на одной частоте, заключающийся в использовании значений $g_{\text{эфф.}}(\theta)$ при $\theta = 35°16' \left(\cos^2\theta = \dfrac{2}{3}\right)$ и 90°. В работах [3, 4] исследовано также сверхтонкое расщепление в спектрах ЭПР ионов Mo^{3+}, в корунде и иттрий-алюминиевом гранате (ИАГ), которое оказывается анизотропным, хотя и измеренная константа сверхтонкого взаимодействия (СТВ) почти изотропна. Показано, что такая анизотропия обусловлена большим РНП, и методом теории возмущений получено выражение для угловой зависимости сверхтонкого расщепления, хорошо совпадающее с экспериментально наблюдаемой.

Настоящая работа является прямым обобщением метода определения $2D$ и $g_\perp$ на одной частоте для парамагнитных ионов с любым полуцелым значением спина $S \geqslant \dfrac{3}{2}$ в случае сильного аксиального кристаллического поля. Теоретически исследуется также угловая зависимость СТВ с любым $S \geqslant \frac{3}{2}$ и $I \geqslant \frac{1}{2}$. Полученные выражения в случае $S = \frac{3}{2}$ совпадают с результатами работ [3, 4].

Предположим, что спектры электронного парамагнитного резонанса примесных ионов описываются аксиально-симметричным спин-гамильтонианом вида

$$H = D\left(S_z^2 - \frac{1}{4}\right) + g_{\parallel}\beta H S_z \cos\theta + g_{\perp}\beta H S_x \sin\theta + \\ + A_{\parallel} S_z I_z + A_{\perp}(S_x I_x + S_y I_y), \qquad (1)$$

$$S \geqslant \frac{3}{2}, \ I \geqslant \frac{1}{2}.$$

Здесь кристаллическая ось аксиальной симметрии принята за ось z квантования электронного спина, θ — угол между направлением внешнего магнитного поля H и осью z, причем считается, что поле H лежит в плоскости xz (это допущение не нарушает общности вследствие аксиальной симметрии гамильтониана).

Для определенности все параметры спин-гамильтониана будем считать положительными. Пока сверхтонкое взаимодействие не будем учитывать. Тогда уровни энергии гамильтониана (1) при отсутствии магнитного поля ($H=0$) представляют собой $S+\frac{1}{2}$ крамерсовых дублета, причем дублеты $\left|S_z = \pm\frac{1}{2}\right\rangle$ и $\left|S_z = \pm\frac{3}{2}\right\rangle$ отделены энергетическим интервалом $2D$. В случае сильного кристаллического поля, когда эта величина много больше зеемановского расщепления, $2D \gg g\beta H$, энергетические уровни гамильтониана (1) можно найти методом теории возмущений [2].

Для дублета $\left|S_z = \pm\frac{1}{2}\right\rangle$ в третьем порядке по зеемановскому взаимодействию получается

$$E_{\pm\frac{1}{2}} = \pm\frac{1}{2} g\beta H \pm \frac{3n^2}{8}\frac{g_{\parallel}^2 (g_{\perp}\beta H)^3}{g g_{\perp}(2D)^2}\sin^2\theta\cos^2\theta \mp \frac{n^2}{8}\frac{g(g_{\perp}\beta H)^3}{g_{\perp}(2D)^2}\sin^2\theta, \qquad (2)$$

где

$$g = (g_{\parallel}^2\cos^2\theta + m^2 g_{\perp}^2\sin^2\theta)^{1/2}, \ m = \left[S(S+1) + \frac{1}{4}\right]^{1/2},$$

$$n = \left[S(S+1) - \frac{3}{4}\right]^{1/2}. \qquad (3)$$

Здесь поправки второго порядка опущены, так как они одинаково смещают уровни $\left|S_z = \pm\frac{1}{2}\right\rangle$ и, следовательно, не могут влиять на резонансный спектр.

Для эффективного g-фактора, определяемого из условия $g_{\text{эфф.}} \beta H = E_{+\frac{1}{2}} - E_{-\frac{1}{2}}$, используя (2), нетрудно получить

$$g_{\text{эфф.}}(\theta) = g\left\{1 - \frac{n^2}{4}\left(\frac{g_\perp \beta H}{2D}\right)^2 \sin^2\theta\left[1 - \frac{3g_\parallel^2 \cos^2\theta}{g^2}\right]\right\}, \tag{4}$$

откуда

$$g_{\text{эфф.}}(0^\circ) = g_\parallel, \quad g_{\text{эфф.}}(90^\circ) = mg_\perp\left[1 - \frac{n^2}{4}\left(\frac{g_\perp \beta H}{2D}\right)^2\right]. \tag{5}$$

Если экспериментально измерять $g_{\text{эфф.}}(90^\circ)$ при двух разных частотах, то из уравнения (5) можно определить $g_\perp$ и $2D$. Однако $g_\perp$ и $2D$ можно определить и на одной частоте ν, если заметить, что в уравнении (4) при значении угла θ, равном θ_m, где

$$\cos^2\theta_m = \frac{m^2}{2 + m^2}, \tag{6}$$

вторым членом в фигурных скобках можно пренебречь (он строго равен нулю при $\theta = \theta_m$, если положить $g_\parallel = g_\perp$) и будем иметь

$$g_{\text{эфф.}}(\theta_m) = \frac{m^2}{2 + m^2}(g_\parallel^2 + 2g_\perp^2). \tag{7}$$

Определив отсюда $g_\perp$, из уравнения (5) можно найти $2D$.

Для величины пренебрегаемого члена $\Delta g_{\text{эфф.}}(\theta_m)$ в уравнении (7) справедлива следующая оценка:

$$|\Delta g_{\text{эфф.}}(\theta_m)| \approx \frac{2}{9}\left[\frac{3n^4}{m^2(2 + m^2)}\right]^{1/2}\left(\frac{\nu}{2D}\right)^2 |g_\parallel - g_\perp|. \tag{8}$$

Так как $\left(\frac{\nu}{2D}\right) \ll 1$, а для систем с $S \geqslant \frac{3}{2}$ $g_\parallel$ и $g_\perp$ мало отличаются друг от друга, то $\Delta g_{\text{эфф.}}(\theta_m)$ обычно оказывается много меньше экспериментально допускаемой ошибки в измерении $g_{\text{эфф.}}(\theta_m)$ (см. [3]). Заметим, что оценка (8) слабо зависит от S. Если в формулах (6) — (8) положить $S = \frac{3}{2}$ и, следовательно, $m = 2$, $n = \sqrt{3}$, то они совпадут с соответствующими выражениями работы [3]. Для случая $S = \frac{5}{2}$ и $\frac{7}{2}$ ($m = 3$ и 4 соответственно) из (6) будем иметь $\cos^2\theta_3 = \frac{9}{11}$ ($\theta_3 = 25°14'$) и $\cos^2\theta_4 = 8/9$ ($\theta_4 = 19°28'$).

Перейдем теперь к учету сверхтонкого взаимодействия в гамильтониане (1). Считая энергию сверхтонкого взаимодействия много меньше зеемановской, поправки к энергетическим уровням (2) от сверхтонкого взаимодействия будем находить методом теории возмущений, рассматривая СТВ как возмущение к зеемановскому. В этом случае, следовательно, в первую очередь следует диагонализировать зеемановское взаимодействие.

Ограничиваясь диагонализацией зеемановского взаимодействия в гамильтониане (1) в первом порядке, для нахождения поправок от СТВ удобно вместо гамильтониана (1) ввести для дублета $\left|S_z = \pm \frac{1}{2}\right\rangle$ эффективный гамильтониан $\tilde{H}$ со спином $\tilde{S} = \frac{1}{2}$

$$\tilde{H} = \tilde{g}_{\parallel} \beta H \tilde{S}_z \cos\theta + g_{\perp} \beta H \tilde{S}_x \sin\theta + \tilde{A}_{\parallel} \tilde{S}_z I_z + \tilde{A}_{\perp} (\tilde{S}_x I_x + \tilde{S}_y I_y). \qquad (1')$$

Потребовав, чтобы все матричные элементы зеемановского и сверхтонкого взаимодействий в гамильтониане (1) в пределах дублета $\left|S_z = \pm \frac{1}{2}\right\rangle$ были равны соответствующим матричным элементам гамильтониана (1′) для дублета $\left|\tilde{S}_z = \pm \frac{1}{2}\right\rangle$, получим

$$\tilde{g}_{\parallel} = g_{\parallel}, \quad \tilde{g}_{\perp} = m g_{\perp}, \quad \tilde{A}_{\parallel} = A_{\parallel}, \quad \tilde{A}_{\perp} = m A_{\perp}.$$

Для применения теории возмущений в (1′) воспользуемся методом диагонализации, развитым в [5], согласно которому зеемановское взаимодействие диагонализируем путем перехода к новым координатным осям (x_e, y_e, z_e) для электронного спина поворотом координатной системы (x, y, z) на угол φ вокруг оси y (рис. 1)

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\tilde{g}_{\perp}}{\tilde{g}_{\parallel}} \operatorname{tg}\theta = \frac{m g_{\perp}}{g_{\parallel}} \operatorname{tg}\theta.$$

