ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1966 г.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 3—10 (1966)

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ ДЛЯ КРИСТАЛЛА КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

А. Г. АКРИТОВ, Д. А. БАДАЛЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В работе получено выражение для относительной интенсивности рентгеновых волн, отраженных от кристалла конечных размеров (непоглощающий кристалл). Получена теоретическая кривая зависимости максимальной относительной интенсивности от числа атомных плоскостей для кристалла кальцита. Показано, что полное отражение рентгеновых волн не происходит ни при каких углах падения.

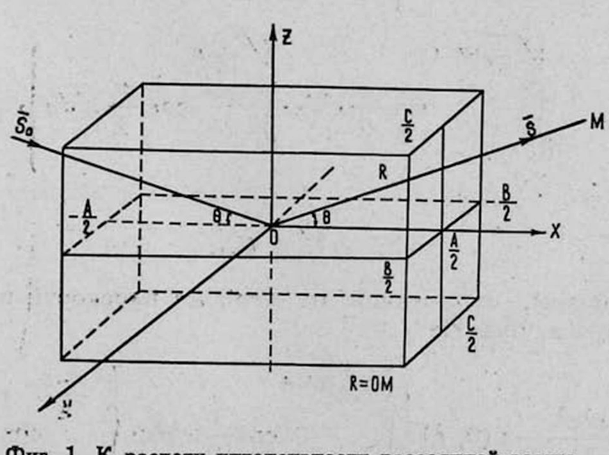
Как известно, в динамической теории интерференции рентгеновых лучей Дарвин рассматривает многократные отражения между неограниченными отражающими атомными плоскостями. Однако у реальных кристаллов ограничено не только число отражающих плоскостей (толщина кристаллов), но и размеры этих плоскостей (ширина и длина кристаллов).

В работах [1] и [2] рассмотрена задача динамической теории интерференции рентгеновых лучей для кристалла, ограниченного шириной и длиной, но не ограниченного толщиной (бесконечное число отражающих плоскостей с ограниченными размерами).

Рассмотрим задачу динамической теории интерференции рентгеновых лучей для кристаллов, ограниченных во всех трех направлениях (конечное число плоскостей с конечными размерами).

Пусть плоская монохроматическая волна падает на кристалл в направлении единичного вектора $\vec{S}_0$ (фиг. 1) и точка наблюдения из начала координат видна в направлении $\vec{S}$. Допустим, что векторы $\vec{S}_0$ и $\vec{S}$ имеют следующие направляющие косинусы:

$$\vec{S}_0(\cos\theta,\ 0,\ -\sin\theta);\qquad \vec{S}(\cos\theta,\ 0,\ \sin\theta).$$



Фиг. 1. К расчету интенсивности рассеянной волны.

Отражающие плоскости кристалла параллельны плоскости XOY. Размеры кристалла в направлениях X, Y и Z соответственно равны A, B и C, периоды кристалла в направлениях X, Y и Z соответственно равны a, b и c. Если падающая волна в начале координат (0 0 0) имеет вид e^{ikct}, т. е. амплитуда волны в этой точке равна единице, то волна, отраженная от плоскости кристалла, совпадающей с плоскостью XOY, будет

$$G_0 = \frac{n\lambda e^2}{2mc^2 \sin\theta} f(2\theta, k) \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \exp\left(-i\frac{\pi}{2}x^2\right) dx \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \exp\left(-i\frac{\pi}{2}y^2\right) dy,$$

где n — число атомов на единицу площади плоскости,
e, m, c — фундаментальные постоянные,
λ — длина волны падающего рентгеновского излучения,
θ — угол скольжения, мало отличающийся от угла Вульфа-Брэгга,
$f(2\theta, k)$ — атомный фактор рассеяния.

В общем случае эта амплитуда комплексная, вещественная и мнимая части которой выражаются следующим образом:

$$G_0' = \frac{n\lambda e^2}{2mc^2 \sin\theta} f(2\theta, k) \left\{ \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \cos\frac{\pi}{2}x^2 dx \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \cos\frac{\pi}{2}y^2 dy - \right.$$

$$\left. - \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \sin\frac{\pi}{2}x^2 dx \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \sin\frac{\pi}{2}y^2 dy \right\},$$

$$G_0'' = -\frac{n\lambda e^2}{2mc^2 \sin\theta} f(2\theta, k) \left\{ \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \cos\frac{\pi}{2}x^2 dx \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \sin\frac{\pi}{2}y^2 dy + \right.$$

$$\left. + \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \sin\frac{\pi}{2}x^2 dx \cdot \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \cos\frac{\pi}{2}y^2 dy \right\},$$

где

$$G_0 = G_0' + iG_0''.$$

Амплитуда волны, отраженной от этой же плоскости в направлении падающего пучка, будет:

$$\Sigma_0' = \frac{n\lambda e^2}{2mc^2 \sin\theta} f(0, k) \left\{ \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \cos\frac{\pi}{2}x^2 dx \cdot \int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \cos\frac{\pi}{2}y^2 dy - \right.$$

$$-\int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \sin\frac{\pi}{2}x^2dx\cdot\int\limits^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \sin\frac{\pi}{2}y^2dy\Bigg\},$$

$$\sum\nolimits_0'' = -\frac{n\lambda^2e^2}{2mc^2\sin\theta}f(0,\ k)\Bigg\{\int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \cos\frac{\pi}{2}x^2dx\cdot\int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \sin\frac{\pi}{2}y^2dy +$$

$$+\int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\sin\theta\cdot A} \sin\frac{\pi}{2}x^2dx\cdot\int\limits_0^{\sqrt{\frac{2}{\lambda R}}\cdot B} \cos\frac{\pi}{2}y^2dy\Bigg\},$$

где $\sum_0'$ и $\sum_0''$ — вещественная и мнимая части амплитуды этой волны.

Разностные (рекуррентные) уравнения в рассматриваемом случае примут вид (случай непоглащающего кристалла):

$$\begin{aligned} S_r &= \alpha T_r + \beta\cdot\gamma\cdot S_{r+1}, \\ T_{r+1} &= \beta\cdot\gamma\cdot T_r + \alpha\cdot\gamma^2\cdot S_{r+1}, \\ T_r &= \beta\cdot\gamma\cdot T_{r-1} + \alpha\cdot\gamma^2\cdot S_r, \end{aligned} \tag{1}$$

где T_r — амплитуда волны, распространяющейся в направлении первичного пучка, над плоскостью r,

S_r — амплитуда волны, отраженной от плоскости r,

$$\alpha = G_0, \quad \beta = 1 + \sum\nolimits_0, \quad \gamma = \exp(-ikd\sin\theta),$$

где d — межплоскостное расстояние отражающих плоскостей. Из (1) получим

$$\beta\cdot\gamma\cdot(T_{r+1} + T_{r-1}) = T_r(1 - \alpha^2 + \beta^2\gamma^2). \tag{2}$$

Последнее можно решить подстановкой

$$T_r = T_0x^r, \quad \text{где} \quad |x| < 1, \tag{3}$$

Если число отражающих плоскостей конечно и равно m, то

$$S_0 \neq 0, \quad S_1 \neq 0 \cdots S_{m-1} \neq 0, \quad S_m = 0.$$

Из первого уравнения системы (1) для различных r имеем

$$\begin{aligned} S_0 &= \alpha T_0 + \beta\cdot\gamma\cdot S_1 \\ &\dots\dots\dots\dots \\ S_i &= \alpha\cdot T_i + \beta\cdot\gamma\cdot S_{i+1}, \\ &\dots\dots\dots\dots \\ S_{m-2} &= \alpha\cdot T_{m-2} + \beta\cdot\gamma\cdot S_{m-1}, \\ S_{m-1} &= \alpha T_{m-1}, \end{aligned}$$

откуда, имея также ввиду (3), получим:

$$S_0 = T_0\alpha \sum_{i=0}^{m-1} \beta^i \gamma^i x^i. \tag{4}$$

После суммирования по i последнее выражение примет следующий вид:

$$\frac{S_0}{T_0} = \alpha \frac{1 - \beta^m \cdot \gamma^m \cdot x^m}{1 - \beta \cdot \gamma \cdot x}, \tag{5}$$

Для определения x подставим в уравнение (2) значение T_r из (3). Тогда получим

$$\beta \cdot \gamma \cdot \left(x + \frac{1}{x}\right) = 1 - \alpha^2 + \beta^2\gamma^2. \tag{6}$$

В общем случае x — комплексная величина и, как уже сказано, $|x| \leq 1$. Следовательно, можем обозначить:

$$x = (1 - \eta)\, e^{-i\nu\pi} = (1 - \eta' - i\eta'')\, e^{-i\nu\pi},$$

где ν — целое число.

Имея в виду последнее, из (6) пренебрегая членами, содержащими степени малых величин $\sum_0'$, $\sum_0''$, G_0', G_0'', η', η'', v выше второго [3], получим:

$$\eta = \pm \sqrt{(\Sigma_0 - iv)^2 - G_0^2},$$

$$\eta' = \pm \sqrt[4]{\varkappa^2 + \varepsilon^2} \cdot \cos\frac{\varphi}{2},$$

$$\eta'' = \pm \sqrt[4]{\varkappa^2 + \varepsilon^2} \cdot \sin\frac{\varphi}{2},$$

где

$$v = kd \cos\theta_0\, (\theta - \theta_0),$$

$$\varkappa = G_0''^2 + \Sigma_0'^2 + 2\Sigma_0'' \cdot v - \Sigma_0''^2 - G_0'^2 - v^2,$$

$$\varepsilon = 2\,(\Sigma_0' \cdot \Sigma_0'' - \Sigma_0' \cdot v - G_0' \cdot G_0''),$$

$$\varphi = \operatorname{arc\,tg} \frac{\varepsilon}{\varkappa}.$$

Знаки величин η, η', η'' выбираются таким образом, чтобы имело место

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 \leq 1.$$

Подставляя в (5) значения величин α, β, x и имея в виду малость величин Σ_0', Σ_0'', G_0', G_0'', η', η'', v для относительной амплитуды отраженной волны, в рассматриваемом случае получим:

$$\frac{S_0}{T_0} = (G_0' + iG_0'') \frac{1 - \exp\{m(\Sigma_0' - \eta')\} \cdot \exp\{im(\Sigma_0'' - v - \eta'')\}}{1 - \exp\{\Sigma_0' - \eta'\} \cdot \exp\{i(\Sigma_0'' - v - \eta'')\}}, \tag{7}$$

откуда для относительной интенсивности волн, отраженных от ограниченного кристалла, получим:

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 = (G_0'^2 + G_0''^2)\,\frac{1 - 2\cos\{(v + \eta'' - \Sigma_0'')\,m\}\exp\{-m(\eta' - \Sigma_0')\} + \exp\{-2m(\eta' - \Sigma_0')\}}{1 - 2\cos\{v + \eta'' - \Sigma_0''\}\exp\{-(\eta' - \Sigma_0')\} + \exp\{-2(\eta' - \Sigma_0')\}}. \tag{8}$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Исследование выражения (8) показывает, что ни при каких углах не будет полного отражения. Действительно, разберем конкретный пример — вычислим интенсивность в дифракционном максимуме при отражении рентгеновых лучей $M_0 k_{\alpha_1}$ от плоскостей (211) кристалла кальцита. Структурный фактор вычислим так, как указано в работах [1] и [3].

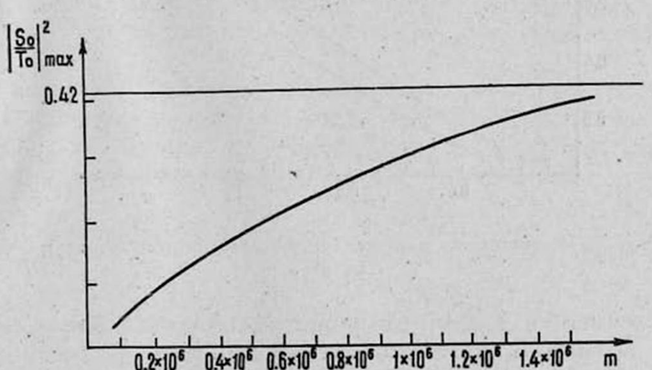
Вычислим амплитуды отраженной и рассеянных в направлении первичного пучка волн для данных размеров отражающих плоскостей и исследуем зависимость интенсивности отражения от числа отражающих атомных плоскостей.

Пусть размеры отражающих плоскостей будут $A = B = 10^{-4}$ см., а среднее расстояние облучаемого объема от точки наблюдения будет $R = 8$ *см.*

Максимальное значение относительной интенсивности отражения можно выразить следующим образом:

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2_{\max} = M\left[1 - 2\cos\eta'' m \exp\left\{-m\left(\eta' - \Sigma_0'\right)\right\} + \exp\left\{-2m\left(\eta' - \Sigma_0'\right)\right\}\right].$$

Как видно из последнего выражения, с увеличением числа отражающих плоскостей, интенсивность отражения увеличивается, и в пределе при очень больших числах отражающих плоскостей относительная интенсивность стремится к предельному значению M (см. рис. 2). Величина M не зависит от числа отражающих плоскостей, а зависит от их размеров. В рассматриваемом случае ($A = B = 10^{-4}$ *см*) $M \simeq 0{,}42$, что соответствует случаю, рассмотренному в [1].



Фиг. 2. Зависимость максимального коэффициента отражения от числа отражающих атомных плоскостей.

Интересно сравнить результаты наших расчетов с результатами, полученными Дарвиным, для плоско-параллельной неограниченной кристаллической пластинки (кристалл ограничен двумя параллельными бесконечными плоскостями).

Для этого случая Дарвиным [4] получено следующее выражение для относительной амплитуды:

$$\frac{S_0}{T_0} = \frac{-iq}{iv + \varepsilon \operatorname{ctgh} m\varepsilon}, \tag{9}$$

где iq — амплитуда отраженной волны от бесконечной атомной плоскости,

m — число отражающих плоскостей,

$$v = kd \cos \theta_1 (\theta - \theta_1), \quad \varepsilon = \pm \sqrt{q^2 - v^2},$$

θ_1 — исправленный угол Вульфа-Брэгга.