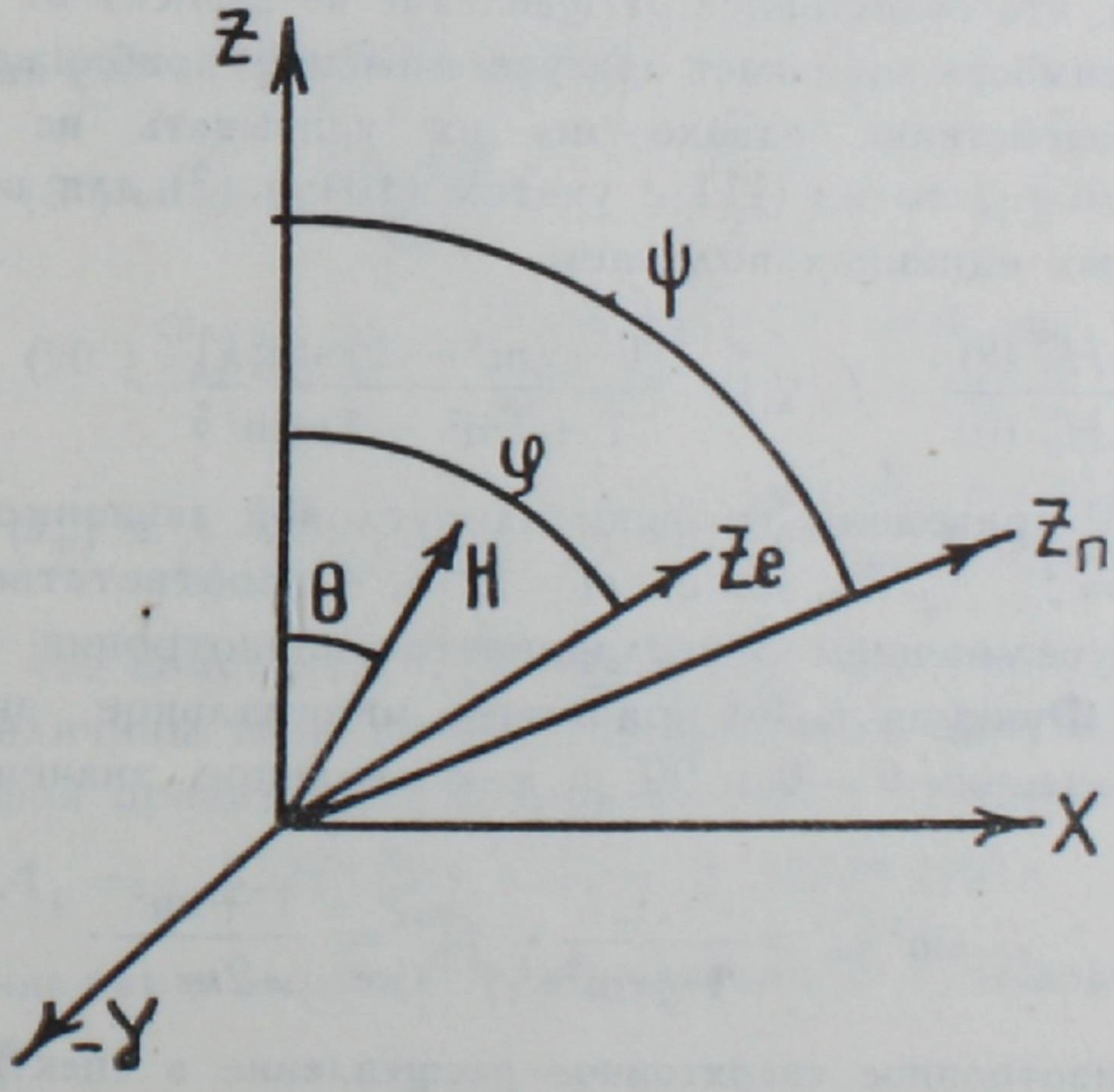


Рис. 1. Ориентация магнитного поля H и осей квантования электронного спина (z_e) и ядерного спина (z_n) в представлении $\tilde{S} = 1/2$.

Далее диагонализируется сверхтонкое взаимодействие путем перехода к координатным осям (x_n, y_n, z_n) для ядерного спина (отличным от осей (x_e, y_e, z_e)) поворотом координатных осей (x, y, z) на угол ψ вокруг оси y (рис. 1)

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{\widetilde{A}_\perp \widetilde{g}_\perp}{\widetilde{A}_\| \widetilde{g}_\|} \operatorname{tg}\theta = \frac{m^2 A_\perp g_\perp}{A_\| g_\|} \operatorname{tg}\theta.$$

Таким образом, в первом приближении по СТВ для состояний $\left(\pm\frac{1}{2}, m_I\right)$, где $m_I = -I, -I+1, \cdots I$, получаем

$$E^{\text{св}}_{\left(\pm\frac{1}{2}, m_I\right)} = \pm \frac{1}{2} A_m m_I, \tag{9}$$

$$A_m = \frac{1}{g}\left(g_\|^2 A_\|^2 \cos^2\theta + m^4 g_\perp^2 A_\perp^2 \sin^2\theta\right)^{1/2}. \tag{10}$$

Для величины сверхтонкого расщепления ΔH_p^m, представляющего собой расстояние между соседними компонентами сверхтонкой структуры, из (2) и (9), пренебрегая членами третьего порядка по зеемановскому взаимодействию, дающими малый вклад в величину сверхтонкого расщепления $\left(\text{порядка} \left(\frac{A_m}{g\beta}\right)\left(\frac{\nu}{2D}\right)^2\right)$, имеем

$$\Delta H_p^m = \frac{A_m}{g\beta}. \tag{11}$$

Из (11) видно, что сверхтонкое расщепление не зависит от ядерного спина; такая зависимость возникает при учете высших приближений по сверхтонкому взаимодействию, однако мы их учитывать не будем. Если $A_\| = A_\perp$, $g_\| = g_\perp$, то из (11) с учетом (10) и (3) для величины ΔH_p^m в относительных единицах получаем

$$\frac{\Delta H_p^m(\theta)}{\Delta H_p^m(0)} \equiv f_m(\theta) = \frac{[1 + (m^4 - 1)\sin^2\theta]^{1/2}}{1 + (m^2 - 1)\sin^2\theta}. \tag{12}$$

На рис. 2 приведены графики для угловой зависимости $f_m(\theta)$ при значениях $S = {}^3/_2, {}^5/_2, {}^7/_2$, т. е. $m = 2, 3, 4$ соответственно, откуда видно, что с увеличением S увеличивается анизотропия сверхтонкого расщепления. Функция $f_m(\theta)$ принимает минимальное значение, равное 1, при значениях $\theta = 0$ и $90°$ и максимальное значение $f_m^{\max}$ при $\theta = \theta_m^*$, где

$$\sin^2\theta_m^* = \frac{1}{1 + m^2}, \quad f_m^{\max} = \frac{1 + m^2}{2m}.$$

Такое анизотропное сверхтонкое расщепление в спектрах ЭПР действительно было наблюдено экспериментально для ионов Mo^{3+} в корунде и ИАГ [3, 4]. В настоящее время, насколько нам известно, нет экспериментальных данных, относящихся к ионам со спином $S > {}^3/_2$.

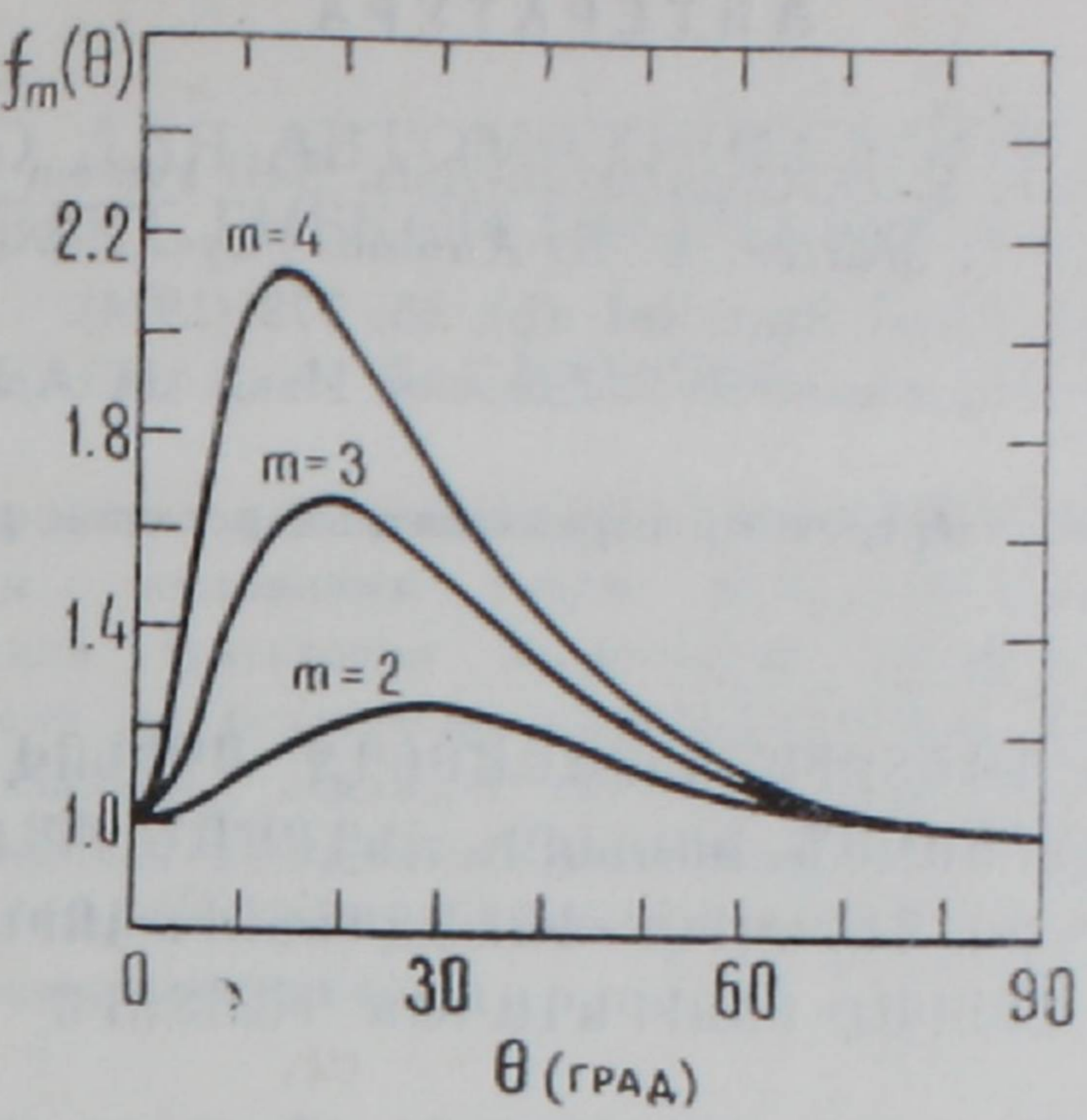


Рис. 2. Угловая зависимость величины сверхтонкого расщепления при значениях m, равных 2, 3 и 4 ($S={}^3/_2$, ${}^5/_2$ и ${}^7/_2$ соответственно).