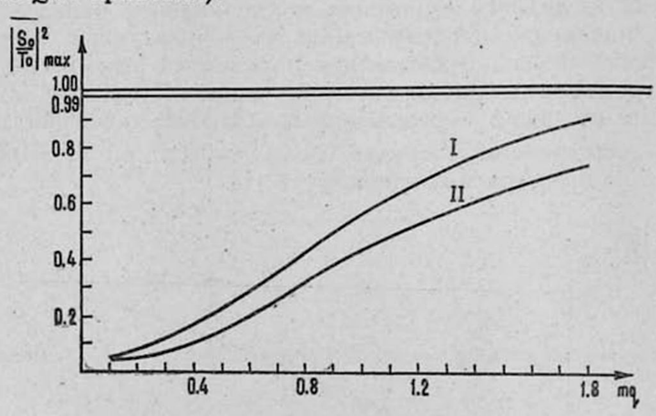
Максимальное значение выражения (9) можно привести к следующему виду

$$\frac{S_0}{T_0} = i \operatorname{tgh} mq. \tag{10}$$

Для максимального значения относительной интенсивности из (10) имеем

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2_{\max} = \operatorname{tgh}^2 mq.$$

Как видно из последнего (см. рис. 3, первая кривая), при бесконечно большом числе отражающих плоскостей получается полное отражение (непоглощающий кристалл).



Фиг. 3. Зависимость максимального коэффициента отражения от mq.

Как известно, в теории Дарвина учитывается однажды и дважды отраженные волны, а интенсивностями трижды и высших порядков отражений пренебрегают. Следовательно, строго говоря, полного отражения не должно быть, так как часть энергии первичной волны уходит в сторону с волнами высших порядков отражения.

Несмотря на это, теория Дарвина дает полное отражение, что объясняется тем, что Дарвиным получено неверное выражение для амплитуд отраженных и проходящих волн.

Амплитуда волны, рассеянной от одной плоскости, по Дарвину равна $-iq$, а амплитуда проходящей волны $|1-i\sigma|>1$, следовательно, получается, что интенсивность проходящей волны больше интенсивности падающей волны, когда отраженная волна уносит с собой часть энергии падающей волны.

Из (8) можно получить выражение для относительной интенсивности рентгеновских лучей, отраженных от неограниченной плоскопараллельной пластинки. Более точное выражение имеет следующий вид (см. [5]):

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 = q^2 \frac{1-2\cos\{(\sigma\sin\varphi+v+\eta'')\,m\}\exp m(\sigma\cos\varphi-\eta')\} + \exp\{2m(\sigma\cos\varphi-\eta')\}}{1-2\cos\{\sigma\sin\varphi+v+\eta''\}\exp(\sigma\cos\varphi-\eta') + \exp\{2(\sigma\cos\varphi-\eta')\}},$$

где $\sigma e^{i\varphi}$ — амплитуда рассеяннной в направлении первичного пучка волны, η' и η'', соответственно, действительная и мнимая части коэффициента экстинкции,

$$\cos\varphi = -\frac{\sigma^2+q^2}{2\sigma}.$$

Максимальное значение для относительной интенсивности можно привести к следующему виду

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2_{\max} = \mu\,[1-2\exp(-mq)+\exp(-2mq)].$$

На рисунке 3 (вторая кривая) показано, как это последнее выражение при больших числах отражающих плоскостей стремится к своему предельному значению $\mu=0{,}99$.

Таким образом, из приведенных выше расчетов можно сделать следующие выводы:

1. При ограниченных отражающих плоскостях не будет полного отражения. Даже в случае больших чисел отражающих плоскостей относительная интенсивность отраженных волн значительно меньше единицы.

2. Более точные расчеты показывают, что при неограниченных отражающих плоскостях даже и тогда, когда их число бесконечно велико, полного отражения не будет (коэффициент отражения очень близок к единице, но меньше единицы).

Ереванский государственный
университет

Поступила 20 X—65

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. А. Безирганян*, ДАН Арм.ССР, **29**, 315 (1959).
2. *П. А. Безирганян*, ДАН Арм.ССР, **33**, 236 (1960).
3. *А. Комптон* и *С. Алисон*, „Рентгеновские лучи, теория и эксперимент", ОГИЗ, 1941 г.
4. *C. G. Darwin*, Phil. Mag. **43**, 801 (1922).
5. *П. А. Безирганян*, ЖТФ (в печати).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ՉԱՓԵՐԻ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Ա. Գ. ԱԿՐԻՏՈՎ, Դ. Հ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիայի դինամիկ տեսությունները քննարկում են կամ վերջավոր թվով անվերջ հարթություններ, կամ անվերջ թվով վերջավոր չափի հարթություններ։

Այս աշխատության մեջ խնդիրը լուծված է սահմանափակ չափերով և վերջավոր թվով ատոմային հարթություններ ունեցող բյուրեղի համար (չկլանող բյուրեղ)։

Ստացված են արտահայտություններ այդպիսի բյուրեղից անդրադարձած գումար ալիքի ամպլիտուդի և ինտենսիվության համար։

Կատարված են ավելի ճշգրիտ հաշվումներ հարթ-զուգահեռ անվերջ բյուրեղային թիթեղից անդրադարձած ռենտգենյան ճառագայթների հարաբերական ինտենսիվության համար։

Կարելի է անել հետևյալ հետևությունները.

1. Սահմանափակ բյուրեղից ռենտգենյան ճառագայթների լրիվ անդրադարձում չի ստացվում։ Անգամ շատ մեծ թվով անդրադարձնող հարթությունների դեպքում հարաբերական ինտենսիվությունն զգալիորեն փոքր է միավորից։

2. Ավելի ճշգրիտ հաշվումները ցույց են տալիս, որ անգամ անվերջ չափեր ունեցող բյուրեղից ռենտգենյան ճառագայթների լրիվ անդրադարձում չի ստացվում (անդրադարձման գործակիցը շատ մոտիկ է մեկի, սակայն մնում է մեկից փոքր)։

DYNAMIC THEORY OF X-RAY INTERFERENCE FOR THE CRYSTAL OF FINITE DIMENSIONS

by A. G. AKRITOV, D. A. BADALIAN, P. A. BEZIRGANIAN

The paper deals with an exression derved for the relative intensity of X-rays reflected from the crystal of finite dimensions (non-absorbing crystal). A theoretical curve is received for the maximum relative intensity versus the number of atomic planes for calcite. It is shown that no complete reflection of X-rays occurs in any case of incidence.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 11—19 (1966)

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ НА ПЛАСТИНКУ

В. А. ЕНГИБАРЯН, Б. В. ХАЧАТРЯН

Рассматривается переходное излучение, возникающее при наклонном падении заряженной частицы на пластинку. Получены формулы интенсивности излучения для двух взаимно перпердикулярных поляризаций.

Рассмотрены частные случаи пролета нерелятивистской частицы через тонкую пластинку, а также через идеально проводящую пластинку.

После появления работы Гинзбурга и Франка [1] было опубликовано значительное количество работ (например [2—11]) посвященных дальнейшему развитию теории переходного излучения выяснения его особенностей.

В настоящей работе исследуется переходное излучение, возникающее при пролете заряженной частицы через пластинку, причем для выяснения поляризационных свойств переходного эффекта электрическое и магнитное поля излучения мы будем разлагать на две взаимно перпендикулярные компоненты, первая из которых лежит в плоскости излучения, а вторая перпендикулярна к ней. (Плоскостью излучения мы будем называть плоскость, в которой лежат нормаль к пластинке ($\vec{n}$) и направление распространения кванта). Соответственно этому разложению мы будем говорить о двух видах поляризации — „продольной" (электрический вектор лежит в плоскости излучения) и „поперечной".

§ 1. ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть равномерно движущаяся заряженная частица пересекает пластинку толщиной a, помещенную в среду и ограниченную плоскостями $z=0$ и $z=a$. Диэлектрическая проницаемость среды равна ε_1, а пластинки ε_2. Скорость частицы, равная по абсолютной величине v, лежит в плоскости (x, z) и составляет с осью z угол ψ. Тогда плотность заряда и тока частицы будут равны

$$\rho = e\delta(\vec{r} - \vec{v}t), \quad \vec{j} = \rho\vec{v}, \tag{1}$$

причем вектор скорости имеет компоненты

$$\vec{v} = \{v\sin\psi,\ 0,\ v\cos\psi\}. \tag{2}$$

Суммарное электромагнитное поле в каждой части пространства слагается из поля заряда излучения. Очевидно, что в области перед пластинкой ($z=0$) поле излучения будет состоять только из отраженных волн (будем отмечать их двумя штрихами сверху), а в области за пластинкой ($z>a$) — из волн, движущихся в положительном направлении оси z будем отмечать одним штрихом). В области же внутри пластинки ($0<z<a$) будут присутствовать волны обоих типов. Исходными уравнениями при решении поставленной задачи являются уравнения Максвелла

$$\Delta\vec{A}-\frac{\hat{\varepsilon}}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2}=-\frac{4\pi}{c}e\vec{v}\delta(\vec{r}-\vec{v}t),$$
$$\Delta\varphi-\frac{\hat{\varepsilon}}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=-\frac{4\pi}{\varepsilon}e\delta(\vec{r}-\vec{v}t), \tag{3}$$

причем все величины будем разлагать в четырехкратные интегралы Фурье, например,

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\int\vec{A}(\vec{k},\omega)e^{i\vec{k}\vec{r}-i\omega t}d^3kd\omega. \tag{4}$$

Из уравнений (3) с учетом (1) и (4) получим следующие выражения для полей частицы

$$\vec{E}^0_{1,2}(\vec{k},\omega)=\frac{ie}{2\pi^2}\left(\frac{\omega}{c^2}\vec{v}-\frac{\vec{k}}{\varepsilon_{1,2}}\right)\frac{\delta(\omega-\vec{k}\vec{v})}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{1,2}},$$

$$\vec{H}^0_{1,2}(\vec{\kappa},\omega)=\frac{ie}{2\pi^2c}[\vec{k}\vec{v}]\frac{\delta(\omega-\vec{k}\vec{v})}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{1,2}}. \tag{5}$$

Индекс 1 относится к среде, индекс 2—к пластинке. Решение же однородных уравнений (поля излучения) мы представим в виде (например, для поля излучения в области $z<0$)

$$\mathrm{E}_1''(\vec{k},\omega)=E_1''(\vec{k},\omega)\,\delta\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right),$$

и аналогично для других случаев.

Граничные условия на пластинках $z=0$ и $z=a$ — условия непрерывности тангенциальных составляющих полей и нормальных составляющих индукций (мы предполагаем, что магнитные проницаемости $\mu_1=\mu_2=1$) с учетом поперечности полей излучения приводят к следующей системе уравнений для определения Фурье компонент полей излучения (аргументы полей $\vec{k}$ и ω мы будем опускать):

$$\frac{\omega}{c^2}(b_1-b_2)\vec{v}_x-\left(\frac{b_1}{\varepsilon_1}-\frac{b_2}{\varepsilon_2}\right)\vec{q}+\frac{\vec{E}''_{1t}}{k_{z1}}=\frac{\vec{E}'_{1t}+\vec{E}''_{1t}}{k_{z2}}, \tag{6}$$

$$\frac{\omega}{c^2}(b_2-b_1)\vec{v}_xe^{iak_x}-e^{iak_k}\left(\frac{b_2}{\varepsilon_2}-\frac{b_1}{\varepsilon_1}\right)\vec{q}+\frac{e^{iak_{z2}}\vec{E}'_{2t}+e^{-iak_{z2}}\vec{E}''_{2t}}{k_{z2}}=$$
$$=\frac{e^{iak_{z1}}}{k_{z1}}\vec{E}'_{1t}, \tag{7}$$

$$\frac{\omega v_z}{c^2}(\varepsilon_1b_1-\varepsilon_2b_2)-k_z(b_1-b_2)+\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}E''_{1n}=\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}(E'_{2n}+E''_{2n}), \tag{8}$$

$$\frac{\omega v_z}{c^2}(\varepsilon_2 b_2-\varepsilon_1 b_1)e^{iak_z}-k_z(b_2-b_1)e^{iak_z}+\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}(E_{2n}' e^{iak_{z2}}+E_{2n}'' e^{-iak_{z2}})=$$

$$=\frac{\varepsilon_1 e^{iak_{z1}}}{k_{z1}}E_{1n}', \tag{9}$$

$$\frac{1}{c}[\vec{k}\vec{v}]_t(b_1-b_2)+\frac{\vec{H}_{1;t}''}{k_{z1}}=\frac{1}{k_{z2}}(\vec{H}_{2t}'+\vec{H}_{2t}''), \tag{10}$$

$$\frac{1}{c}[\vec{k}\vec{v}]_t(b_2-b_1)e^{iak_z}+\frac{1}{k_{z2}}(e^{iak_{z2}}\vec{H}_{2t}'+e^{-iak_{z2}}\vec{H}_{2t}'')=\frac{e^{iak_{z1}}}{k_{z1}}\vec{H}_{1;t}', \tag{11}$$

$$\frac{1}{c}[\vec{k}\vec{v}]_n(b_2-b_1)+\frac{H_{1n}''}{k_{z1}}=\frac{1}{k_{z1}}(H_{2n}'+H_{2n}''), \tag{12}$$

$$\frac{1}{c}[\vec{k}\vec{v}]_n(b_2-b_1)+\frac{1}{k_{z2}}(e^{iak_{z2}}H_{2n}'+e^{-iak_{z2}}H_{2n}'')=\frac{e^{iak_{z1}}}{k_{z1}}H_{1n}'. \tag{13}$$

Здесь приняты следующие обозначения

$$k_z=\frac{1}{v_z}(\omega-k_x v_x),\qquad k_{z1;\,2}=\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{1;\,2}-q^2},$$

$$b_{1;\,2}=\frac{ie}{\pi^2 v_z}\left(q^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{1;\,2}\right)^{-1}, \tag{14}$$

а $\vec{q}=\{k_x;\ k_y\}$ — тангенциальная составляющая вектора $\vec{k}$.