Отметим, что $2D$ и g-факторы можно определить из измерений $g^{m_{\rm I}}_{\text{эфф.}}(\theta)$ сверхтонких компонент для переходов

$$\left(+\frac{1}{2},\ m_{\rm I}\right)-\left(-\frac{1}{2},\ m_{\rm I}\right)$$

аналогично (4). Действительно, из (2) и (9) нетрудно получить

$$g^{m_{\rm I}}_{\text{эфф.}}(\theta)=g_{\text{эфф.}}(\theta)+\frac{A_m\, m_{\rm I}}{\beta H}, \tag{13}$$

откуда, учитывая (5)—(7) и (10), имеем

$$g^{m_{\rm I}}_{\text{эфф.}}(0^\circ)=g_{\parallel}+\frac{A_{\parallel}\, m_{\rm I}}{\beta H},$$

$$g^{m_{\rm I}}_{\text{эфф.}}(90^\circ)=mg_{\perp}\left|1-\frac{n^2}{4}\left(\frac{g_{\perp}\beta H}{2D}\right)^2\right|+\frac{mA_{\perp}\, m_{\rm I}}{\beta H},$$

$$g^{m_{\rm I}}_{\text{эфф.}}(\theta_m)=\frac{m}{(2+m^2)^{1/2}}(g^2_{\parallel}+2g^2_{\perp})^{1/2}+\frac{(g^2_{\parallel}A^2_{\parallel}+2m^2g^2_{\perp}A^2_{\perp})^{1/2}}{(g^2_{\parallel}+2g^2_{\perp})^{1/2}\beta H}.$$

Отметим, что константы СТВ $A_{\parallel}$ и $A_{\perp}$, как видно из (11), определяются из величины сверхтонкого расщепления при параллельной и перпендикулярной ориентациях магнитного поля относительно оси z:

$$A_{\parallel}=g_{\parallel}\beta\Delta H^m_p(0^\circ),\quad A_{\perp}=g_{\perp}\beta\Delta H^m_p(90^\circ).$$

В заключение автор выражает благодарность Э. Г. Шарояну за полезные обсуждения.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 29.II.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. F. Geusic, M. Peter, E. O. Schultz-du-Bois.* Bell system Tech. J., 38, 291 (1959)
2. *E. S. Kirkpatrick, K. A. Müller, R. S. Rubins.* Phys. Rev., 135A, 86 (1964).
3. *E. G. Sharoyan* et al. Phys. Stat. sol. (b), 65, 773 (1974).
4. *О. С. Торосян, Э. А. Маркосян, Э. Г. Шароян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 434 (1974).
5. *А. Абрагам, Б. Блини.* Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, Изд. Мир, М., 1972, том 1.

ԶԵՐՈՅԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԿԻՍԱԱՄԲՈՂՋ ՍՊԻՆՈՎ ($S \geqslant 3/2$) ՊԱՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԻՈՆՆԵՐԻ ՃԵՂՔՄԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԵՎ ԳԵՐՆՈՒՐԲ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՈՒԺԵՂ ԱՔՍԻԱԼ ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Հ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

Առաջարկված է մեկ հաճախականությամբ, ուժեղ աքսիալ բյուրեղական դաշտում կիսաամբողջ $S \geqslant 3/2$ սպինով պարամագնիսական իոնների զերոյական մագնիսական դաշտում ճեղքման պարամետրի որոշման մեթոդ։ Ցույց է տրված, որ այս դեպքում զերոյական դաշտում ճեղքման պարամետրի որոշման համար պետք է օգտագործել $g_{էֆֆ}(\theta)$-ի արժեքը $\theta = \theta_m$ անկյան դեպքում, որտեղ $\cos^2 \theta_m = \frac{m^2}{2+m^2}$, $m = \left[S(S+1) + \frac{1}{4}\right]^{1/2}$։ Ուսումնասիրված է նաև գերնուրբ փոխազդեցության անկյունային կախումը։ Խոտորումների տեսության առաջին կարգում ստացված է գերնուրբ ճեղքման անկյունային կախման արտահայտությունը։ Ցույց է տրված, որ գերնուրբ ճեղքման անիզոտրոպիան՝ գերնուրբ փոխազդեցության իզոտրոպ հաստատունի դեպքում, պայմանավորված է զերոյական դաշտում ճեղքման մեծ արժեքով։

THE DETERMINATION OF ZERO-FIELD SPLITTING PARAMETER AND HYPERFINE INTERACTION OF PARAMAGNETIC IONS OF HALF-INTEGRAL SPIN $S \geqslant 3/2$ IN A STRONG AXIAL GRYSTALLINE FIELD

O. S. TOROSYAN

The method of the determination of a splitting parameter in zero magnetic field for paramagnetic ions of half-integral spin $S \geqslant 3/2$ in a strong axial crystalline field at a single frequency is proposed. It is shown that to determine the splitting parameter in zero field one may use the value of $g_{\text{eff}}(\theta)$ at $\theta = \theta_m$, where $\cos^2 \theta_m = \frac{m^2}{2+m^2}$, $m = [S(S+1) + 1/4)]^{1/2}$. The angular dependence of hyperfine interaction is also investigated. In the first order of perturbation theory the expression for the angular dependence of hyperfine splitting is obtained. It is shown that the anisotropy of the hyperfine splitting at the isotropic constant of hyperfine interaction is due to the large splitting in the zero field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 479—485 (1975)

УСТРОЙСТВО ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ КООРДИНАТ ГИБКОЙ ПРОВОЛОКИ С ТОКОМ

А. З. БАБАЯН, В. А. ВАГАРШАКЯН, А. Р. ТУМАНЯН

Описано устройство для измерения с точностью $\pm 0{,}1$ *мм* координат гибкой проволоки с постоянным током, используемое в автоматической системе определения траектории заряженных частиц в магнитном поле. Устройство состоит из резонансного индукционного датчика положения, координатного механизма, следящей системы и углового дифракционного датчика с реверсивным электронным счетчиком. Для обеспечения работы индукционного датчика гибкая проволока дополнительно питается синусоидальным высокочастотным током.

При проведении работ по определению трасс заряженных частиц в магнитном поле методом токопроводящей гибкой проволоки возникает необходимость в многократном измерении координаты проволоки в различных ее точках [1].

Измерения координаты проволоки, в основном, производятся с помощью линеек, закрепленных под проволокой на расстоянии нескольких миллиметров. В работе [2] для измерения координаты проволоки используется координатное устройство с емкостным датчиком и со следящей системой, позволяющее измерять координату проволоки по шкале с нониусом. В обоих случаях отсчет координаты производится визуально, что требует значительного времени измерений, особенно при большом объеме работ, когда количество измерений координат достигает нескольких тысяч и более.

Кроме того, применение емкостного датчика приводит к дополнительной погрешности измерений по следующим причинам. Во-первых, используется большая длина проволоки для измерения ее координаты в одной точке, что приводит к погрешности измерения при наличии кривизны проволоки. Эта длина равна величине диаметра емкостного датчика (50 *мм*) и ее уменьшение приводит к уменьшению чувствительности датчика. Во-вторых, требуется сохранение постоянства расстояния между проволокой и плоскостью, на которой расположены электроды, так как величина сигнала, наведенного на пластины, пропорциональна квадрату расстояния между проволокой и пластинами. Это требование выполняется установкой дополнительных горизонтальных опор на поверхность магнита, что увеличивает трение проволоки и приводит к соответствующему увеличению погрешности измерения.

Для исключения всех вышеперечисленных недостатков используется автоматическое координатное устройство с индукционным датчиком положения. Отсчет координаты проволоки производится с помощью углового дифракционного датчика с реверсивным электронным счетчиком, позволяющим записывать информацию на ЦПУ или вводить ее в ЭВМ.

Индукционный датчик состоит из ферритового кольца с двумя обмотками, намотанными симметрично и включенными встречно "3". Большая апертура индукционного датчика позволяет исключить дополнительные опоры и избавиться от влияния трения в них. Кроме того, практически исключается погрешность, обусловленная кривизной проволоки, так как ширина индукционного датчика равна толщине ферритового кольца, составляющей несколько миллиметров.

Обычно координатные устройства располагают на таком расстоянии от полюсов магнита, где величина напряженности магнитного поля не превышает 50—100 *э*. Исследования показали, что индукционный датчик с ферритом 1000 НМ может работать в магнитных полях до 200 *э* без заметного увеличения погрешности измерения.

Для обеспечения работы индукционного датчика одновременно с постоянным током $(I_{=})$ через проволоку пропускается переменный высокочастотный ток $(I_{\sim})$ синусоидальной формы и постоянной амплитуды. Амплитуда выходного напряжения индукционного датчика определяется из выражения

$$E = SXI,$$

где S — чувствительность датчика (*мв/мм ма*), I — амплитуда тока (*ма*), X — смещение проволоки относительно оси датчика (*мм*). Фаза выходного напряжения датчика зависит от направления смещения проволоки относительно оси датчика.

Для увеличения чувствительности датчика параллельно обмоткам подключена емкость, позволяющая использовать датчик в резонансном режиме. Резонансная частота датчика выбирается равной частоте переменной составляющей тока проволоки. Ввиду того, что индукционный датчик используется в качестве нуль-индикатора, к стабильности амплитуды высокочастотного тока не предъявляется жестких требований.

Блок-схема устройства показана на рис. 1. Кинематическая схема координатного механизма (рис. 2) состоит из металлической перфорированной

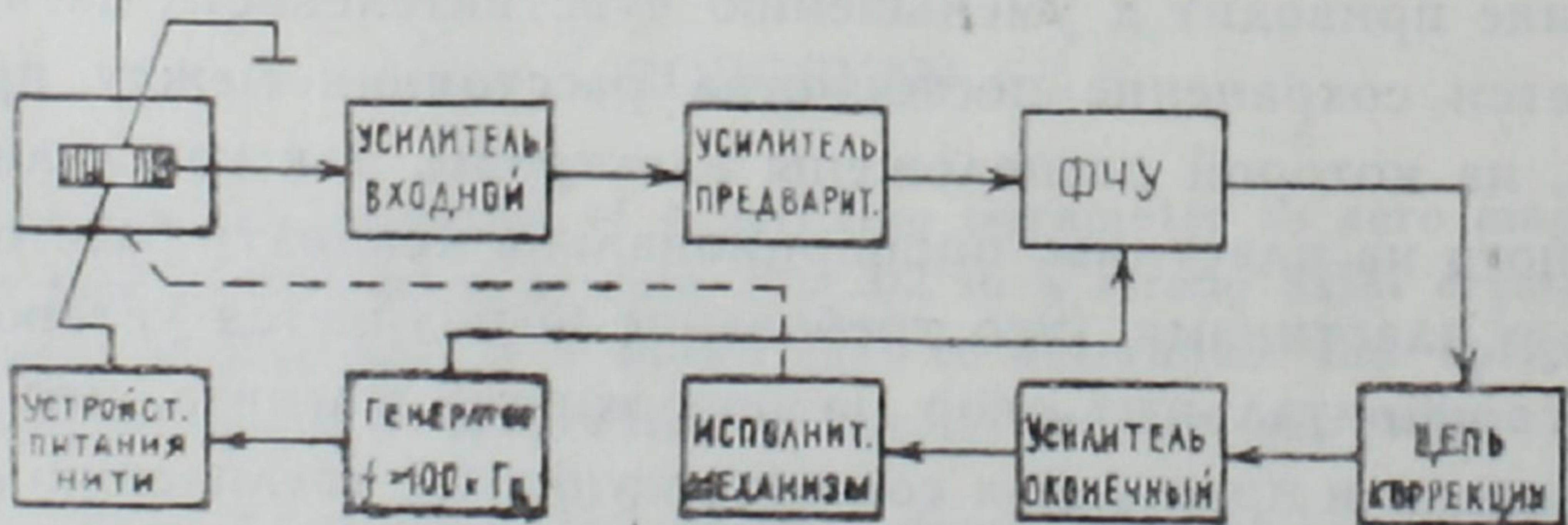


Рис. 1. Блок-схема устройства.

ленты 3, натянутой в петлю двумя шкивами. Один из шкивов зубчатый и жестко закреплен на валу электродвигателя. Другой шкив — гладкий — служит для обеспечения постоянного натяжения ленты. Стальная лента двумя концами закреплена к каретке 2, которая перемещается на четырех подшипниках по точным направляющим, установленным вдоль координатного механизма. В центре каретки на специальной подставке установлен индукционный датчик 1. Исполнительный двигатель 4, управляемый элек-

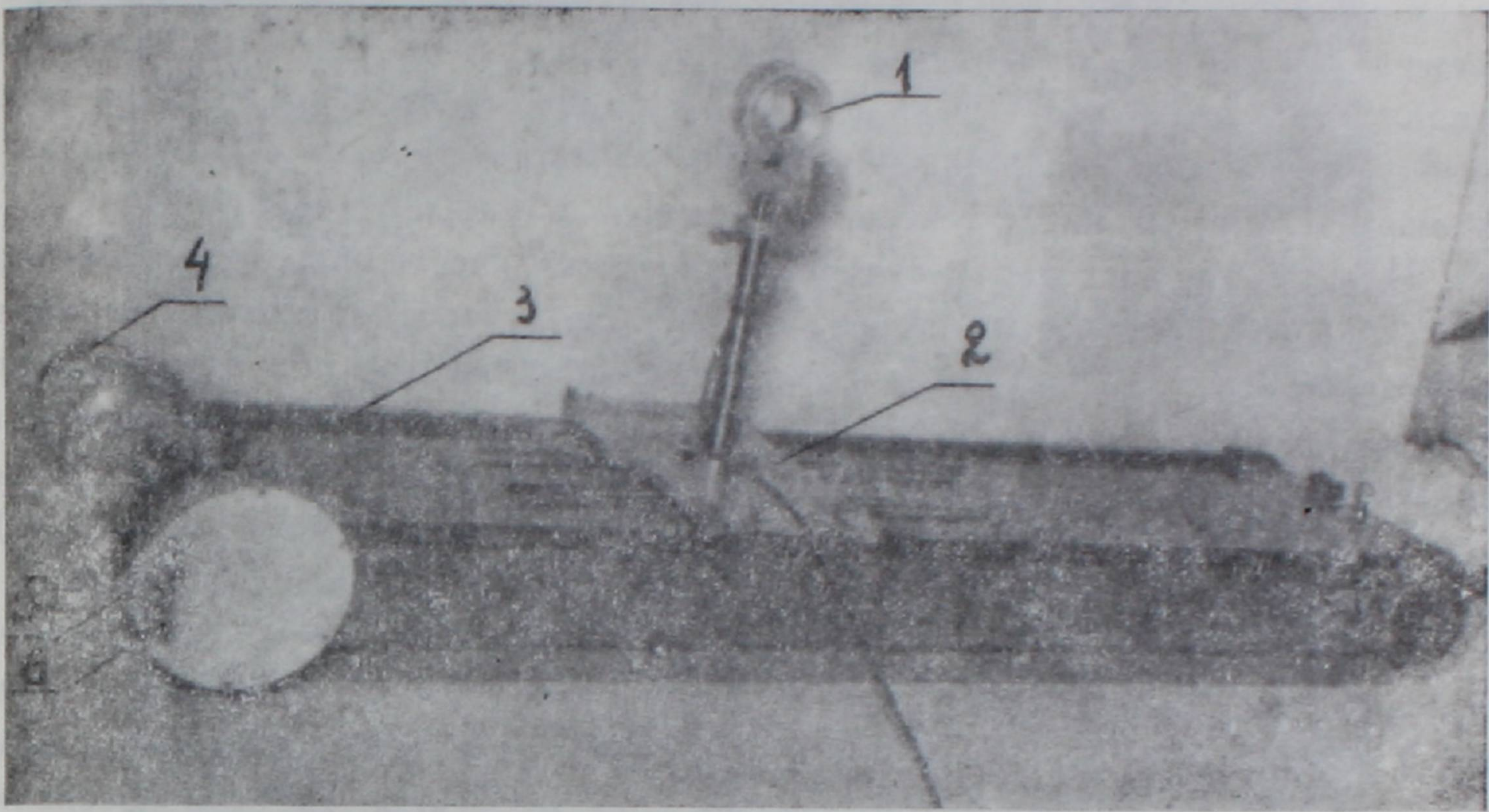


Рис. 2. Общий вид координатного механизма.

тронной схемой слежения, обеспечивает совмещение оси датчика с осью гибкой проволоки [4].

Принципиальная схема управления координатного механизма приведена на рис. 3. Сигнал с выхода индукционного датчика положения усиливается входным усилителем (транзисторы Т1-Т3) и высокочастотным ка-

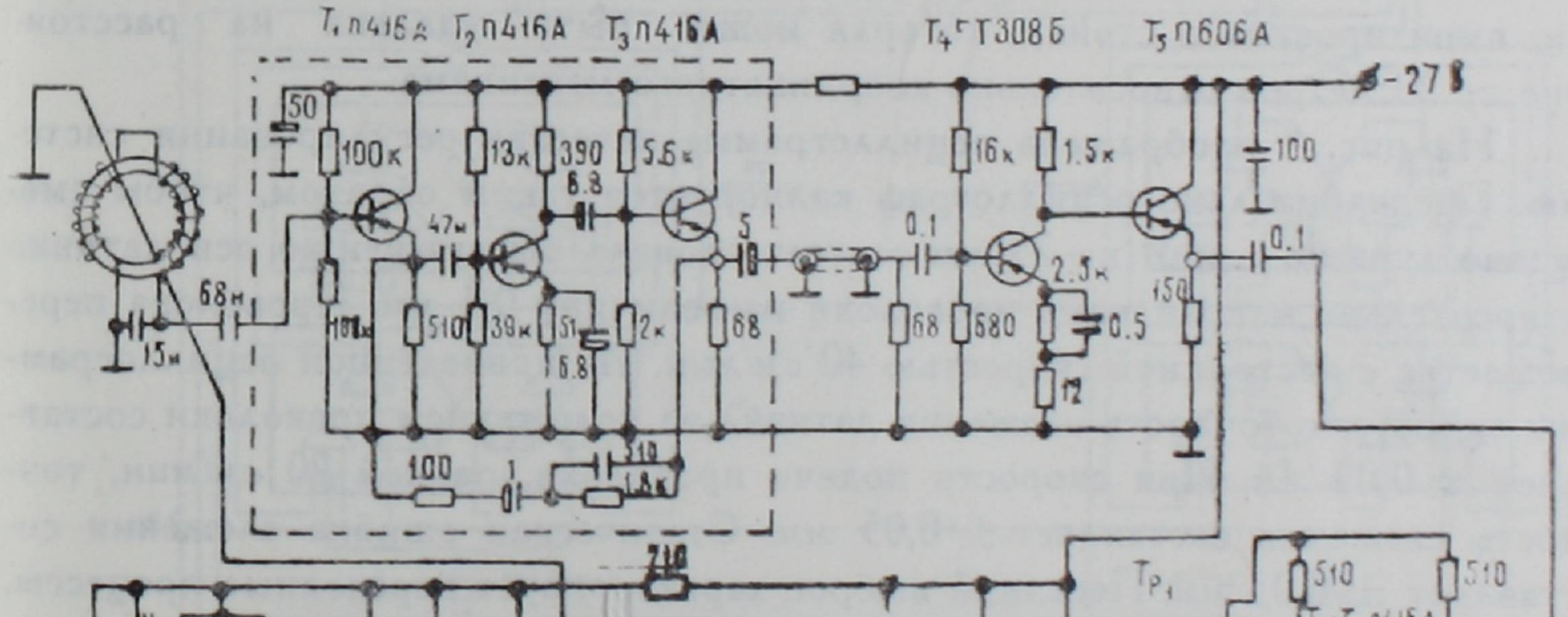


Рис. 3. Принципиальная схема управления координатного механизма.

белем подается на вход предварительного усилителя (Т4-Т5). Коэффициент усиления входного усилителя равен 20, а коэффициент усиления предварительного усилителя равен 50. Усиленный сигнал подается на вход фазочувствительного устройства (ФЧУ), на второй вход которого подается опорное напряжение с генератора синусоидальных колебаний.

При выборе частоты генератора необходимо учесть следующее. Во-первых, частота должна быть достаточно высокой, чтобы прохождение переменного тока через проволоку, находящуюся в магнитном поле, не приводило к ее колебаниям. Во-вторых, исходя из радиотехнических соображений желательно иметь частоту в пределах 10—500 *кгц* (транспортировка сигнала с минимальными помехами, широкий выбор схемных решений и т. д.). Учитывая вышесказанное, частота генератора выбрана равной 100 *кгц*.

Следует отметить, что требование к стабильности частоты генератора определяется полосой пропускания частоты индукционного датчика, равной 7 *кгц* при несущей частоте 100 *кгц*. Это условие удовлетворяется применением генератора, собранного по простой 3-точечной схеме и обеспечивающего стабильность частоты $\pm 2\%$.