В уравнениях (10)—(13) выразим компоненты магнитного поля через компоненты электрического поля. Для этого воспользуемся соотношениями

$$\vec{H}_1''=\frac{c}{\omega}[\vec{q}-\vec{k}_{z1};\ \vec{E}_1''],\qquad \vec{H}_2''=\frac{c}{\omega}[\vec{q}-\vec{k}_{z2}\vec{E}_2''], \tag{15}$$

$$\vec{H}_2'=\frac{c}{\omega}[\vec{q}+k_{z2};\ \vec{E}_2'],\quad \vec{H}_1'=\frac{c}{\omega}[\vec{q}+\vec{k}_{z1};\ \vec{E}_1']. \tag{16}$$

Знаки минус в правых частях (15) учитывают тот факт, что для волн, движущихся против оси z, проекция волнового вектора на эту ось отрицательна (при $\omega>0$). В уравнения (13)—(16) будут теперь входить только нормальные и тангенциальные компоненты электрического поля E_n и $\vec{E}_t$.

Если теперь разложить $\vec{E}_t$ на соответствующие E_q и E_x, направленные по $\vec{\tau}=\frac{\vec{q}}{q}$ и оси $\vec{x}$, то эти уравнения оказываются записанными в двух ортах $\vec{\tau}$ и $\vec{x}$. Приравнивая коэффициенты при $\vec{\tau}$ и $\vec{x}$ друг другу, мы получаем две системы уравнений для определения компонент полей излучения. Опуская длинные, но элементарные вычисления, приведем сразу результат

$$E''_{1;\,x}=\frac{ie}{\pi^2 v_z}\frac{\omega v_x}{c^2 D_1}\left\{\left(1+\frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2}-k_z)e^{-iak_{z2}}-2\frac{k_{z2}}{k_{z1}}(k_{z1}-k_z)e^{iak_z}+\right.$$

$$\left.+\left(1-\frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2}+k_z)e^{iak_{z2}}\right\}\left(\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}-\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2}\right), \qquad (17)$$

$$E'_{1;\,x}=\frac{ic}{\pi^2 v_z}\frac{\omega v_x}{c^2 D_1}\left\{\left(1-\frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2}-k_z)e^{iak_{z2}}-\right.$$

$$\left.-2\frac{k_{z2}}{k_{z1}}(k_{z1}+k_z)e^{-iak_z}+\left(1+\frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2}+k_z)e^{-iak_{z2}}\right\}\times$$

$$\times\left(\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}-\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2}\right)e^{-iak_{z1}+iak_z}, \qquad (18)$$

$$E''_{1;\,q}=\frac{ieq}{\pi^2 v_z}\frac{k_{z1}}{D}\left\{\left[\alpha_1\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}+\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{-iak_{z2}}+\alpha_2\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}-\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{iak_{z2}}+\right.\right.$$

$$\left.+2\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}\delta_1 e^{iak_z}\right]-\frac{k_x v_x}{k_{z2}^2\omega}\left(\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}-\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2}\right)\times$$

$$\left.\times\left[F_1\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}+\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{-iak_{z2}}+F_1\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}-\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{iak_{z2}}-2\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}F_2 e^{iak_z}\right]\right\}; \qquad (19)$$

$$E'_{1;\,q}=-\frac{ieq}{\pi^2 v_z}\frac{k_{z1}}{D}\left\{\left[\alpha_1\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}-\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{iak_{z2}}+\alpha_2\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}+\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{-iak_{z2}}+\right.\right.$$

$$\left.+2\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}\delta_2 e^{-iak_z}\right]-\frac{k_x v_x}{k_{z2}^2\omega}\left(\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1}-\frac{1}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2}\right)\times$$

$$\times\left[F_2\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}-\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{iak_{z2}}+F_2\left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}+\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)e^{-iak_{z2}}-\right.$$

$$\left.\left.-2\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}F_1 e^{-iak_z}\right]\right\}e^{-iak_{z1}+iak_z}, \qquad (20)$$

где

$$F_1=k_z-\left(1-\frac{k_{z2}^2}{k_{z1}^2}\right)\frac{Q}{D_1}, \qquad (21)$$

$$Q=\left(1+\frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2}-k_z)e^{-iak_{z2}}-2\frac{k_{z2}}{k_{z1}}(k_{z1}-k_z)e^{iak_z}+$$

$$+\left(1-\frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2}+k_z)e^{iak_{z2}},$$

$$F_2 = k_z + \left(1 - \frac{k_{z2}^2}{k_{z1}^2}\right)\frac{Q_1}{D_1}; \tag{22}$$

$$Q_1 = \left(1 + \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2} + k_z)e^{-iak_{z2}} - 2\frac{k_{z2}}{k_{z1}}(k_{z1} + k_z)e^{-iak_z} + \\ + \left(1 - \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)(k_{z2} - k_z)e^{iak_{z2}},$$

$$\left.\begin{matrix}\alpha_1\\ \alpha_2\end{matrix}\right\} = \frac{\pm\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\frac{1}{k_{z2}} - \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1} + \frac{\mp\frac{1}{k_{z2}} + \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2}, \tag{23}$$

$$\left.\begin{matrix}\delta_1\\ \delta_2\end{matrix}\right\} = \frac{\mp\frac{1}{k_{z1}} + \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1} + \frac{\pm\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{1}{k_{z1}} - \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2}, \tag{24}$$

$$D = \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} + \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)^2 e^{-iak_{z2}} - \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} - \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)^2 e^{iak_{z2}}, \tag{25}$$

$$D_1 = \left(1 - \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)^2 e^{iak_{z2}} - \left(1 + \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)^2 e^{-iak_{z2}}. \tag{26}$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Толщина пластинки $a = 0$. Как легко убедиться, поля излучения при $a = 0$ обращаются в нуль.

2. Нормальное падение на пластинку—угол влета $\psi = 0$. Поля $E''_{1;x}$ и $E'_{1;x}$ в этом случае обращаются в нуль, а выражения полей $E''_{1;q}$ и $E'_{1;q}$ совпадают с результатом работы [10]. Если затем устремить толщину пластинки к бесконечности, то мы приходим к результатам работ [4, 5].

3. Наклонное падение на границу раздела двух сред. Устремляя толщину пластинки к бесконечности, мы приходим к формулам работ [8, 11]. В следующем параграфе, мы вычислим интенсивность излучения различной поляризации („продольная" и „поперечная").

С этой целью разложим $\vec{E}_{1t}$ и $\vec{H}_{1t}$ на две компоненты, одна из которых лежит в плоскости излучения $x\sin\varphi - y\cos\varphi$ (φ — угол, составленный плоскостью излучения с плоскостью падения частицы), а другая перпендикулярна к ней.

Все векторы (и их проекции), лежащие в плоскости излучения, снабдим значком (II) снизу, а перпендикулярные к ней—($\perp$) снизу. Индексы же (II) и ($\perp$) сверху у отраженных и пройденных через пластинку волн в дальнейшем мы будем опускать, поскольку это теперь не приведет ни к каким недоразумениям. Для того, чтобы отличить отраженные и пройденные волны, мы их будем снабжать индексами (1) и (2) соответственно. Тогда, как легко видеть, мы будем иметь следующие выражения для „продольных" и „поперечных" векторов полей

$$
\begin{aligned}
{}_{\parallel}E_{1,2x} &= \cos\varphi\,(E_{1,2q} + \cos\varphi\, E_{1,2x}),\\
{}_{\parallel}E_{1,2y} &= \sin\varphi\,(E_{1,2q} + \cos\varphi\, E_{1,2x}),\\
{}_{\perp}E_{1,2x} &= \sin^2\varphi\, E_{1,2x},\\
{}_{\perp}E_{1,2y} &= -\sin\varphi\cos\varphi\, E_{1,2x},
\end{aligned}
\tag{26}
$$

$$
\begin{aligned}
{}_{\parallel}H_{1,2x} &= \mp \sin\varphi\cos\varphi\,\frac{c}{\omega}\,k_{z1}E_{1,2x}\\
{}_{\parallel}H_{1,2y} &= \mp \sin^2\varphi\,\frac{c}{\omega}\,k_{z1}E_{1,2x},\\
{}_{\perp}H_{1,2x} &= \pm \sin\varphi\,\frac{\omega}{c}\,\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\,(E_{1,2q} + \cos\varphi E_{1,2x}),\\
{}_{\perp}H_{1,2y} &= \pm \cos\varphi\,\frac{\omega}{c}\,\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\,(E_{1,2q} + \cos\varphi E_{1,2x}).
\end{aligned}
\tag{27}
$$

§ 2. ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Вычислив поток вектора Пойнтинга через плоскость, получаем следующее выражение для излученной энергии

$$
S = \pi^2 c\,\mathrm{Re}\int_0^\infty d\omega \left[\vec{E}_t(\vec{q},\ \kappa_{z1},\ \omega),\ \vec{H}_t^*(\vec{q},\ k_{z1},\ \omega)\right]_z \frac{d\vec{q}}{k_{z1}^2} \tag{28}
$$

или, если разложить $\vec{E}$ и $\vec{H}^*$ на „поперечные" и „продольные" части, то будем иметь формулы

$$
S_{1,2}^{\parallel} = \mp \pi^2 c\,\mathrm{Re}\int_0^\infty \{{}_{\parallel}E_{1,2x}\cdot {}_{\perp}H_{1,2y}^* - {}_{\parallel}E_{1,2y}^*\cdot {}_{\perp}H_{1,2x}\}\,\frac{d\omega d\vec{q}}{k_{z1}^2} \tag{29}
$$

для „продольно" поляризованной части излучения и

$$
S_{1,2}^{\perp} = \mp \pi^2 c\,\mathrm{Re}\int \{{}_{\perp}E_{1,2x}\cdot {}_{\parallel}H_{1,2y}^* - {}_{\perp}E_{1,2y}\cdot {}_{\parallel}H_{1,2x}^*\}\,\frac{d\omega d\vec{q}}{k_{z1}^2} \tag{30}
$$

для „поперечно" поляризованной части.

Подставляя (26) и (27) в (29) и (30), найдем следующие окончательные выражения для интенсивностей

$$
I_{1,2}^{\parallel} = \frac{dS_{1,2}^{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi^2\omega^3\varepsilon_1^2}{c^2 k_{z1}^3}\cos\vartheta_{1,2}\,|E_{1,2q} + \cos\varphi E_{1,2x}|^2, \tag{31}
$$

$$
I_{1,2}^{\perp} = \frac{dS_{1,2}^{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi^2\omega\varepsilon_1}{k_{z1}}\cos\vartheta_{1,2}\sin^2\varphi\,|E_{1,2x}|^2 \tag{32}
$$

($\vartheta_{1,2}$ — углы излучения, отсчитываемые от векторов $-\vec{n}$ и $\vec{n}$ соответственно; $d\Omega$ — элемент телесного угла).

Эти формулы, совместно с (17)—(20), решают задачу интенсивности переходного излучения при наклонном падении заряда на пластинку. Общую формулу в виду ее громоздкости мы здесь не приводим. Укажем лишь на некоторые следствия, вытекающие из нее.

а) Частица пересекает пластинку перпендикулярно. В этом случае интенсивность „поперечно“ поляризованных волн исчезает, а формула для интенсивности „продольных“ волн совпадает с соответствующими формулами работ [9, 10].

б) Как впервые указал В. Е. Пафомов [12], для всех реальных сред (т. е. если ни одна из двух сред на является идеальным проводником) излучение под углом $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ (касательно границе раздела) должно равняться нулю. Нетрудно проверить, что из приведенных выше формул следует, что при $\vartheta = \frac{\pi}{2}$

$$I^{\parallel}_{1,\,2} = I^{\perp}_{1,\,2} = 0.$$

в) Излучение, как и следовало ожидать, отсутствует при $\psi = \frac{\pi}{2}$.

Выражения для интенсивности сильно упрощаются в следующих двух случаях

1. Переходное излучение от нерелятивистских электронов в тонких пластинках, помещенных в вакууме и имеющих не очень большую диэлектрическую проницаемость — $\varepsilon_1 = \varepsilon$, $\varepsilon_2 = 1$, $\beta\sqrt{\varepsilon} \ll 1$, $\frac{a}{\lambda}\sqrt{\varepsilon} \ll 1$ (λ — длина волны).

В этом случае имеем следующие формулы для интенсивностей „продольно“ и „поперечно“ поляризованных волн:

$$I^{\parallel}_{1,\,2} = \frac{e^2\beta^2}{\pi^2 c}\left|\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}\right|^2 \sin^2\vartheta\cos^2\psi\sin^2\frac{ak_z}{2}, \tag{33}$$

$$I^{\perp}_{1,\,2} = \frac{e^2\beta^6}{\pi^2 c}\left|\varepsilon - 1\right|^2 \sin^2\varphi\cdot\sin^2\psi\cos^4\psi\cdot\sin^2\frac{ak_z}{2}. \tag{34}$$

Эти формулы показывают, что

а) интенсивности излучения вперед и назад одинаковы для каждого типа поляризаций;

б) при стремлении угла входа ψ к $\frac{\pi}{2}$ переходной эффект исчезает как $\cos^2\psi$ для „продольно“ поляризованных волн и как $\cos^4\psi$ для „поперечно“ поляризованных волн. Полная же интенсивность — $I^{\parallel} + I^{\perp}$ исчезает как $\cos^2\psi$;

в) интенсивности излучения являются периодическими функциями толщины пластинки с периодом, равным

$$\frac{2\pi}{ak_z} = 2\pi\beta\frac{\lambda}{a}\cos\psi; \tag{35}$$

г) $I^{\parallel} \sim \beta^2$, а $I^{\perp} \sim \beta^6$, т. е. при $\beta \ll 1$

$$I^{\perp} \ll I^{\parallel}. \tag{36}$$

Так как при нормальном падении на пластинку $I^{\perp}=0$, а интенсивность излучения $I=I^{\perp}$ не зависит от азимутального угла φ, то в свете формулы (36) нетрудно понять, почему в формуле (23) отсутствует зависимость от этого угла (с точностью до высших степеней β).

2. Переходное излучение при входе заряженной частицы из вакуума в идеально проводящую пластинку.