ФЧУ (Т11-Т15) собрано по двухполупериодной мостовой схеме на транзисторах типа П416А. Полярность напряжения на выходе ФЧУ зависит от направления смещения проволоки относительно оси датчика. В качестве усилителя мощности, осуществляющего управление исполнительным двигателем, использован стандартный усилитель постоянного тока типа УЭУ-109М.

Конструктивно вся электронная аппаратура, кроме входного усилителя, вмонтирована в стойку, которая может быть удалена на расстояние $\sim$ 20 метров относительно координатного механизма.

На рис. 4 изображена осциллограмма качества регулирования системы. Предварительно осциллограф калибруется таким образом, чтобы смещение луча по оси $У$ на 25 *мм* соответствовало бы смещению оси датчика относительно направления проволоки на величину 0,1 *мм*. Проволока перемещается с постоянной скоростью 40 *см/мин*. Из приведенной осциллограммы видно, что точность слежения датчика за положением проволоки составляет $\pm$ 0,07 *мм*. При скорости подачи проволоки, равной 20 *см/мин*, точность слежения составляет $\pm$ 0,05 *мм*. Статическая ошибка слежения составляет $\pm$ 0,03 *мм*. Передний выброс характеризует переходные процессы, имеющие место в момент включения подачи проволоки. Длительность переднего фронта характеризует быстродействие системы и составляет 0,2 *сек*.

Для определения координаты проволоки используется угловой дифракционный датчик, работа которого заключается в следующем. На вал исполнительного двигателя устанавливается радиальный штриховой диск диаметром 110 *мм*, имеющий 1024 штриха. Длина штриха — 15 *мм*, отношение черных и белых промежутков — 1:1. Для образования муаровой картины в паре с диском работает сектор такого же диска (малая решетка). Малая решетка установлена в подвижную раму, которая может перемещаться с помощью двух регулировочных винтов 5 (см. рис. 2). Расстояние между малой решеткой и большим диском выбирается равным $0{,}2 \div 0{,}35$ *мм*.

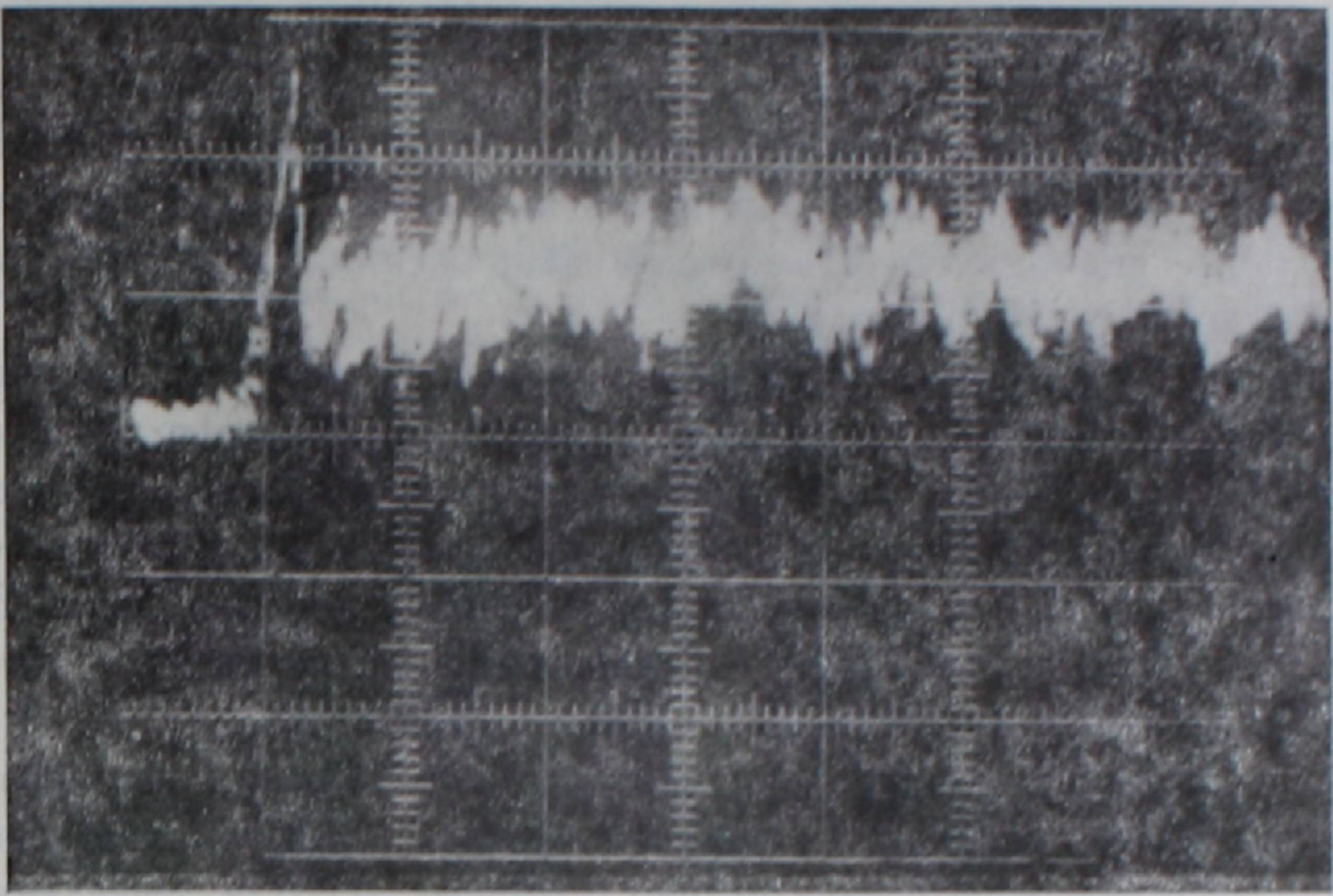


Рис. 4. Осциллограмма качества регулирования следящей системы.

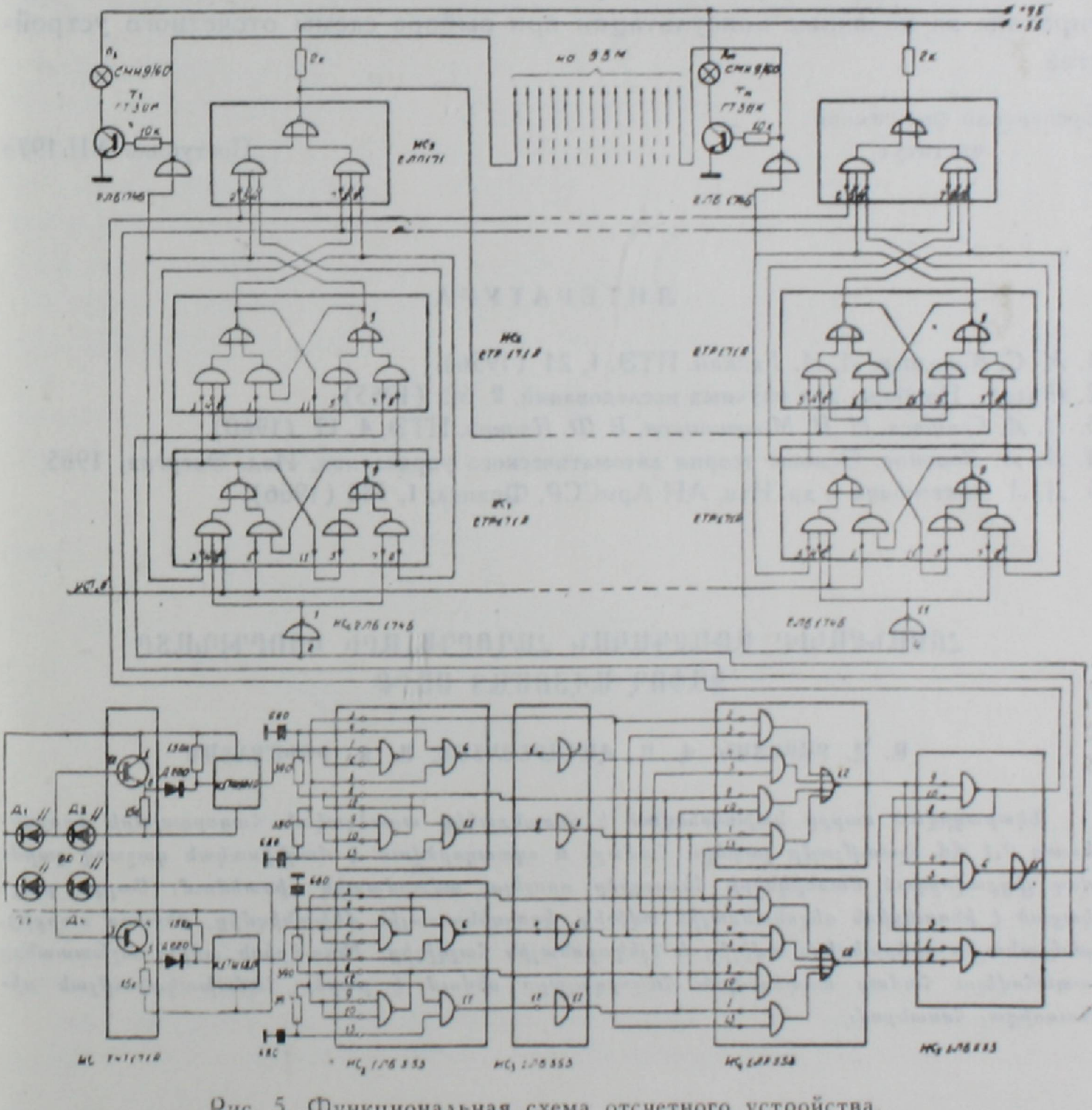


Рис. 5. Функциональная схема отсчетного устройства.

С одной стороны решеток на участке сектора расположены четыре осветительные лампочки 6 (рис. 2). С другой стороны решеток соосно с источником света устанавливаются четыре фотодиода (Д1-Д4), причем первый с третьим и второй с четвертым включены последовательно. Такое включение позволяет при вращении диска иметь на выходе каждой пары диодов прямоугольные периодические импульсы напряжения, сдвинутые друг относительно друга на 1/4 периода.

Отсчетное устройство, функциональная схема которого показана на рис. 5, состоит из схемы управления счетчиком и реверсионного счетчика координат. Схема управления вырабатывает четыре счетных импульса за один период модуляции света на каждой паре фотодиодов, а также сигналы реверсирования счета при изменении направления вращения диска. Единица счета импульса соответствует перемещению каретки на величину 50 *мкм*. Принцип работы управления описан в работе [5].

Отсчет координаты проволоки производится 14-разрядным реверсивным счетчиком. Контроль за состоянием работы реверсивного счетчика производится с помощью осветительных лампочек Л1-Л14, выведенных на лицевую панель блока.

В заключение авторы благодарят И. Е. Васинюка и Г. А. Мелик-Мартиросяна за полезные консультации при выборе схемы отсчетного устройства.

Ереванский физический
институт

Поступила 4.II.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. С. Козодаев, А. А. Тяпкин.* ПТЭ, 1, 21 (1956).
2. *Фогель.* Приборы для научных исследований, 2, 62 (1965).
3. *И. А. Гришаев, Н. И. Мочешников, В. Ф. Иванов.* ПТЭ, 4, 17 (1960).
4. *А. А. Воронов.* Основы теории автоматического управления, Изд. Энергия, 1965.
5. *Л. Л. Лихтенбаум* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 386 (1966).

ՀՈՍԱՆՔԱԿԻՐ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴԱԼԱՐԻ ԿՈՈՐԴԻՆԱՏԸ ՉԱՓՈՂ ԱՎՏՈՄԱՏ ՍԱՐՔ

Ա. Զ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Վ. Ա. ՎԱՂԱՐՇԱԿՅԱՆ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Նկարագրված սարքը նախատեսված է հոսանքակիր առաձգական հաղորդալարի կոորդինատը 0,1 մմ ճշտությամբ չափելու համար, և օգտագործվում է մագնիսական դաշտով շարժվող լիցքավորված մասնիկների հետագիծը որոշելու ավտոմատիկ սիստեմում։ Սարքը բաղկացած է ինդուկցիոն ռեզոնանսային տվիչից, կոորդինատային մեխանիզմից, հետևող սարքից, անկյունային դիֆրակցիոն տվիչից և էլեկտրոնային հաշվիչից։ Ինդուկցիոն տվիչի աշխատանքը ապահովելու համար առաձգական հաղորդալարը սնվում է բարձր հաճախականության սինուսոիդալ հոսանքով։

THE DEVICE FOR THE AUTOMATIC MEASUREMENT OF COORDINATES OF FLOATING WIRE WITH CURRENT

A. Z. BABAYAN, V. A. VAGHARSHAKYAN, A. R. TUMANYAN

The device for the measurement with $\pm 0{,}1$ *mm* accuracy of the coordinates of floating wire with direct current is used in the automatic system of the determination of charged particles tragectory in the magnetic field. The device consists of resonant ferrite probe, the coordinate mechanism, the tracing system and the angular diffraction monitor with reversible electronic counter. The floating wire is fed-up by high frequency sinusoidal current to provide the operation of the ferrite probe.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 486—491 (1975)

ИЗМЕРЕНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ПУЧКА В ЭЛЕКТРОННОМ УСКОРИТЕЛЕ С ПОМОЩЬЮ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. Я. ВЫРЕНКОВА, Л. Г. МЕЛКУМЯН, М. Л. ПЕТРОСЯН

В работе описана установка для измерения горизонтального и вертикального размеров пучка с помощью синхротронного излучения. Выбрана оптическая система, облегчающая проведение измерений и обработку результатов. Приведены результаты измерений.

Одним из направлений использования синхротронного излучения является исследование динамики профиля пучка в самом синхротроне с помощью этого излучения. Известен ряд работ в этом направлении [1—4]. В действующих синхротронах работают несколько макетов установок для измерения поперечных размеров пучка в процессе ускорения. Однако при измерении поперечных размеров пучка существует несколько специфических вопросов, в частности, вопрос оптимальной оптической системы, решение которых в каждой конкретной установке требует самостоятельного подхода.

Учитывая узкую направленность синхротронного излучения, в большинстве работ часть дуги ускоренного пучка с помощью диафрагмы проектируется на определенную поверхность измерительной установки, где и производится измерение размеров полученного изображения. Ясно, что размеры этого изображения зависят от ширины пучка и в горизонтальном направлении в изображение входит часть дуги от пучка ускорителя. Размер этой дуги, обусловленной угловым распределением синхротронного излучения, и параметры оптической системы, в основном, и определяют точность измерений в горизонтальном направлении.

Попытаемся учесть ту часть интенсивности излучения дуги, которая, пройдя диафрагму, попадает на плоскость изображения (рис. 1). Анало-

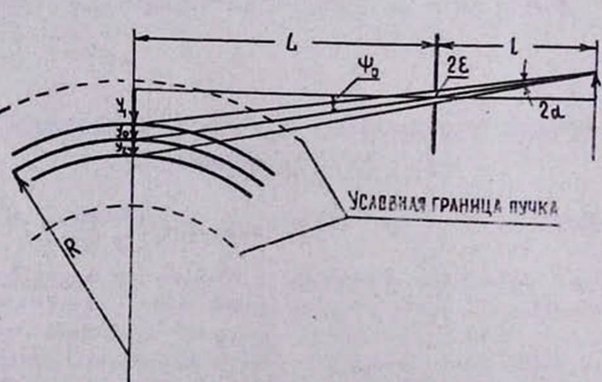


Рис. 1. Схема геометрической оптики эксперимента: L — расстояние от плоскости источника до диафрагмы, l — расстояние от диафрагмы до плоскости изображения, 2ε — диаметр диафрагмы.

гично работе [1] примем приближенно гауссовское распределение для углового распределения синхротронного излучения, а распределение по y обозначим некоторой функцией $f(y)$. Тогда интенсивность в произвольной точке y' на плоскости изображения определится следующим соотношением:

$$J(y, y') = \int\limits_{f(y_2)}^{f(y_1)} f(y)\, dy \int\limits_{\psi_2+\psi_4}^{\psi_1+\psi_3} e^{-\frac{\psi^2}{2\sigma_\psi^2}} d\psi, \qquad (1)$$

где σ_ψ — полуширина углового распределения излучения, ψ — угол между лучом, идущим в точку изображения от дуги, и касательной в этой точке, ψ_1, ψ_2, ψ_3, ψ_4 — углы между лучами y_1, y_2 и соответствующими касательными (см. рис. 1), $f(y_1)$ и $f(y_2)$ — пределы интегрирования по y; определение этих пределов на рис. 1 нестрогое, однако оно вполне допустимо из-за малых значений центральных углов дуги пучка, проецируемой на плоскость изображения через диафрагму.

Если пределы интегрирования $[\psi_1+\psi_3-\psi_2-\psi_4]$ малы по сравнению с соответствующей полушириной распределения σ_ψ, а функция $f(y)$ слабо меняется в пределах $[f(y_1)-f(y_2)]$, то в уравнении (1) подынтегральные функции можно вынести из-под знака интеграла, что намного упрощает решение задачи.

Пределы интегрирования можно уменьшить за счет уменьшения L или ε. Однако на практике не всегда есть такая возможность. В данной работе L уменьшалось искусственным образом. Перед диафрагмой ставилась оптическая система из двух линз с коэффициентом приближения 5. Поэтому в дальнейших расчетах значение L берется в пять раз меньше, чем на установке, благодаря чему подынтегральное выражение мы можем вынести из-под знака первого интеграла соотношения (1).

Подставляя значения пределов $f(y_1)$ и $f(y_2)$, уравнение можно переписать следующим образом:

$$J(y') = 4\varepsilon \frac{\varepsilon}{l} \frac{L}{l} B(y') e^{-\frac{\psi_0^2}{2\sigma_\psi^2}},$$

где

$$\psi_0 = \frac{y}{L}, \quad y_0 = \eta_0 y_0' = \frac{L}{l} y_0',$$

$$B(y') = f(y') [\psi_1 + \psi_3 - \psi_2 - \psi_4], \qquad (2)$$

$$f(y_1) = \frac{L}{l}(y' + \varepsilon) + \varepsilon,$$

$$f(y_2) = \frac{L}{l}(g' - \varepsilon) + \varepsilon.$$

Таким образом, знак распределение $J(y')$, мы можем найти $f(y')$ по формуле

$$f(y') = \frac{J(y')}{4\,\frac{\varepsilon^2}{l^2}\,L e^{-\frac{y'^2}{2L^2\sigma_\varphi^2}}}. \tag{3}$$

Для нашей установки

$$f(y') = \frac{J(y')}{0{,}002\,e^{-\frac{y'^2}{80}}}. \tag{4}$$

Разработанная установка для измерения размеров пучка в синхротроне работает методом сканирования изображения пучка в вертикальном и горизонтальном направлениях. Схема установки приведена на рис. 2. Ска-

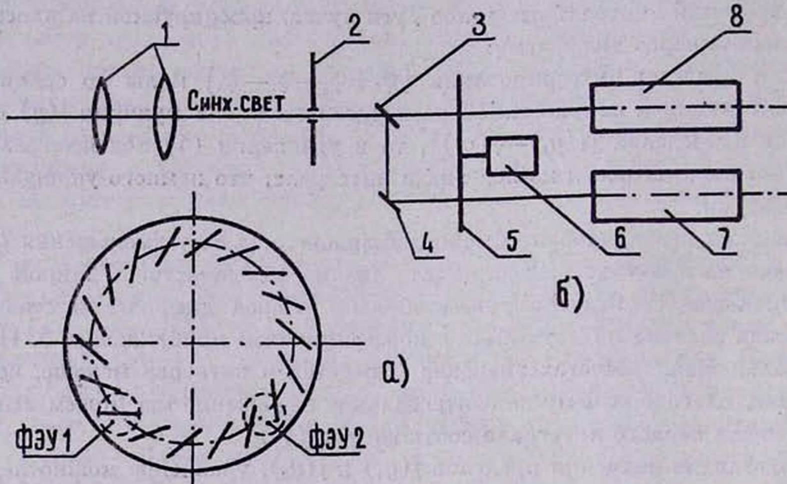


Рис. 2. Схема установки: *а*) диск со сканирующими щелями; *б*) 1 — оптическая система, 2 — диафрагма, 3 — полупрозрачное зеркало, 4 — зеркало, 5 — диск, 6 — синхронный двигатель, 7 — ФЭУ-1, 8 — ФЭУ-2.