Угловое распределение излучения в этом случае имеет один и тот же вид как для излучения назад, так и для излучения вперед (индексы 1 и 2 опускаем)

$$I^{\parallel}=\frac{e^2\beta^2\cos^2\psi}{\pi^2 c}(\sin\vartheta-\beta\cos\varphi\sin\psi)^2\left|[1-\beta(\sin\vartheta\cos\varphi\sin\psi-\cos\vartheta\cos\psi)]\times\right.$$
$$\left.\times[1-\beta(\sin\vartheta\cos\varphi\sin\psi+\cos\vartheta\cos\psi)]\right|^{-2}, \tag{37}$$

$$I^{\perp}=\frac{e^2\beta^2\cos\psi}{\pi^2 c}\beta^2\cos^2\vartheta\sin^2\varphi\sin^2\psi\left|[1-\beta(\sin\vartheta\cos\varphi\sin\psi-\cos\vartheta\cos\psi)]\times\right.$$
$$\left.\times[1-\beta(\sin\vartheta\cos\varphi\sin\psi+\cos\vartheta\cos\psi)]\right|^{-2}. \tag{38}$$

При наклонном падении на границу раздела двух сред в [8] получены такие же формулы. Это означает, что при пересечении электроном идеально проводящей пластинки происходит независимое излучение от передней и задней границ раздела и все характерные особенности излучения, имеющие место при косом падении на одну границу раздела [8], в случае пластинки остаются без изменений.

В заключение выражаем благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждения.

Объединенная радиационная лаборатория при
АН АрмССР и ЕГУ

Поступила 22 IV—65

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Гинзбург, И. М. Франк*, ЖЭТФ, **16**, 15 (1946).
2. *G. Beck*, Phys. Rev. **74**, 795 (1948).
3. *Н. А. Корхмазян*, Изв. АН Арм.ССР, серия физ.-мат. наук, **10**, 29 (1957).
4. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, **33**, 1403 (1957).
5. *М. Л. Тер-Микаелян*, Изв. АН Арм.ССР, серия физ.-мат. наук, **12**, 4 (1959).
6. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, **37**, 527 (1959).
7. *Г. М. Гарибян*, Изв. АН Арм.ССР, серия физ.-мат. наук, **11**, 7 (1958).
8. *Н. А. Корхмазян*, Изв. АН Арм.ССР, серия физ.-мат. наук, **15**, 115 (1962).
9. *В. Е. Пафомов*, ЖЭТФ, **33**, 1074 (1957).
10. *Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян*, ЖЭТФ, **35**, 1282 (1958).
11. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, **38**, 1814 (1960).
12. *И. М. Фран*, УФН, **75**, 231 (1961).

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԹԻԹԵՂԻԿԻ ՎՐԱ ԹԵՔ ԱՆԿՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Ա. ԵՆԳԻԲԱՐՅԱՆ, Բ. Վ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկված է անցումային ճառագայթումը, որն առաջանում է, երբ լիցքավորված մասնիկը թեքությամբ ընկնում է երկու զուգահեռ հարթություններով սահմանափակված թիթեղի վրա։ Ստացված են ճառագայթման դաշտերի և ինտենսիվության արտահայտու-

թյունները։ Անցումային ճառագայթման բևեռացումն ուսումնասիրելու նպատակով ճառագայթման դաշտերը վեր են ածված փոխուղղահայաց բաղադրիչների՝ մեկը ընկած ճառագայթման հարթության մեջ (հարթության, որը տարված է թիթեղի նորմալով և քվանտի տարածման ուղղությամբ), իսկ մյուսը՝ ուղղահայաց առաջինին։

TRANSITIONAL RADIATION DURING INCIDENCE ON THE FILM

by V. A. ENGIBARIAN, B. V. KCHACHATRIAN

The paper treats of transitional radiation occurring during the incidence of charged particle on the film. The radiation intensity formulas for two mutually perpendicular polarizations are derived. Particular cases of the flight of non-relativistic particle through a thin film as well as through a film of ideal conduction are dealt with.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 20—24 (1966)

О ЗАТУХАНИИ СПИНОВЫХ ВОЛН В МОДЕЛИ КОЛЛЕКТИВИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

ЯН ШИ

В настоящей работе рассмотрено затухание спиновой волны в модели коллективизированных электронов путем распада на два индивидуальных возбуждения (квазичастицу и квазидырку) с противоположными спинами. Показано, что затухание экспоненциально зависит от температуры и квазиимпульса спиновой волны. Отмечена аналогия с ландауевским затуханием классических плазменных колебаний. Затухание чувствительно к структуре кристалла.

Для описания свойств металлического ферромагнетика была предложена модель коллективизированных электронов, учитывающая движение магнитных электронов в кристаллической решетке. Однако, в ранних теориях [1, 2] не учитывалась корреляция между электронами, то-есть рассматривались только индивидуальные (одночастичные) возбуждения, что приводило к температурной зависимости намагниченности, которая не согласовывалась с экспериментальными данными при низких температурах. В более поздних работах [3, 4] было показано, что в изучаемой модели большую роль играют коллективные возбуждения бозевского типа, представляющие собой не что иное, как спиновые волны, хорошо известные в гейзенберговской модели локализованных электронов [5].

В настоящей работе исследуется затухание этих коллективных возбуждений (спиновых волн) в указанной модели на основании результатов предыдущих работ автора [4]. При этом основное внимание обращается на случай низких температур (малых T) и длинных волн (малого волнового вектора q).

Из общей теории функций Грина [6] известно, что спектр коллективных возбуждений определяется из уравнения

$$1 - P(q,\ E) = 0, \tag{1}$$

где $P(q,\ E)$ — поляризационный оператор системы, который для рассматриваемой задачи имеет вид [4]

$$P(q,\ E) = \frac{U(q)}{N} \sum_k \frac{n_\uparrow(k) - n_\downarrow(k+q)}{\widetilde{E}_\downarrow(k+q) - \widetilde{E}_\uparrow(k) - E}. \tag{2}$$

Здесь $U(q)$ — матричный элемент энергии обменного взаимодействия между электронами, N — полное число электронов в кристалле, $n_s(k)$ — числа заполнения для электронов в спиновом состоянии s, $\widetilde{E}_s(k)$ — одноэлектронная энергия с учетом самосогласованного потенциала взаимодействия.

Положим в уравнении (1)

$$E = E_{s.w.} - i\gamma,$$

где $E_{s.w.}$ и γ — вещественные функции волнового вектора q, $E_{s.w.}$ — энергия (частота) спиновой волны, γ — параметр затухания ($\gamma \geqslant 0$). Если считать $E_{s.w.} \gg \gamma$ (только в этом случае спиновая волна является элементарным возбуждением), то уравнение (1) можно разложить в ряд

$$1 - \operatorname{Re} P(q, E_{s.w.}) + i\gamma \frac{\partial}{\partial E} \operatorname{Re} P(q, E) \Big|_{E=E_{s.w.}} - i \operatorname{Im} P(q, E_{s.w.}) + \cdots = 0. \tag{3}$$

Зависимость $E_{s.w.}$ от q определяется из уравнения

$$1 - \operatorname{Re} P(q, E_{s.w.}) = 0, \tag{4}$$

которое было изучено в работах [4]. Для параметра затухания получаем (см. [6])

$$\gamma = \left| \frac{\operatorname{Im} P(q, E)}{\frac{\partial}{\partial E} \operatorname{Re} P(q, E)} \right|_{E=E_{s.w.}}. \tag{5}$$

В силу известного символического тождества

$$\frac{1}{x \pm i\varepsilon} = P\frac{1}{x} \mp i\pi\delta(x),$$

где $\varepsilon \to +0$, P означает интеграл в смысле главного значения, из выражения (2) имеем

$$\operatorname{Im} P(q, E) = \frac{\pi U(q)}{N} \sum_k (n_\uparrow(k) - n_\downarrow(k+q))\, \delta(\widetilde{E}_\downarrow(k+q) - \widetilde{E}_\uparrow(k) - E). \tag{6}$$

Нетрудно видеть, что благодаря наличию δ-функции величина $\operatorname{Im} P(q, E)$ быстро стремится к нулю при $q \to 0$ и $T \to 0$. Что касается величины $\partial \operatorname{Re} P(q, E)/\partial E$, стоящей в знаменателе выражения (5), то она должна оставаться конечной при $q \to 0$ (ибо в противном случае не имел бы места квадратичный закон дисперсии спиновых волн). Поэтому, асимптотическое поведение параметра затухания γ при $q \to 0$ и $T \to 0$ в основном определяется величиной $\operatorname{Im} P(q, E)$.

Чтобы получить явное аналитическое выражение для величины $\operatorname{Im} P(q, E)$, мы рассмотрим простейший случай, когда электроны можно считать почти свободными с изотропной эффективной массой m. В этом случае

$$\widetilde{E}_\downarrow(k+q) - \widetilde{E}_\uparrow(k) = \frac{(k \cdot q)}{m} + \frac{q^2}{2m} + \Delta, \tag{7}$$

где

$$\Delta = U(0)\,\sigma + g\mu_0 H \tag{8}$$

(σ — средняя относительная намагниченность кристалла, μ_0 — магнетон Бора, H — напряженность внешнего магнитного поля).

Очевидно, δ-функция в правой части равенства (6) отлична от нуля только в том случае, когда

$$\left|\frac{\Delta + q^2/2m - E}{kq/m}\right| \leqslant 1. \tag{9}$$

Переходя в выражении (6) от суммы к интегралу и учитывая условие (9), имеем

$$\operatorname{Im} P(q, E) = \frac{\pi U(q)}{N(2\pi)^2} \frac{m}{q} \int_{k_0}^{\infty} (n_{\uparrow}(k) - n_{\downarrow}(k))\, kdk, \tag{10}$$

где k_0 определяется из соотношения

$$k_0 = \left|\frac{\Delta + q^2/2m - E}{q/m}\right|. \tag{11}$$

При $q \to 0$ значение k_0 становится весьма большим и можно считать, что оно больше соответствующих фермиевских радиусов для распределений электронов в обоих спиновых состояниях. Следовательно, при низких температурах числа заполнения под знаком интеграла в выражении (10) определяются „хвостом" распределения вдали от поверхности Ферми, или, иными словами, определяются распределением Больцмана. Соответствующий интеграл нетрудно вычислить. В случае почти свободных электронов будем иметь

$$\operatorname{Im} P(q, E) \cong \frac{U(q)}{16\pi N} e^{\lambda/T} (1 - e^{-\Delta/T}) \frac{m^2}{q} T e^{-m\Delta^2/2q^2T} \tag{12}$$

(λ — химический потенциал).

При $q \to 0$, $T \to 0$ величина $\partial \operatorname{Re} P(q, E)/\partial E$ имеет порядок $U(q)\,\sigma\Delta^{-2}$. Отсюда получаем асимптотику для параметра затухания γ при $q^2T/m\Delta^2 \ll 1$

$$\gamma \cong \frac{\Delta^2 m^2 T}{\sigma q} \exp\left[-\left(\frac{\Delta^2 m}{2q^2} - \lambda\right)\Big/T\right]. \tag{13}$$

Из предыдущей формулы (13) видно, что при $q \to o$ и $T \to o$ затухание экспоненциально исчезает, но при конечных значениях q и T оно имеет конечную величину.

Следует особо подчеркнуть, что рассматриваемое здесь затухание не связано с каким-либо взаимодействием между спиновыми волнами. Оно обусловлено лишь тем обстоятельством, что в модели коллективизированных электронов спиновая волна представляет собой связанную пару двух индивидуальных возбуждений (типа „квазичастица-квазидырка") с противоположными спинами, и она может снова распадаться на „квазичастицу" и „квазидырку"[1]. При $q = 0$ вероятность такого распада равна нулю, так как при этом одновременно не выполняются закон сохранения энергии и закон сохранения квазиимпульса. При $T = 0$ распад также невозможен в принятом приближении из-за пренебрежения размытием соответствующих сфер Ферми.

---

[1] Заметим, что данный механизм затухания (и отсюда асимптотическая зависимость (13) параметра затухания γ от температуры T и волнового вектора q) на самом деле является аналогом механизма известного ландауевского затухания классических плазменных колебаний.

В следующем приближении мы должны были бы учитывать взаимодействие между спиновыми волнами и размытие распределения электронов в основном состоянии. В этом случае затухание, повидимому, будет конечным и при $q \to 0$ или $T \to 0$.

При возрастании волнового вектора q значение k_0 в выражении (10) уменьшается, приближаясь к значению фермиевского радиуса $k^F_\downarrow$. Когда q имеет такое значение, что $k_0 \leqslant k^F_\uparrow$, интеграл в выражении (10) резко возрастает, следовательно, резко возрастает и параметр затухания γ. Для спиновых волн с такими волновыми векторами затухание остается конечным даже при абсолютном нуле температуры $T = 0$. При этом затухание может быть настолько большим, что уже не выполняется условие $\gamma \ll E_{s.w.}$, то есть такие спиновые волны уже нельзя считать элементарными возбуждениями. Нетрудно убедиться, что это соответствует таким волновым векторам q, при которых спектр спиновых волн „входит“ в непрерывный спектр индивидуальных возбуждений.

Полученная выше асимптотика (13) относится, фактически, к случаю бесконечно широкой энергетической полосы. В случае конечной ширины полосы необходимо внести одну весьма существенную поправку. Дело в том, что в этом случае, если не учитывать переходов между зонами, максимальная энергия электрона достигается, вообще говоря, на границе зоны. Следовательно, существует минимальный волновой вектор спиновой волны q_0, при котором еще могут одновременно выполняться законы сохранения энергии и квазиимпульса при распаде спиновой волны на два индивидуальных возбуждения. Для спиновых волн с $q < q_0$ распад невозможен и затухание равно нулю в рассматриваемом приближении, а для спиновых волн с $q \geqslant q_0$ распад может происходить и затухание конечно. Величину вектора q_0 нетрудно оценить из условия (9). Если иметь в виду, что граничное значение квазиимпульса электрона k имеет порядок π/a, где a — постоянная решетки, то получим оценку для q_0

$$q_0 \sim \frac{\Delta}{E_1} \cdot \frac{\pi}{2a}, \tag{14}$$

где E_1 — ширина энергетической полосы.