нирующий диск, имеющий 18 щелей шириной 0,2 *мм*, вращается синхронно с магнитным полем ускорителя. Количество щелей определяется, с одной стороны, стремлением увеличить количество точек измерений в одном цикле, с другой стороны, конструктивными возможностями. При помощи полупрозрачного зеркала и призмы синхротронный свет расщепляется в горизонтальном направлении на два луча. Перед ФЭУ-1 сканирование производится в горизонтальном направлении, а перед ФЭУ-2 — в вертикальном, так как ФЭУ установлены друг относительно друга со смещением на 90° по окружности диска. При данном диаметре фотокатода выбраны ФЭУ типа ФЭУ-30, исходя из оптимальных конструктивных решений. При выборе ФЭУ его спектральная чувствительность не учитывалась, так как установка работает в области длин волн, далеких от максимума излучения. На выходе ФЭУ получаются сигналы, длительность которых пропорциональна горизонтальным и вертикальным размерам пучка. Измерения проводятся в девяти точках внутри каждого цикла ускорения, что позволяет выявить изменения поперечных размеров ускоряемого пучка как в течение одного цикла, так и от цикла к циклу. Сигнал от ФЭУ подается на осциллограф, горизонтальная развертка луча которого производится синхронно с началом цикла ускорения. Таким образом, на экране осциллографа получается полная картина изменения поперечных размеров в процессе ускорения (рис. 3).

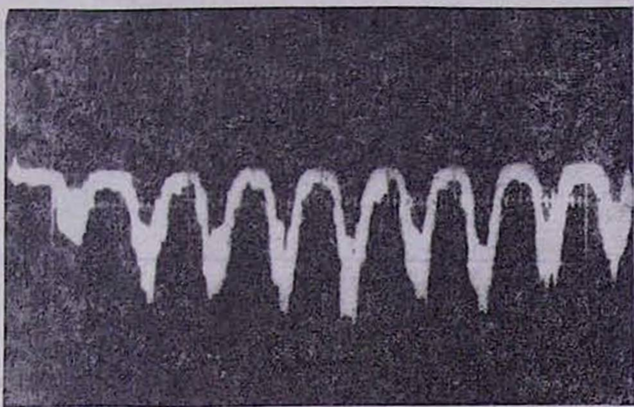


Рис. 3. Осциллограмма сигнала с ФЭУ.

Легко показать, что размеры пучка связаны с длительностью сигнала на выходе ФЭУ следующим соотношением:

$$\delta = \sqrt{2}\,\pi f R_s \tau.$$

Кроме того, учитывая конечные размеры диафрагмы, найдем, что истинная ширина изображения есть

$$y = \eta_0 \left[\sqrt{2}\,\pi f R_s \tau - \frac{1}{2}\,\varepsilon \left(1 + \frac{1}{\eta_0}\right) \right], \qquad (5)$$

$$y = 1{,}8\,[0{,}0157\,\tau\ (\text{мксек}) - 0{,}78]\ \text{мм},$$

где f — частота работы ускорителя, равная 47,3 *гц*, R_s — средний радиус щели, равный 75 *мм*, $\frac{L}{l} = \eta_0$ — коэффициент увеличения.

Для того, чтобы получить полное распределение пучка, осциллограмму нужно обрабатывать согласно формуле (4), а полученные кривые — по формуле (5). Основная статистическая погрешность обусловлена шириной линии осциллограммы, что составляет $\pm$ 15%.

Очень часто для оценки раскачки и затухания колебаний пучка бывает необходима полная ширина пучка. В таких случаях мы можем использовать определенные точки на уровне, допустим, 10% от высоты распределения, что, с учетом поправки (4), на самом деле дает распределение на уровне 45%.

На рис. 4 приводятся изменения ширин пучка Ереванского синхротрона в течение цикла ускорения, где ширина бралась на уровне 10% от высоты распределения интенсивности на осциллограмме. Изменения ширин

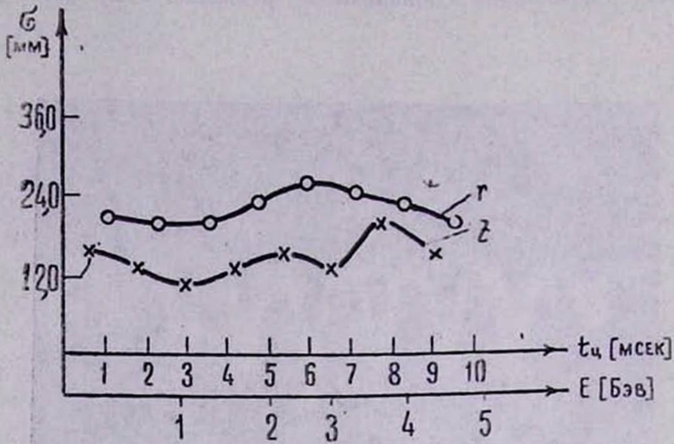


Рис. 4. Зависимость радиальных и вертикальных размеров пучка от энергии.

пучка в процессе ускорения обусловлены прохождением рабочей точки ускорителя по частотам бетатронных колебаний через резонансы. Кривые на рис. 4 приведены для пучка, ускоряемого до конечной энергии $E_{max} = 4{,}5$ *Гэв*.

Авторы выражают глубокую признательность С. К. Есину за многократные обсуждения и постоянное внимание к работе, а также И. П. Карабекову за ряд полезных замечаний при выполнении работы.

Ереванский физический
институт

Поступила 6.II.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. Ebeling, C. W. Bennett.* Interner Bericht, DESY, S1—70/6, 1970.
2. *J. J. Rabinowich.* Daresbury, Nuclear Phisics Laboratory, 1971.
3. *М. М. Никитин.* Измерение положения сгустка электронов в камере синхротрона ТПИ на 1,5 Гэв, Труды НИИЯФ ЭА, Атомиздат, М., 1972, вып. 2.
4. *Ф. А. Королев* и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., 1968.

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԻ ՓՆՋԻ ԼԱՅՆԱԿԱՆ ՉԱՓԵՐԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ՍԻՆՔՐՈՏՐՈՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Մ. ՅԱ. ՎԻՐԵՆԿՈՎԱ, Լ. Հ. ՄԵԼՔՈՒՄՅԱՆ, Մ. Լ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Նկարագրված է փնջի հորիզոնական և ուղղահայաց չափերի սինքրոտրոնային ճառագայթման օգնությամբ չափման սարքավորում։ Ընտրված է չափումները և արդյունքների մշակումը հեշտացնող օպտիկական սիստեմ։ Բերված են չափումների արդյունքները։

MEASUREMENTS OF BEAM PROFILE IN ELECTRON ACCELERATOR BY MEANS OF SYNCHROTRON RADIATION

M. Ya. VYRENKOVA, L. H. MELKUMYAN, M. L. PETROSYAN

The device for the measurement of both the radial and vertical dimensions of an electron beam by means of synchrotron radiation is described. The optical system designed to simplify the measurements and the data processing is chosen. The data of measurements are presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 492—494 (1975)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЫНУЖДЕННОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. Г. ОГАНЕСЯН

Большой интерес, проявляемый к явлению вынужденного комптоновского рассеяния, связан с возможностью применения его для получения генерации в области коротких длин волн. Идея «комптон-лазера» впервые была предложена в работе Пантеля и др. [1], в которой на основе соотношений баланса получен коэффициент усиления

$$\Gamma_n = 0{,}7\, r_0^2 \lambda_1 \lambda_2^2 \frac{\hbar\omega_2}{\Delta} \frac{E_0}{\Delta} \rho_e \rho_f, \tag{1}$$

где r_0 — классический радиус электрона, E_0 — его начальная энергия, λ_1 и $\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{4}\left(\frac{mc^2}{E_0}\right)^2$ — длины волн падающего и рассеянного излучения, ρ_e и ρ_f — плотности электронов и фотонов, Δ — ширина разброса электронов в пучке.

В настоящей работе предлагается метод увеличения коэффициента усиления (1) за счет явления авторезонанса [2]. Так как балансные уравнения не учитывают фазовых соотношений и модуляции плотности электронов в волне, нами решена точная задача на основе замкнутой самосогласованной системы уравнений Максвелла и уравнения для функции распределения электронов.

Пусть сильная волна круговой поляризации рассеивается на релятивистском пучке электронов в присутствии постоянного магнитного поля $\mathbf{H}$ и распространяющейся навстречу ей слабой волны эллиптической поляризации (магнитное поле, волновые векторы обеих волн и начальная скорость электронов направлены вдоль оси z). Вычисляя показатель преломления слабой волны и выделяя его мнимую часть, находим

$$\Gamma = \Gamma_n \left\{\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_1}\right)^2 \left[1 + \frac{\xi^2\, \Omega\, (mc^2)^2}{2\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_1}\right)^3 \omega_1 E_0^2}\right]\right\}^{-1}, \tag{2}$$

где $\Omega = \frac{|e|\, Hc}{E_0 + c p_{0z}}$ — ларморова частота, $\xi = \frac{eA_0}{mc^2}$ — безразмерный параметр интенсивности сильной волны с векторным потенциалом A_0, p_{0z} — начальный импульс электрона.

Как и следовало ожидать, усиливается та из круговых поляризаций слабой волны, вращение которой совпадает с вращением сильной волны. Область резонанса и величина магнитного поля определялись из закона сохранения

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{4\left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^2}{1+\frac{\xi^2}{\left(1-\frac{\Omega}{\omega_1}\right)^2}}. \tag{3}$$

Если резонансный знаменатель удовлетворяет неравенству $\left(1-\frac{\Omega}{\omega_1}\right)^2 \gg \xi^2$ $\left(\text{или, что то же самое, } H \ll \frac{\omega_1(1-\xi)(E_0+cp_{0z})}{|e|\, c}\right)$, то рассеивается наибольшая по величине частота $\omega_{2\,\max} = 4\left(\frac{E_0}{mc^2}\right)^2\omega_1$, а область резонанса значительно меньше области, разрешенной радиационным затуханием [3].