Оценим величину q_0 также в приближении сильной связи. В этом случае имеем

$$\widetilde{E}_\downarrow(k+q) - \widetilde{E}_\uparrow(k) = -E_1[\varphi(k+q) - \varphi(k)]/2 + \Delta, \tag{15}$$

где $\varphi(k) = \sum \exp i(k \cdot a)$ (суммирование производится по векторам ближайшего соседства a). В качестве примера возьмем простую кубическую решетку. Тогда

$$\varphi(x) = 2(\cos k_x a + \cos k_y a + \cos k_z a). \tag{16}$$

Затухание отлично от нуля только в том случае, когда аргумент δ — функции в равенстве (6) обращается в нуль. В данном случае приближенно имеем (для малых q)

$$E_1 a(q_x \sin k_x a + q_y \sin k_y a + q_z \sin k_z a) + \Delta - E = 0. \tag{17}$$

Отсюда видно, что в области

$$|q_x| + |q_y| + |q_z| \leqslant (\Delta - E)/E_1 a \tag{18}$$

затухание тождественно равно нулю.

Из сказанного явствует, что затухание спиновых волн, обусловленное их распадом на индивидуальные возбуждения, весьма чувствительно к структуре кристаллической решетки.

ЦНИ физико-техническая лаборатория
АН Арм.ССР

Поступила 6 IV—65

ЛИТЕРАТУРА

1. *I. C. Slater*, Rev. Mod. Phys. **35**, 199 (1953).
2. *E. P. Wohlfarth*, Rev. Mod. Phys. **25**, 211 (1953).
3. *T. Izuyama*, Progr. Theor. Phys., **23**, 969; **24**, 899 (1960).
4. *Ян Ши*. Доклады АН Арм.ССР, **39**, 73, (1964).
   Доклады АН Арм.ССР, **40**, 93, (1965).
5. *F. Bloch*, Zs. f. Phys., **61**, 206 (1930).
6. *В. Л. Бонч-Бруевич, С. В. Тябликов*. „Метод функций Грина в статистической механике“, Физматгиз, Москва 1961.

ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՄԱՐՈՒՄԸ ԿՈԼԵԿՏԻՎԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՄՈԴԵԼԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

ՅԱՆ ՇԻ

Կոլեկտիվացված էլեկտրոնների մոդելում սպինային ալիքներն իրենցից ներկայացնում են երկու անհատական գրգռումների կապված զույգ (քվազիմասնիկ և քվազիխոռոչ)՝ հակադարձ ուղղված սպիններով։ Տվյալ աշխատության մեջ հաշվված է անհատական գրգռումների վրա տրոհման հետևանքով սպինային ալիքների մարումը։

Այն կախված է ջերմաստիճանից և սպինային ալիքի քվազիիմպուլսից էքսպոնենցիալ ձևով։ Նշված է անալոգ կլասիկ պլազմայի Լանդաուական տատանումների մարման հետ։ Ցույց է տրված մարման զգայունությունը՝ կախված բյուրեղի կառուցվածքից։

THE DAMPING OF SPIN WAVES IN A COLLECTIVE MODEL

by YAN SHI

The damping of a spin wave in a collective model by means of disintegrating into two separate excitations with opposite spins is investigated.

It has been found that the damping depends exponentially upon the temperature and the quasi-impulse of the spin wave. An analogy with Landau damping of classical plasma oscillations is observed. The damping is sensitive to the crystal structure.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 25—30 (1966)

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ С УЧЕТОМ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

(случай кристаллической пластинки)

П. А. БЕЗИРГАНЯН

Исследована дифракция рентгеновских лучей в идеальных кристаллических пластинках в рамках динамической теории интерференции с учетом длительности когерентного излучения. Показано, что когда длительность когерентного излучения велика, то ее конечностью можно пренебречь. Когда длительность когерентного излучения мала, конечностью этой длительности нельзя пренебречь. В последнем случае учет конечности длительности когерентного излучения дает новые результаты. Получено выражение для интенсивности рассеяния.

В работе (1) исследовано отражение рентгеновских лучей от толстого кристалла с учетом многократных отражений между отражающими плоскостями и длительности когерентного излучения источника.

Кристалл считаем толстым, если последние плоскости его не участвуют в отражении из-за экстинкции (односторонний случай, первичный пучок через кристалл не проходит). Кристалл считаем тонким, если все плоскости участвуют в отражении (часть энергии первичного пучка проходит через кристалл).

Рассмотрим отражение рентгеновских лучей от кристаллической пластинки с учетом многократных отражений (между плоскостями) и длительности когерентного излучения.

В рассматриваемом случае размеры отражающих плоскостей бесконечно велики, а их число конечно (длина и ширина кристалла бесконечны, а толщина ограничена — тонкая кристаллическая пластинка).

Допустим, плоская монохроматическая волна в направлении единичного вектора $\vec{S}_0$ падает на идеальный кристалл (кристаллическую пластинку). Пусть отражающие плоскости параллельны большой поверхности кристалла (см. рис. 1), а число их равно N.

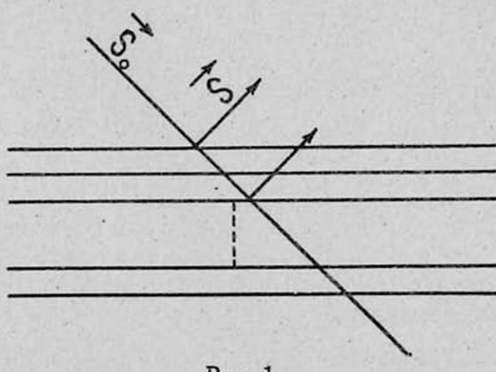


Рис. 1.

Без учета длительности когерентного излучения, но с учетом многократных отражений между отражающими плоскостями, для относительной амплитуды отраженной волны получим (см. (1))

$$\frac{S_0}{T_0} = qe^{-i\gamma} \frac{1 - x^N (1 + \sigma e^{-i\gamma})^N \exp\{-ikNd \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikd \sin\theta\}}, \tag{1}$$

где $qe^{-i\gamma}$ и $\sigma e^{-i\gamma}$ — амплитуды волн, отраженной и рассеянной в направлении первичного пучка, соответственно,

d — межплоскостное расстояние рассеивающих плоскостей,

x — определяется соотношением $T_{r+1} = xT_r$, где T_{r+1} и T_r амплитуды прямого пучка над $r+1$-ой и r-ой плоскостями, соответственно,

θ — угол отражения.

Если длительность одного акта испускания обозначить через τ, то максимальное число отраженных волн (отражающих плоскостей), одновременно участвующих в интерференции, в рассматриваемом случае будет

$$n = \frac{\tau}{\tau_0},$$

где $\tau_0 = \dfrac{2d \sin\theta}{c}$ — время запаздывания между волнами, отраженными от соседних плоскостей;

c — скорость света.

Следовательно, для учета длительности когерентного излучения необходимо различать случаи:

1. Когда число отражающих плоскостей кристаллической пластинки меньше максимального числа отражающих плоскостей, одновременно участвующих в отражении ($N < n$), и 2. Когда больше ($N > n$).

В первом случае относительная интенсивность отраженной волны может быть выражена как сумма трех слагаемых

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 = \frac{1}{\tau}[J_1 + J_2 + J_3], \tag{2}$$

где

$$J_1 = \tau_0 \sum_{m=2}^{N-1} \left| qe^{-i\gamma} \frac{1 - x^m (1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikmd \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikd \sin\theta\}} \right|^2,$$

$$J_2 = [n - 2(N-1)]\tau_0 \left| qe^{-i\gamma} \frac{1 - x^N (1 + \sigma e^{-i\gamma})^N \exp\{-ikNd \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikd \sin\theta\}} \right|^2,$$

$$J_3 = \tau_0 \sum_{r=1}^{N-1} \left| qe^{-i\gamma} x^{2r} \frac{1 - x^{N-r} (1 + \sigma e^{-i\gamma})^{N-r} \exp\{-ik(N-r) d \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp(-ikd \sin\theta\}} \right|^2.$$

Во втором случае ($N > n$) относительная интенсивность выражается следующим образом

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 = \frac{1}{\tau}[J_4 + J_5 + J_6], \tag{3}$$

где

$$J_4 = \tau_0 \sum_{m=1}^{n-1} \left| q e^{-i\gamma} \frac{1 - x^m (1 + \sigma e^{-i\gamma})^m \exp\{-ikmd \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikd \sin\theta\}} \right|^2,$$

$$J_5 = \tau_0 \sum_{r=n}^{N-n+1} \left| x^{2(r-1)} q e^{-i\gamma} \frac{1 - x^n (1 + \sigma e^{-i\gamma})^n \exp\{-iknd \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikd \sin\theta\}} \right|^2,$$

$$J_6 = \tau_0 \sum_{r=n}^{n-1} \left| x^{2[N-(n-r)]} q e^{-i\gamma} \frac{1 - x^{n-r} (1 + \sigma e^{-i\gamma})^{n-r} \exp\{-ik(n-r)d \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikd \sin\theta\}} \right|^2.$$

Детально рассмотрим следующие частные случаи:

1. Случай, когда в интерфененции одновременно могут участвовать много больше отражающих плоскостей, чем имеет облучаемый кристалл ($n \gg N$). Это может случиться тогда, когда кристаллическая пластинка достаточно тонкая (меньше N) и длительность когерентного излучения достаточно велика (больше τ).

В этом частном случае относительная интенсивность выражается формулой (2) и притом, имея ввиду условие $n \gg N$, мы можем, не совершая большой ошибки, пренебречь членами J_1 и J_3 относительно J_2.

Таким образом, для относительной интенсивности отраженных волн, вернее, для отраженной части энергии падающего одного цуга, получим

$$\left| \frac{S_0}{T_0} \right|^2 = \frac{\tau_0}{\tau} [n - 2(N-1)] \left| q e^{-i\gamma} \frac{1 - x^N (1 + \sigma e^{-i\gamma})^N \exp\{-ikNd \sin\theta\}}{1 - x(1 + \sigma e^{-i\gamma}) \exp\{-ikd \sin\theta\}} \right|^2,$$

Это выражение можно, как это сделано в [1], привести к виду

$$\left| \frac{S_0}{T_0} \right|^2 = \frac{\tau_0}{\tau} [n - 2(N-1)] q^2 \frac{1 + A_4^{2N} - 2A_4^N \cos N\varphi_4}{1 + A_4^2 - 2A_4 \cos \varphi_4}, \qquad (4)$$

где

$$A_4 = \{(1 - q^2)[(1 - A_1 \cos\varphi_4)^2 + A_1^2 \sin^2\varphi_1]\}^{1/2},$$

$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{\eta''}{\eta'}$. Здесь η' и η'' — вещественная и мнимая части величины η соответственно, т. е. $\eta = \eta' + i\eta''$, а η определяется соотношением

$$x = (1 - \eta) e^{-i\nu\pi} \quad (\nu \text{ целое число}).$$

η — малая величина, так как T_{r+1} и T_r по величине мало отличаются друг от друга;

$$A_1 = \sqrt{\eta'^2 + \eta''^2},$$

η' и η'' определяются из следующих соотношений

$$\eta'^2 - \eta''^2 = (\sigma^2 - q^2) \cos 2\gamma - 2v\sigma \sin\gamma - v^2,$$

$$2\eta'\eta'' = (q^2 - \sigma^2) \sin 2\gamma - 2v\sigma \cos\gamma.$$

Величина v определяется соотношением

$$kd \sin\theta = \nu\pi + v,$$

при $v=0$, $kd\sin\theta_0 = \nu\pi$, где θ_0 угол, удовлетворяющий уравнению Вульфа-Брэгга, следовательно, v тоже малая величина.

$$\varphi_4 = \varphi_2 + \varphi_3 + v,$$

где

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{A_1 \sin\varphi_1}{1 - A_1\cos\varphi_1}, \qquad \operatorname{tg}\varphi_3 = \frac{\sigma\sin\gamma}{1+\sigma\cos\gamma}.$$

Без учета длительности когерентного излучения, вернее, предполагая, как обычно это делается, что длительность когерентного излучения бесконечно велика (см. [2]), для относительной интенсивности отраженной волны получим

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 = q^2\,\frac{1 + A_4^{2N} - 2A_4^N\cos N\varphi_4}{1 + A_4^2 - 2A_4\cos\varphi_4}. \tag{5}$$

Можно заметить, что выражения (4) и (5) отличаются только множителем

$$\frac{\tau_0}{\tau}[n - 2(N-1)]. \tag{6}$$

Последняя величина, при больших τ, следовательно и больших n, мало отличится от единицы. Действительно, так как $n = \frac{\tau}{\tau_0}$, то можно (6) переписать в виде $1 - \frac{2(N-1)}{n}$, а это выражение при $n \gg N$ мало отличается от единицы.

Таким образом приходим к следующему выводу:

При больших длительностях когерентного излучения, когда число плоскостей, от которых отраженные волны одновременно могут участвовать в интерференции в точке наблюдения, намного больше числа отражающих плоскостей кристалла, конечность когерентного излучения можно не учитывать.

2. Случай, когда в интерференции одновременно могут участвовать много меньше плоскостей, чем имеет кристалл.

Теперь рассмотрим другой крайний случай, когда $N \gg n$.

В этом частном случае относительная интенсивность выражается формулой (3) и, имея ввиду условие $N \gg n$, мы можем пренебречь членами J_4 и J_6 относительно J_5, тогда получим

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 = \frac{\tau_0}{\tau}\sum_{r=n}^{N-n+1}\left| x^{2(r-1)} q e^{-i\gamma}\,\frac{1 - x^n(1+\sigma e^{-i\gamma})^n \exp\{-iknd\sin\theta\}}{1 - x(1+\sigma e^{-i\gamma})\exp\{-ikd\sin\theta\}}\right|^2,$$

которое можно привести к виду

$$\left|\frac{S_0}{T_0}\right|^2 = \frac{\tau_0}{\tau} q^2\,\frac{1+A_4^{2n} - 2A_4^n\cos n\varphi_4}{1+A_4^2 - 2A_4\cos\varphi_4}\cdot A_2^{2(n-1)}\cdot\frac{1 - A_2^{2(N-2n+2)}}{1 - A_2^2}, \tag{7}$$

где

$$A_2 = \sqrt{(1 - A_1\cos\varphi_1) + A_1^2\sin^2\varphi_1},$$

Выражения (5) и (7) отличаются друг от друга множителем

$$\frac{\tau_0}{\tau} A_2^{2(n-1)} \cdot \frac{1 - A_2^{2(N-2n+2)}}{1 - A_2^2},$$

который значительно отличается от единицы.

3. Случай, когда число плоскостей кристалла равно величине $n = \frac{\tau}{\tau_0}$.

Когда число плоскостей кристалла равно максимальному числу возможных плоскостей, одновременно участвующих в интерференции в точке наблюдения, для относительной интенсивности получим

$$\left| \frac{S_0}{T_0} \right|^2 = \frac{1}{\tau} [I_1 + I_2],$$

которое после суммирования по n можно привести к виду

$$\left| \frac{S_0}{T_0} \right|^2 = \frac{\tau_0}{\tau} \frac{q^2}{1 + A_4^2 - 2A_4 \cos \varphi_4} \left\{ (N-1) + A_4^2 \frac{1 - A_4^{2(n-1)}}{1 - A_4^2} + \right.$$

$$+ 2 \frac{A_4^N \cos \varphi_4 - A_4^{N+1} \cos (N-1) \varphi_4 - A_4 \cos \varphi_4 + A_4^2}{1 - 2A_4 \cos \varphi_4 + A_4^2} +$$

$$+ \frac{1 - A_2^{4N}}{1 - A_2^4} + \frac{A_4^{2N} (1 - A_2^{4N} A_4^{-2N})}{1 - A_2^4 A_4^{-2}} -$$

$$\left. - 2A_4^N \frac{\cos n\varphi_4 - A_2^4 A_4^{-1} \cos (n+1) \varphi_4 - A_2^{4N} A_4^{-4} + A_2^{4(N+1)} A_4^{-(N+1)} \cos \varphi_4}{1 + A_2^8 A_4^{-2} - 2A_2^4 A_4^{-1} \cos \varphi_4} \right\}, \tag{8}$$

Последнее также отличается от выражения (5). Действительно, это выражение исследовано в [1] и показано, что оно значительно отличается от (5).

Выражения интенсивностей (4), (7), и (8) можно сопоставить с экспериментом. Для этого необходимо исследовать интенсивность рассеяния монохроматического излучения с различными длительностями когерентного излучения (с различными длинами волн) при остальных одинаковых условиях опыта.

Из приведенных выше расчетов можно сделать следующие выводы:

1. В случае, когда длительность когерентного излучения достаточно велика, так что максимальное число возможных плоскостей, одновременно участвующих в интерференции в точке наблюдения много больше числа отражающих плоскостей кристалла, конечность длительности когерентного излучения можно не учитывать.

2. В случае, когда длительность когерентного излучения мала, так что максимальное число возможных плоскостей, одновременно участвующих в интерференции в точке наблюдения, меньше или равно числу отражающих плоскостей, конечностью длительности когерентного излучения нельзя пренебречь. Действительно, исследование показывает, что относительные интенсивности (7) и (8), полученные с

учетом длительности когерентного излучения в случае излучения $M_0K_{\alpha_1}$ и отражающих плоскостей (211) кристалла кальцита, соответственно 1,5 и 2 раза меньше, чем относительная интенсивность (5).

Ереванский государственный
университет

Поступила 7 VI—65

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. А. Безирганян*, ЖТФ, **36**, вып. 3 (1966).
2. *А. Г. Акритов, Д. А. Бадалян, П. А. Безирганян*, Известия АН Арм.ССР, физика, 1, 3 (1966).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

(Բյուրեղային թիթեղի դեպք)

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Աշխատության մեջ հետազոտվում է ռենտգենյան ճառագայթների ինտերֆերենցիան իդեալական բյուրեղներում կոհերենտ ճառագայթման տևողության հաշվառմամբ։ Դիտարկվում է բարակ բյուրեղի (բյուրեղային թիթեղի) դեպքը։

Ապացուցվում է, որ երբ կոհերենտ ճառագայթման տևողությունը բավականաչափ մեծ է, այնքան, որ ինտերֆերենցիային միաժամանակ մասնակցող հարթությունների թիվը շատ մեծ է բյուրեղի անդրադարձնող հարթություններից, կոհերենտ ճառագայթման տևողության վերջավոր լինելը կարելի է հաշվի չառնել։ Իսկ երբ բյուրեղի անդրադարձնող հարթությունների թիվը շատ փոքր է միաժամանակ ինտերֆերենցիային մասնակցող հնարավոր հարթությունների թվից, ապա կոհերենտ ճառագայթման տևողության վերջավոր լինելը հաշվի չառնելու դեպքում, թույլ կտրվի սխալ։

DYNAMIC THEORY OF X-RAY INTERFERENCE WITH DUE REGARD FOR THE DURATION OF COHERENT RADIATION

(The crystal plate case)

by P. A. BEZIRGANIAN

A study of the diffraction of X-rays from ideal crystal plates is made within the framework of the dynamic theory of interference, taking account the duration of coherent radiation. It is shown that when the duration of coherent radiation is great, the finiteness of duration may be omitted. Otherwise it should be taken into account.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 31—38 (1966)

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

А. М. РЕЗИКЯН

Показано, что максимум плотности заряженных частиц располагается тем ближе к внутреннему цилиндру, чем меньше его радиус по сравнению с радиусом внешнего цилиндра.

Показано также, что вследствие этого искажение плазмы изолятором зонда Ленгмюра больше, чем самим зондом.

Рассмотрим плазму положительного столба, находящегося между двумя изолированными цилиндрами с радиусами a и b и в однородном магнитном поле, направленном по оси z (рис. 1). Имеется также поле E_z. Предполагается выполнение следующих условий:

1) цилиндры настолько длинны, что концевыми эффектами можно пренебречь;

2) газ является квазинейтральным, т. е. $n_e \simeq n_i = n$;

3) можно пренебречь объемной рекомбинацией, двухступенчатой ионизацией, перезарядкой ионов и прилипанием электронов. Скорость образования ионизованных частиц принимается пропорциональной электронной концентрации, т. е. $-Zn$, где Z зависит лишь от температуры электронов и плотности нейтральных частиц;

4) средняя степень ионизации принимается маленькой, настолько, что можно пренебречь градиентом концентрации нейтрального газа и трением между электронами и ионами;

5) средняя длина свободных пробегов λ_{en}, λ_{in}, λ_{nn} электронов, ионов и нейтральных частиц меньше, чем размеры столба $(b-a)$;

6) распределение скоростей всех родов частиц принимается за максвелловское, а температуры их T_e, T_i, T_n постоянные, не зависящие от радиуса.

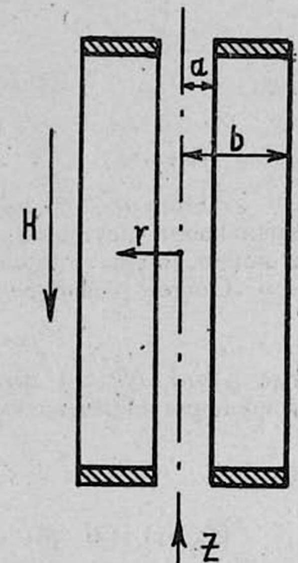


Рис. 1. Соосные цилиндры из изолятора с торцовыми кольцеобразными электродами.

Из уравнения сохранения импульса после пренебрежения нелинейными членами [1] получим

$$nv_e = -\beta_e nE - D_e\frac{dn}{dr}, \tag{1}$$

$$nv_i = \beta_i nE - D_i\frac{dn}{dr}, \tag{2}$$

где

$$D_e = \frac{kT_e}{m_e \nu_{en}\left(1 + \frac{\omega_e^2}{\nu_{en}^2}\right)} = \frac{kT_e\beta_e}{e},$$
$$D_i = \frac{kT_i}{m_i \nu_{in}\left(1 + \frac{\omega_i^2}{\nu_{in}^2}\right)} = \frac{kT_i\beta_i}{e}, \tag{3}$$

далее, используя уравнение непрерывности,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(nv_e) = 0,$$
$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(nv_i) = 0, \tag{4}$$

полагая, согласно допущению 3), $-\frac{dn}{dr} = Zn$ из (1), (2) и (4), получим

$$\frac{d^2n}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dn}{dr} + \frac{Z}{D_a}n = 0, \tag{5}$$

где

$$D_a = \frac{D_e\beta_i + D_i\beta_e}{\beta_e + \beta_i}. \tag{6}$$

Здесь m_e, m_i массы, ν_{en}, ν_{in} число соударений в секунду с нейтральными частицами, ω_e, ω_i циклотронные частоты для электронов и ионов соответственно, e—заряд и k—постоянная Больцмана.

Общее решение уравнения (5) имеет вид

$$n = AI_0(\alpha r) + BN_0(\alpha r), \tag{7}$$

где $I_0(\alpha r)$, $N_0(\alpha r)$ функция Бесселя первого рода нулевого порядка и функция Неймана нулевого порядка, а

$$\alpha^2 = \frac{Z}{D_a}. \tag{8}$$

Из (1), (2), (6) и

$$\operatorname{div} E = \frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e)$$

получим

$$\frac{n_i - n_e}{n_0} = \alpha^2 \frac{\beta_e h_e^2 - \beta_i h_i^2}{\beta_e + \beta_i}\left\{1 + \left[\frac{I_1(\alpha r) + \gamma N_1(\alpha r)}{I_0(\alpha r) + \gamma N_0(\alpha r)}\right]^2\right\},$$

где

$$\gamma = \frac{B}{A}, \quad n_0 = A.$$

Это показывает, что квазинейтральность плазмы выполняется в большей ее части, если дебаевские радиусы h_e, h_i много меньше, чем $(b - a)$.

Решение (7) имеет максимум для n в точке $r=r_1$, так что в области (r_1-a') образованные ионы диффундируют на стенку a, и из области $(b'-r_1)$ на стенку b. В единицу времени, на единицу длины цилиндра в области (r_1-a') образуется

$$N_1 = 2\pi n_0 z \int_{a'}^{r_1} [I_0(\alpha r) + \gamma N_0(\alpha r)]\, r dr \tag{9}$$

ионов, где a' граница плазмы и $\dfrac{a'-a}{a} \ll 1$. Если обозначить температуру ионов у стенки через T_i', то при столкновении со стенкой в единицу времени из плазмы будут уходить

$$N_2 = \frac{1}{2}\pi a' n(a') \left(\frac{3kT_i'}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{10}$$

ионов. В стационарном состоянии $N_1 = N_2$.

Проинтегрировав (9), учитывая при этом, что члены содержащие r_1 превращаются в нуль из-за экстремальности $n(r_1)$, а также имея ввиду (8), (9) и (10), получим

$$\frac{n(a')}{n_0} = 4\left(\frac{m_i Z D_a}{3kT_i'}\right)^{\frac{1}{2}} [I_1(\alpha a') + \gamma N_1(\alpha a')]. \tag{11}$$

Далее, используя обозначение $\alpha a' \simeq \alpha a = K_1$ и соотношение для длин свободного пробега

$$\lambda_{en} = \frac{\left(\dfrac{3kT_e}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}}{\nu_{en}}, \qquad \lambda_{in} = \frac{\left(\dfrac{3kT_i}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}}{\nu_{in}} \tag{12}$$

вместе с (3), (6) и (8), выражение (11) приведется к виду

$$\frac{n(a')}{n_0} = I_0(\alpha a') + \gamma N_0(\alpha a') \leqslant \frac{\bar{\lambda}}{a'} \simeq \frac{\bar{\lambda}}{a},$$

где

$$\bar{\lambda} = B_a \frac{\lambda_{en}\lambda_{in}\left[\dfrac{m_i(T_i+T_e)^2}{T_i'}\right]^{\frac{1}{2}}}{\lambda_{en}\left(1+\dfrac{\omega_i^2}{\nu_{in}^2}\right)\sqrt{m_i T_i} + \lambda_{in}\left(1+\dfrac{\omega_e^2}{\nu_{en}^2}\right)\sqrt{m_e T_e}}, \tag{13}$$

а

$$B_a = \frac{4}{3} K_1 [I_1(K_1) + \gamma N_1(k_1)].$$

Таким же путем получены аналогичные выражения для стенки b.

$$B_b = \frac{4}{3} K_1 [I_1(K_1 h_a) + \gamma N_1(K_1 h_a)], \quad h_a = \frac{b}{a} \simeq \frac{b'}{a'},$$

и, соответственно,

$$\frac{n(b')}{n_0} \leqslant \frac{\bar{\lambda}}{b'} \simeq \frac{\bar{\lambda}}{b}.$$

Здесь $\bar{\lambda}$ можно рассматривать как среднее значение длины свободного пробега. Аналогичная величина введена в работах [1], [2].

Для определения $\bar{\lambda}$ необходимо знать T_i'. Для случая, когда магнитное поле отсутствует, как было показано в [1], $T_i' \simeq T_i$. Бом [3] показал, что при наличии магнитного поля на границе плазмы может существовать устойчивый $(a'-a)$, аналогично и $(b-b')$ слой, если $T_i' \sim \frac{T_e}{2}$.