Таблица

E_0 (*Мэв*)	λ_1	H (*гаусс*)	λ_2	θ (*рад*)	Γ_n ($см^{-1}$)	Γ ($см^{-1}$)
5	10 *см*	$2{,}2\cdot10^4$	250 μ	0,4	0,3	2,4
2	1,06 μ	$7{,}3\cdot10^8$	166 Å	$0{,}9\cdot10^{-3}$	2,7	$4{,}3\cdot10^4$
2	10,6 μ	$7{,}3\cdot10^7$	1660 Å	$3{,}3\cdot10^{-2}$	0,05	$6\cdot10^3$

Из приведенной таблицы следует, что для

$$1-\frac{\Omega}{\omega_1} = 3\xi \tag{4}$$

численные значения коэффициентов усиления, содержащиеся в работах [1, 4], могут быть увеличены на несколько порядков. В последнем случае ($\lambda_1 = 10600$ Å) плотность фотонов $\rho_f = 3\cdot10^{19}$ $см^{-3}$; все остальные параметры полей и электронных пучков выбраны аналогично работам [1, 4]. В пятом столбце приведены предельные значения угла между начальной скоростью электрона и волновым вектором сильной волны, вплоть до которого выполняется условие резонанса (4). Магнитные поля, необходимые в двух последних случаях, $\sim 10^8$ *гаусс*. Напряженности такого порядка можно достичь лишь в импульсном режиме [5] (длина импульса $\tau \sim 10$ *нсек*). Очевидно, что такое поле может рассматриваться как постоянное лишь в том случае, когда продолжительность усиливаемой волны меньше времени τ. Из выражения для радиуса вращения электрона $r_0 = \frac{\lambda_1}{36}\frac{mc^2}{E_0}$ следует, что он меньше длины волны, а следовательно, и поперечных размеров лазерного пучка. Отметим также, что приведенные выше формулы справедливы лишь в том случае, когда ширина линии сильной волны значительно меньше расстройки резонанса $\omega_1 - \Omega = 3\omega_1\xi$.

Выражаю глубокую благодарность В. М. Арутюняну за постановку задачи и руководство работой. В обсуждении результатов принимал участие Г. К. Аветисян, которому я искренне признателен.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.IV.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. H. Pantell, G. Soncini, H. E. Puthoff*, IEEE, J. Quantum Electronics, QE—4, 905 (1968).
2. *А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев.* ЖЭТФ, 44, 261 (1963).
3. *В. С. Воронин, А. А. Коломенский.* ЖЭТФ, 47, 1528 (1964).
4. *А. Г. Молчанов.* УФН, 106, 165 (1972).
5. *П. А. Черемных.* Природа, 12, 8 (1974).

ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ՑՐՈՒՄԸ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Փակ ինքնահամաձայնեցված Մաքսվելի և էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիայի համար հավասարումների սիստեմի հիման վրա ստացված է հաստատուն մագնիսական դաշտում թույլ ալիքի ուժեղացման գործակիցը։ Ռեզոնանսային հայտարարի առկայությունը բերում է գործակցի մեծացմանը մի քանի կարգով։

STIMULATED COMPTON SCATTERING IN CONSTANT MAGNETIC FIELD

S. G. OGANESYAN

On the basis of closed self-consistent system of Maxwell equations and the equation for electron distribution function the coefficient of the enhancement of weak wave in a constant magnetic field is obtained. The presence of the resonant factor leads to its enhancement by several orders of magnitude.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10. 495—497 (1975)

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

(25 марта 1975 г.)

25 марта 1975 г. в зале заседаний Института механики АН Арм. ССР состоялась научная сессия Отделения физико-математических наук АН Арм. ССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. *В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян.* Некоторые замечания о компактных группах компактных галактик.

2. *Г. Б. Маранджян.* Об алгорифмических языках, не допускающих оптимальных трансляций.

3. *А. И. Саркисян, А. Э. Дингчян, С. С. Аракелян.* Некоторые особенности гидродинамической неустойчивости нематических жидких кристаллов.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

В. А. Амбарцумян, Л. В. Мирзоян. Некоторые замечания о компактных группах компактных галактик

В 1973 г. стало известно, что скопление Шахбазян I, открытое в Бюраканской астрофизической обсерватории в 1957 г., представляет собой очень далекое ($z=0.116$) скопление галактик, обладающее крайне необычными свойствами: имеет сравнительно небольшие размеры и составляющие — галактики, характеризующиеся компактностью и высокой светимостью.

В Бюраканской обсерватории, а впоследствии и в Центральном институте астрофизики АН ГДР, по методике, разработанной в Бюракане, на картах Паломарского атласа были обнаружены около 200 систем галактик со сходными характеристиками, которые составляют новый класс систем галактик, получивших название *компактных групп компактных галактик* (группы Шахбазян). В этом классе изолированных систем компактных галактик скопление Шахбазян I по богатству и компактности своих членов может быть рассмотрено как крайний случай.

В докладе рассмотрены вопросы, связанные с исследованием компактных групп компактных галактик. Дано определение компактности и сформулированы достаточные условия компактности для слабых галактик. Показано, что все галактики слабее 17.5 и ярче 18.5 на красных картах Паломарского обозрения неба, имеющие насыщенные изображения, являются компактными. Для исследования компактных групп компактных галактик использованы фотографии 12 компактных групп галактик высокого разрешения, полученные в первичном фокусе 5-м телескопа Паломарской обсерватории (масштаб $\sim 11''/мм$) и 4-м телескопа Китт Пикской Националь-ной обсерватории ($\sim 18''/мм$).

Состав компактных групп галактик довольно разнообразный. В наблюденных компактных группах наряду со звездообразными и компактными галактиками иногда встречаются и некомпактные галактики, имеющие нормальную форму с яркими ядрами и слабыми внешними областями. Большинство членов этих групп имеет симметричные и почти звездообразные изображения. Среди членов наблюденных групп редко встречаются спиральные галактики, а иррегулярные галактики (в их обычном понимании) практически отсутствуют. Формы компактных групп компактных галактик также разнообразны, иногда без каких-либо признаков концентрации.

Обсуждены существующие наблюдательные данные о расстояниях, размерах, светимостях и цветах компактных групп компактных галактик. Обращено внимание на необычно малую дисперсию лучевых скоростей в двух из исследованных трех компактных группах: Шахбазян 1 и, насколько можно судить, Шахбазян 123.

Новые наблюдательные данные, рассмотренные в докладе, полностью подтверждают реальность существования нового класса систем галактик— *компактных групп компактных галактик.*

Основные результаты, изложенные в докладе, опубликованы в статьях В. А. Амбарцумяна, Г. Ч. Арпа, А. А. Хоага и Л. В. Мирзояна (Астрофизика, 11, № 2, 1975) и Л. В. Мирзояна, Дж. С. Миллера и Д. Е. Остерброка (Astrophysical Journal, March 15, 1975).

Г. Б. Маранджян. Об алгорифмических языках, не допускающих оптимальных трансляций

Пусть γ — произвольная двухместная частично рекурсивная функция (ЧРФ). Семейство $\{\lambda x\ [\gamma(n,\ x)]\}$ при n, пробегающем натуральный ряд, будем называть *алгорифмическим языком*, если оно замкнуто относительно операции суперпозиции и содержит все константные функции. Язык, определенный функцией γ, обозначим через Γ, а число n назовем, как обычно, номером функции $\lambda x[\gamma(n,\ x)]$ в Γ. Критерием сложности будем называть любую общерекурсивную функцию (ОРФ), удовлетворяющую аксиомам М. Блюма.

Пусть Γ — алгорифмический язык и s — критерий сложности. Назовем число n s-минимальным, если

$$\forall k\,(s\,(k) < s\,(n) \supset \lambda x\,[\gamma\,(n,\ x)] \neq \lambda x\,[\gamma\,(k,\ x)]).$$

ОРФ α назовем *транслятором* из языка Γ в язык Δ, если

$$\forall k\,(\lambda x\,[\gamma\,(k,\ x)] = \lambda x\,[\delta\,(\alpha\,(k),\ x)]),$$

и назовем *собственным транслятором,* если при этом $\alpha \in \Gamma \cap \Delta$, и *оптимальным* по критериям s_1 и s_2, если α по s_1-минимальным номерам из Γ вычисляет s_2-минимальные из Δ.

Теорема. Каковы бы ни были критерии сложности s_1, s_2 и алгорифмический язык Г, существует такой алгорифмический язык Δ, равнообъемный Г, что невозможно существование собственных оптимальных по s_1 и s_2 трансляций ни из Г в Δ, ни из Δ в Г.

Отметим, что конструкция доказательства позволяет построить трансляторы из Г в Δ и из Δ в Г. Известная теорема Роджерса утверждает рекурсивный изоморфизм допустимых нумераций всех ЧРФ. Тем не менее, из приведенной теоремы вытекает следующее.

Следствие. Каковы бы ни были критерии сложности s_1, s_2 и допустимая нумерация Г всех ЧРФ, существует такая допустимая нумерация Δ всех ЧРФ, что ни из Г в Δ, ни из Δ в Г невозможны оптимальные по s_1 и s_2 трансляции.

В следствии требование собственности транслятора излишне, так как нумерации содержат все ОРФ.

А. Ц. Саркисян, А. Э. Дингчян, С. С. Аракелян. **Некоторые особенности гидродинамической неустойчивости нематических жидких кристаллов**

Одной из основных проблем жидкокристаллического состояния является проблема взаимодействия мезофазы с внешними полями — электрическим, магнитным и другими, что приводит к образованию доменов в жидких кристаллах и эффекту динамического рассеяния. Форма доменов сложным образом зависит от внешних условий и внутренней структуры вещества.

В работе проведено подробное исследование влияния стабильных иминоксильных радикалов на гидродинамические нестабильности нематических жидких кристаллов МББА и ЭББА. Найдено, что ширина и время возбуждения доменов в зависимости от концентрации имеют экстремальные значения. Величина концентрации свободных радикалов влияет на линейность доменов. Чем больше концентрация, тем более линейными становятся домены. Показано, что чем больше ток, протекающий через слой жидкого кристалла, тем более стабильна доменная структура в этой среде. Стабильность доменной структуры зависит также от однородности внешнего электрического поля. В неоднородном поле они более стабильны.

Показано, что с увеличением толщины слоя линейность доменов увеличивается, однако при наличии неоднородного внешнего электрического поля линейность доменов одинакова во всем слое с непостоянной толщиной. Получено, что из-за неоднородности внешнего электрического поля при прочих одинаковых условиях время возбуждения доменов существенно увеличивается. Обнаружено, что в присутствии стабильных иминоксильных радикалов время разрушения доменов и время спада динамического рассеяния зависят от величины внешнего электрического поля, тогда как в жидких кристаллах, без радикальных добавок, такой зависимости нет. Обсуждаются возможные причины, вызывающие обнаруженные эффекты.

Материалы настоящего доклада будут опубликованы в журнале «Изв. АН Арм. ССР, Физика».

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

10 тома за 1975 г.

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

ԽՈՐՀՐԴԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԵՎ ԿՈՆՖԵՐԱՆՍՆԵՐ