Таким образом, при выполнении условий

$$\frac{\bar{\lambda}}{a}, \quad \frac{\bar{\lambda}}{b} \ll 1 \tag{14}$$

без значительных ошибок можно использовать следующие граничные условия

$$n(a) = n(b) = 0, \tag{15}$$

что на основании (7) дает

$$\gamma = -\frac{I_0(\alpha a)}{N_0(\alpha a)} = -\frac{I_0(\alpha b)}{N_0(\alpha b)}. \tag{16}$$

Следовательно, отсюда мы получим следующее условие для определения корней K_1 решения (7)

$$I_0(K_1)\,N_0(K_1 h_a) - I_0(K_1 h_a)\,N_0(K_1) = 0. \tag{17}$$

Решение уравнения (17) приведено в виде таблицы [4], которая воспроизведена ниже (табл. 1)

Таблица 1

h_a	1	1,2	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0
$(h_a-1)K_1$	3,1416	3,1403	3,1351	3,1228	3,100	3,076	3,054	3,035	3,019

h_a	8,0	9,0	10,0	11,0	19,0	39,0	∞
$(h_a-1)K_1$	3,006	2,992	2,981	2,970	2,92	2,84	2,4048

Далее, имея в виду, что в аксиальном направлении [1]

$$v_{ez} = \frac{e}{m_e v_{en}} E_z, \qquad v_{iz} = \frac{e}{m_i \nu_{in}} E_z,$$

получим полный ток через сечение $(b-a)$ в виде

$$i = 2\pi e^2 \left(\frac{1}{m_i \nu_{in}} + \frac{1}{m_e v_{en}} \right) E_z \int_a^b n(r)\, r dr,$$

что совместно с (7) и (12) дают

$$n_0 = \frac{0{,}433\,(m_i V_j)^{\frac{1}{2}} K_1^2 \cdot i}{a^2 e^{\frac{3}{2}} x^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{\Lambda_i}{\Lambda_e}\left(\frac{m_e x_i}{m_i x}\right)^{\frac{1}{2}}\right] E_z B}, \tag{18}$$

$$B = K_1 h_a [I_1(K_1 h_a) + \gamma N_1 [K_1 h_a)] - K_1 [I_1(K_1) + \gamma N_1(K_1)],$$

где

$$x = \frac{eV_j}{kT_e}, \qquad x_i = \frac{eV_j}{kT_i},$$

$$\lambda_{en} = \frac{\Lambda_e}{p}, \qquad \lambda_{in} = \frac{\Lambda_i}{p}.$$

V_j—ионизационный потенциал, а E_z—напряженность продольного электрического поля.

Определим распределение максимумов плотности заряженных частиц через $h_1 = \frac{r_1}{a}\cdot$ Из (7) и (16) получим

$$I_1(K_1 h_1) N_0(K_1) - I_0(K_1) N_1(K_1 h_1) = 0. \tag{19}$$

Некоторые корни уравнения (19) приведены в виде таблицы [5]

Таблица 2

h_1	1	1,1	1,15	1,2	1,3	1,4	1,5	1,7	2,0	4,0	10,0	20,0
K_1	∞	15,41	10,178	7,567	4,962	3,665	2,890	2,011	1,361	0,393	0,103	0,046

Из (17) и (19) получим связь между h_1 и h_a, которая приведена в виде кривой (рис. 2). Из кривой видно, что для малых h_a максимум плотности заряженных частиц находится почти на одинаковом расстоянии от стенок, т. е. $\frac{1}{2}(h_a - 1) \simeq h_1 - 1$. Однако, с ростом h_a растет также отношение $\frac{1}{2}\frac{h_a - 1}{h_1 - 1}$, что означает приближение максимума плотности к внутренней стенке. Если принять, что возмущение плазмы стенкой распространяется до максимума ее плотности, то с ростом h_a зона возмущения внутренним цилиндром уменьшается. Таким образом, мы принимаем h_1 за меру дальности распространения возмущения плазмы наличием изолированной стенки. Это явление является важным для случая определения параметров плазмы методом зонда Ленгмюра. Обычно при измерениях с зондом зонд вводится в плазму через изолирующую зонд трубку. Как следует из вышеизложенного, если радиус изолирующей трубки равен a, то она будет искажать плазму до расстояния $r_1 = ah_1(ha) = ah_1\left(\frac{b}{a}\right)$, которое уменьшается, как видно из рис. 2, с уменьшением a. Если принять за b расстояние от зонда до стенки сосуда, в которой находится плазма, то, очевидно, зондовые измерения вблизи стенок сосуда приведут к большим ошибкам, так как при этом h_a мало и поэтому зона возмущения занимает значительную часть объёма плазмы.

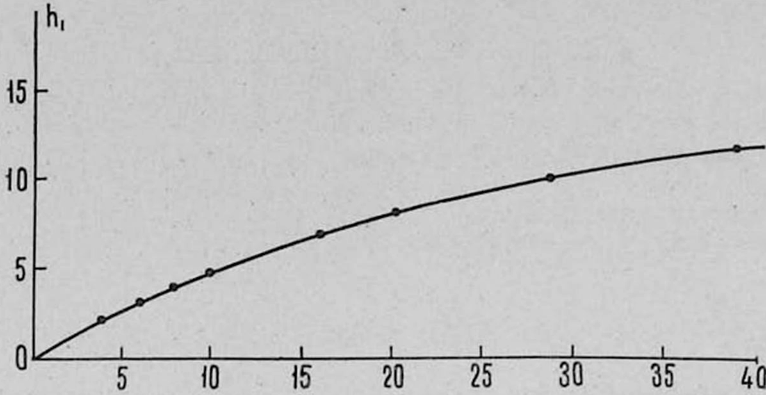


Рис. 2. Расположение максимума плотности заряженных частиц h_1 в зависимости от величины h_a

Измерения с помощью зонда Ленгмюра, находящегося на оси цилиндрической конфигурации плазмы, проводились в работе [6]. Сравнивая полученные результаты с данными, полученными методом микроволнового измерения, в [6] действительно было обнаружено, что данные зондового измерения занижены. Такое занижение объяснялось обеднением плазмы заряженными частицами вследствие их ухода на зонд. Однако, если зонд имеет какой-нибудь потенциал относительно потенциала плазмы, то концентрация заряженных частиц в плазме не может сильно измениться вследствие возникновения объемного заряда на поверхности зонда. Напротив, на поверхности изолятора эта концентрация обращается в нуль, вследствие амбиполярного ухода зарядов обоих знаков. Поэтому, изолятор зонда сильнее искажает плазму, чем сам зонд.

Для решения (7) необходимо определить x и x_i. Баланс между рождением новых частиц и потерями на стенках дает

$$\frac{Za^2}{D_a} = K_1(h_a),$$

где $K_1(h_a)$ является корнем уравнения (17) для случая $\frac{\overline{\lambda}}{a}, \frac{\overline{\lambda}}{b} \ll 1$. Для числа пар ионов, образующихся в секунду на один электрон, Энгель и Штенбек [2] дают

$$Z = \frac{2m_e}{e\sqrt{\pi}} a_0 p \frac{273}{T_n} \left(\frac{3kT_e}{m_e}\right)^{\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{eV_j}{2kT_e}\right) \exp\left(-\frac{eV_j}{kT_e}\right). \tag{21}$$

Здесь p давление нейтрального газа, a_0 коэффициент, зависящий от рода газа и данный в работе [2].

Обозначим

$$x_n = \frac{eV_i}{kT_n}, \qquad \Lambda_e = \Lambda_{e0} \frac{T_n}{273}, \qquad \Lambda_i = \Lambda_{i0} \frac{T_n}{273}. \tag{22}$$

Функция Λ_{e0} зависит от электронной и ионной температур, значения которой также имеются в работе [2].

Из (20), (21) и (22) следует

$$H(x) = c\,(ap)^2\,[K(x,\ x_i) + y^2 M(x,\ x_i)],$$

$$N(x) = \frac{\sqrt{x}\,e^x}{1 + \frac{2}{x}},$$

$$K(x,\ x_i) = \frac{x_i^{\frac{1}{2}}}{\Lambda_i\left(1 + \frac{x_i}{x}\right)}\left[1 + \frac{\Lambda_i}{\Lambda_e}\left(\frac{m_e x_i}{m_i x}\right)^{\frac{1}{2}}\right],$$

$$M(x,\ x_i) = \frac{m_i x_i^{\frac{3}{2}}\Lambda_i}{3eV_j\left(1 + \frac{x_i}{x}\right)}\left[1 + \frac{\Lambda_e}{\Lambda_i}\left(\frac{m_i x}{m_e x_i}\right)^{\frac{1}{2}}\right], \tag{23}$$

$$y = \frac{\omega_l}{p},$$

$$C = 2\left(\frac{6}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} a_0\,\frac{273}{T_n}\,V_j\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} K_1^{-2}\,(h_a).$$

Связь между электронной и ионной температурой дается согласно [2]

$$\left(\frac{x_i}{x}\right)^2 = \left[\frac{\Lambda_{e0}(x)}{\Lambda_{i0}(x_i)}\right]^2 \frac{\chi_i}{\chi_e(x)}\left(1 - \frac{x_i}{x_n}\right). \tag{24}$$

Ионы сталкиваются с нейтральными частицами упруго, поэтому можно принять $\chi_i \simeq 0{,}5$, а значение χ_e в зависимости от x приведено в виде кривой в работе [1]. Электронная температура x определяется как корень уравнений (23) и (24). С ростом h_a продольное электрическое поле [1]

$$E_z = \left(\frac{96}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}} \frac{273\,p}{T_n}\,V_j\,\frac{\chi_e^{\frac{1}{2}}}{\Lambda_{e0} x} \tag{25}$$

уменьшается. Выражение для E_z, данное в работе [2] без магнитного поля, имеет более точный постоянный коэффициент, а именно $\left(\frac{64}{\pi}\right)^{\frac{1}{4}}$.

Имея в виду, что заряженные частицы диффундируют на стенки амбиполярно,

$$nv_{ir} = nv_{er},$$

что согласно (1), (2) и (7) дает

$$E_r = -\frac{D_e - D_i}{\beta_e + \beta_i}\,\frac{1}{n}\,\frac{dn}{dr} =$$

$$= \frac{K_1(h_a)}{a}\,\frac{V_j}{X}\,\frac{1 - \frac{\Lambda_i}{\Lambda_e}\left(\frac{m_e x}{m_i x_i}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{\Lambda_e}{\Lambda_i}\left(\frac{m_e x_i}{m_i x}\right)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{I_1(K_1 h) + \gamma N_1(K_1 h)}{I_0(K_1 h) + \gamma N_0(K_1 h)},$$

где $h = \frac{r}{a}$.

У максимума плотности напряженность поля имеет минимум.

При изменении магнитного поля поведение E_r и E_z остаются такими же, что и в случае, рассмотренном Ленартом [1].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступиза 29.VI 65

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. Lenart.* Nuowo Cimento, Suppl., **13**, 59 (1959).
2. *А. Энгель* и *М. Штембек*, Физика и техника электрического разреза в газах, том I, М.—Л. (1935).
3. The characteristics electrical discharges in magnetic fields". ed. by *A. Cuthric* and *R. Nakerling*, New-York (1949).
4. *Е. Янке* и *Ф. Эмде*, Таблицы функции, стр. 324, М.—Л. (1949).
5. *K. Bagert*, J. Math. Phys., **30**, 102 (1951).
6. *В. Е. Толант, М. В. Кривошеев* и *В. Е. Привалов*, ЖТФ, **34**, 953 (1964).

ԴՐԱԿԱՆ ՍՅՈՒՆ ՀԱՄԱՌԱՆՑՔ ԳԼԱՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ

Ա. Մ. ՌԵԶԻԿՅԱՆ

Աշխատության մեջ ուսումնասիրված է երկու համառանցք a և b շառավիղներով գլանների միջև առաջացած դրական սյան պլազման, երբ առանցքի ուղղությամբ գոյություն ունեն հոսանք և մագնիսական դաշտ։ Ցույց է տված, որ լիցքերի խտության մաքսիմումը, $ha = \frac{b}{a}$ մեծությունն աճելիս, գլանների միջին կետից տեղափոխվում է դեպի ներսի գլանը։ Ցույց է տված նաև, որ զոնդային չափումների դեպքում, եթե a-ն մեծանում է, ապա չափման սխալը մեծանում է և հենց այդ է հիմնական պատճառներից մեկը, որ չափումները պլազմայի անոթի պատերին մոտ կետերում ավելի մեծ սխալներ են տալիս։

THE POSITIVE COLUMN BETWEEN COAXIAL CYLINDERS

by A. M. RESIKIAN

It has been shown that the maximum of the density of charged particles is arranged the closer to the inner cylinder, the less its radius with that of the outward cylinder is.

It has also been shown that this has resulted in a greater distortion of plasmas by the Lengmuier sound isolator than by the sound itself.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 39—44 (1966)

ЗАВИСИМОСТЬ УСИЛЕНИЯ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КВАНТОВЫХ ПАРАМАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ (КПУ) ОТ МОЩНОСТИ ВХОДНОГО СИГНАЛА

Р. А. МАРТИРОСЯН

Рассматривается зависимость коэффициента усиления в общем виде для многорезонаторных КПУ, в зависимости от мощности входного сигнала. Получены выражения для этой зависимости, в частности, для одноконтурного и двухконтурного КПУ, а также для КПУ со входным пассивным резонатором. Из полученных выражений следует, что многорезонаторные КПУ обладают лучшими динамическими характеристиками по сравнению с одноконтурными КПУ.

Как известно, КПУ делятся на две основные группы: КПУ бегущей волны — КУБВ и резонаторные — РКУ. Квантовые усилители бегущей волны имеют ряд преимуществ по сравнению с РКУ. Эти усилители более широкополосные и работают более устойчиво. Однако, создание и конструирование КУБВ в дециметровом диапазоне волн связано с большими трудностями [1], к тому же своими характеристиками они почти не отличаются от многорезонаторных квантовых усилителей.

В последние годы появилось много теоретических [2, 3] и экспериментальных работ [1, 4, 5, 7], посвященных исследованиям свойств многорезонаторных квантовых парамагнитных усилителей как единственных широкополосных систем длинноволнового дециметрового диапазона.

Известно, что если на вход любого усилителя подать мощный сигнал, то усилитель насыщается и начальное усиление падает до некоторого уровня. Зависимость коэффициента усиления квантового усилителя от мощности входного сигнала легко найти [6, 7], учитывая, что добротность активного вещества обратно пропорциональна достигнутой инверсии, а величина инверсии I через вероятность индуцированного излучения на частоте сигнала $W_{\text{сиг}}$ определяется плотностью поля излучения на частоте сигнала, т. е. мощностью сигнала на входе усилителя $P_{\text{вх}}$.

Величина инверсии, соответственно и коэффициент усиления усилителя, определяются магнитной добротностью активного вещества.

Для определения зависимости коэффициента усиления отражательного многорезонаторного КПУ от входного сигнала необходимо сначала определить зависимость Q_M от входного сигнала, а затем полученные соотношения подставить в выражение для коэффициента усиления многорезонаторного КПУ. Для простоты ограничимся двумя активными связанными резонаторами. Для общего случая задача решается аналогичным образом, только полученные выражения становятся более громоздкими и необозримыми.

Парамагнитный кристалл в резонаторном КПУ характеризуется отрицательной магнитной добротностью равной

$$Q_M = Q_{M0}(1 + WT),$$

где

$$WT = |\mu|^2 1/\hbar T_2 T_1 H_c^2(x) \frac{1}{1+Q_л x^2}, \tag{1}$$

$$H_c^2(x) = \frac{2\eta}{\nu V} Q_M (1 + Q_л x^2) P_{изл},$$

здесь V — объем резонатора, $H_c(x)$ — средняя энергия запасенная в резонаторе, η — фактор заполнения, T_1 — время спин-решеточной релаксации, T_2 — время спин-спиновой релаксации, $|\mu|^2$ — квадрат модуля матричного элемента перехода сигнала.

Резонансный коэффициент усиления мощности G для КПУ с двумя активными резонаторами можно представить в виде [1]

$$G = \left(\frac{1/Q_{M1}Q_{M2} + 1/Q_{M2}Q_{св} + \varkappa^2}{1/Q_{M2}Q_{св} - 1/Q_{M1}Q_{M2} - \varkappa^2}\right)^2, \tag{2}$$

где Q_{M1}, Q_{M2} — добротности активных веществ в первом и втором резонаторе соответственно,

$\varkappa$ — коэффициент связи между резонаторами,

$Q_{св}$ — добротность связи, обусловленная потериями в линии.

В установившемся режиме энергия, запасенная в резонаторах, постоянная, т. е.

$$P_{вх} + P_{изл}^{(1)} + P_{изл}^{(1)} - P_{пот} - P_{вых} = 0. \tag{3}$$

Здесь $P_{вх}$ и $P_{вых}$ — входная и выходная мощности соответственно; $P_{пот}$ — суммарная мощность потерь в стенках резонаторов и диэлектрических потерь, $P_{изл}^{(1)}$, $P_{изл}^{(2)}$ — мощности излучаемые активными веществами первого и второго резонаторов соответственно.

В нашем рассмотрении пренебрегаем потерями $P_{пот}$ и тогда (3) переходит в

$$P_{вх} + P_{изл}^{(1)} + P_{изл}^{(2)} - P_{вых} = 0,$$

следовательно,

$$P_{изл}^{(1)} + P_{изл}^{(2)} = (G - 1) P_{вх}, \tag{4}$$

где $G = P_{вых}/P_{вх}$ определяется формулой (2).

Для точного вычисления зависимости добротности активного вещества (следовательно и усиления КПУ с двумя активными резонаторами) от мощности входного сигнала необходимо знать распределения высокочастотных полей в резонаторах. Однако, достаточно произвести приближенную оценку, связывая мощность сигнала $P_{вх}$ с величиной H_c^2 — магнитного поля сигнала через добротность активного вещества.

Для обоих резонаторов в общем случае с учетом ширины линии поглощения ЭПР по сигнальному переходу имеем

$$H_{c_1}^2(x) = \frac{2\eta}{\nu V} Q_{M1} (1 + Q_л x^2) P_{изл}^{(1)}, \tag{5}$$

$$H_{c_2}^2(x) = \frac{2\eta}{\nu V} Q_{M2} (1 + Q_л x^2) P_{изл}^{(2)}. \tag{6}$$

Здесь — $Q_л \equiv \frac{\nu_л}{\Delta\nu_л}$, где $\Delta\nu_л$ — ширина линии поглощения.

Из эквивалентной схемы двух активных связанных резонаторов можно получить

$$H^2_{c_2}(x) = \frac{\varkappa^2}{1/Q^2_{M2} + x^2} H^2_{c_1}(x). \tag{7}$$

Из выражений (7), (6), (5), (4), и (1) с учетом (2) можно определить Q_{M1} и Q_{M2} в зависимости от начальных добротностей Q_{M10}, Q_{M20} и входного сигнала $P_{\text{вх}}$ при усилении G.

При резонансе имеем

$$Q_{M1} = Q_{M10}\,[1 + SP_{\text{вх}}\,(G^{1/2} + 1)^2], \tag{8}$$

$$Q_{M2} = \frac{Q_{M20}}{1 - SP_{\text{вх}} Q_{M20}\,(G-1)\left[1 - \dfrac{Q_{\text{св}}\,(G^{1/2}+1)}{Q_{M10}\,(G^{1/2}-1)\,[1 + SP_{\text{вх}} Q_{\text{св}}(G^{1/2}+1)^2]}\right]}, \tag{9}$$

где

$$S = \frac{2\,|\mu|^2 T_2 T_1 \eta}{\hbar^2 \nu V}.$$

Подставляя значения Q_{M1}, Q_{M2} в выражение коэффициента усиления двухрезонаторного КПУ, получим

$$G^{1/2} = \frac{Q_{M10}/Q_{\text{св}} + SP_{\text{вх}}\,(G^{1/2} + 1)\,Q_{M10} + F\,(\varkappa^2,\ Q_{M10},\ Q_{M20},\ S',\ P_{\text{вх}},\ G)}{Q_{M10}/Q_{\text{св}} + SP_{\text{вх}}(G^{1/2} + 1)^2\,Q_{M10} - F\,(\varkappa^2,\ Q_{M10},\ Q_{M20},\ S',\ P_{\text{вх}},\ G)}, \tag{10}$$

где

$$F = \frac{\varkappa^2 Q_{M10} Q_{M20}\,[1 + SP_{\text{вх}} Q_{\text{св}}\,(G^{1/2} + 1)^2]}{1 - SP_{\text{вх}} Q_{M20}(G-1)\left[1 - \dfrac{Q_{\text{св}}\,(G^{1/2}+1)}{Q_{M10}\,(G^{1/2}-1)[1 + SP_{\text{вх}} Q_{\text{св}}(G^{1/2}+1)^2]}\right]}.$$

Полученное выражение (10) представляет зависимость коэффициента усиления двухрезонаторного КПУ от мощности входного сигнала. В (10) положив $Q_{M10} \simeq Q_{M20} \approx 1/\varkappa^2$ и выражая начальные добротности через начальное усилие G_0, получим

$$G^{1/2} = \frac{2G_0^{1/2} + SP_{\text{вх}}\,(G^{1/2}+1)^2\,(G_0^{1/2} - 1) + [G_0^{1/2}\,(1 - \varkappa^2 Q_{\text{вс}})] \cdot f\,(\varkappa^2,\ S,\ P_{\text{вх}},\ G)}{2 + SP_{\text{вх}}\,(G^{1/2} + 1)^2\,(G_0^{1/2} - 1) - [G_0^{1/2}\,(1 - \varkappa^2 Q_{\text{св}})] \cdot f\,(\varkappa^2,\ S,\ P_{\text{вх}},\ G)}, \tag{11}$$

где

$$f = \frac{1 + SP_{\text{вх}}\,(G^{1/2} + 1)^2}{1 - SP_{\text{вх}} 1/\varkappa^2\,(G-1)\left[1 - \dfrac{Q_{\text{св}}\,(G^{1/2}+1)}{1/\varkappa^2\,(G^{1/2}-1)\,[1 + SP_{\text{вх}}(G^{1/2}+1)^2]}\right]}.$$

Из выражения (10), можно получить аналогичные выражения как для однорезонаторного, так и двухрезонаторного КПУ с входным пассивным резонатором, положив соответственно

$$\varkappa^2 = 0 \quad \text{и} \quad Q_{M10} = \infty.$$

Подставив в (10) $\varkappa^2 = 0$, для зависимости коэффициента усиления однорезонаторного КПУ от мощности входного сигнала можно получить выражение

$$G^{1/2}=\frac{2G_0^{1/2}+SP_{\text{вх}}(G^{1/2}+1)^2(G_0^{1/2}-1)}{2+SP_{\text{вх}}(G^{1/2}+1)^2(G_0^{1/2}-1)}. \tag{12}$$

Решая полученное уравнение относительно $P_{\text{вх}}$, получаем

$$P_{\text{вх}}=\frac{2}{S}\,\frac{G_0^{1/2}-G^{1/2}}{(G_0^{1/2}-1)(G^{1/2}+1)(G-1)}.$$

При условии $G\gg 1$ последнее переходит в

$$P_{\text{вх}}=\frac{2}{SG_0^{3/2}}\left[\left(\frac{G}{G_0}\right)^{-3/2}-\left(\frac{G}{G_0}\right)^{-1}\right]. \tag{13}$$

Последнее выражение практически совпадает с результатом (7), полученным несколько иным путем.

Полагая в (13) $G=0{,}5\,G_0$, можно найти мощность насыщения при $G_0\gg 1$.

$$P_{\text{нас}}=\frac{3{,}2}{SG_0^{3/2}}. \tag{14}$$

Для КПУ с входным пассивным резонатором получается:

$$G^{1/2}=$$

$$=\frac{2G_0^{1/2}+SP_{\text{вх}}(G^{1/2}+1)^2(G_0^{1/2}-1)\left[\frac{2G_0^{1/2}}{Q_0(G_0^{1/2}-1)}-\frac{G-1}{Q_{\text{св}}(G^{1/2}+1)^2}-SP_{\text{вх}}(G-1)\right]}{2+SP_{\text{вх}}(G^{1/2}+1)^2(G_0^{1/2}-1)\left[\frac{2}{Q_0(G_0^{1/2}-1)}-\frac{G-1}{Q_{\text{св}}(G^{1/2}+1)^2}-SP_{\text{вх}}(G-1)\right]}, \tag{15}$$

где $Q_0=Q_{M20}$.

Решая (15) относительно $P_{\text{вх}}$, получаем

$$P_{\text{вх}}=\frac{2}{S}\,\frac{Q_{\text{св}}Q_0(G_0^{1/2}-G^{1/2})}{Q_0(G_0^{1/2}-1)(G-1)(1-G^{1/2})-2Q_{\text{св}}(G^{1/2}+1)^2(G_0^{1/2}-G^{1/2})}. \tag{16}$$

Как и в предыдущем случае, положив в (16) $G=0{,}5\,G_0$, можно получить выражение для мощности насыщения $P_{\text{нас}}$.

Как видно из (14), $P_{\text{вх}}$ зависит от фактора насыщения S и от начального усиления G_0. Полученные сотношения (11), (12), (15) прежде всего подтверждают тот факт, что коэффициент усиления многорезонаторных КПУ сильно зависит от входной мощности. Мощность насыщения в основном зависит от полного числа частиц в данном усилителе и от времени спин-решеточной релаксации. Таким образом, при заданном начальном усилении улучшения динамической характеристики можно добиться уменьшением времени спин-решеточной релаксации T_1 и увеличением полного числа частиц в усилителе.

На рис. 1 приведены кривые зависимости коэффициента усиления однорезонаторного (a), (b) и двухрезонаторного КПУ (c) с входным пассивным резонатором. Кривые (a) и (b) относятся к различным начальным усилениям $G_0=50$ и 100. Кривые (b) и (c) построены при одинаковом начальном усилении $G_0=100$. Сравнение этих кривых показывает, что двухрезонаторный КПУ насыщается сравнительно при больших входных сигналах, чем одноконтурный КПУ.

Если учесть то обстоятельство, что во многорезонаторном КПУ, как и в квантовом усилителе бегущей волны, объем активного вещества можно делать много раз больше, чем в однорезонаторном усилителе, то при прочих равных условиях мощность насыщения многорезонаторного КПУ несколько раз больше, чем у однорезонаторного КПУ.

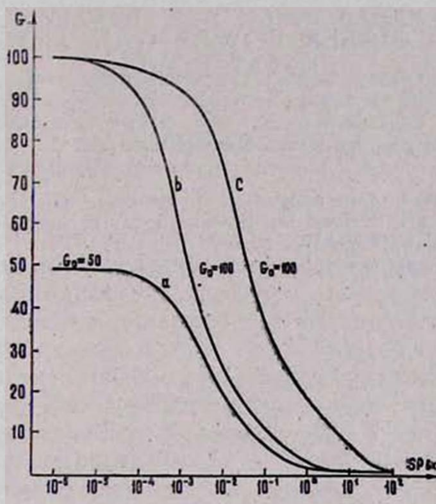


Рис. 1.

Приведенный анализ показывает, что многорезонаторные КПУ наряду с другими характеристиками—полоса пропускания, устойчивость работы, также обладают лучшими динамическими характеристиками по сравнению с однорезонаторными КПУ.

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила 24/VII—65

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. М. Мартиросян, А. М. Прохоров*, Радиотехника и электроника, **9**, 12 (1964).
2. *Н. В. Карлов, А. М. Прохоров*, Радиотехника и электроника, **8**, 3 (1963).
3. *В. Б. Штейншлегер*, Радиотехника и электроника, **4**, 11 (1959).
4. *Р. М. Мартиросян, А. М. Прохоров*, ПТЭ, **1**, 106 (1964).
5. *R. L. Kyhl, R. A. Macfarlane, M. W. Strandberg*, Proc. IRE, **50**, 7 (1962).
6. *Н. В. Карлов, А. А. Маненков*, Известия Вузов „Радиофизика“ **7**, 1 (1964).
7. *П. Батчер*, Теория трехуровневых парамагнитных усилителей. Квантовые парамагнитные усилители, ИЛ, Москва (1961).

ԲԱԶՄԱՌԵԶՈՆԱՏՈՐԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՊԱՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՈՒԺԵՂԱՐԱՐՆԵՐԻ ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ՄՈՒՏՔԱՅԻՆ ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ՀԶՈՐՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկվում է ընդհանրապես բազմառեզոնատորային քվանտային ուժեղարարի ուժեղացման գործակցի կախումը մուտքային ազդանշանի հզորությունից: Այդ կախումը պար-

ցելու համար նախ ստացված են արտահայտություններ պարամագնիսական ակտիվ նյութի բարորակության և մուտքային ազդանշանի հզորության կախման համար՝ (8), (9)։ Ստացված արտահայտությունները տեղադրելով ուժեղացման գործակցի (2) արտահայտության մեջ, նշված կախման համար ստացված են վերջնական արտահայտություններ՝ (11), (12), (15)։

Կատարված վերլուծումներից հետևում է, որ բազմառեզոնատորային քվանտային ուժեղարարները ունեն ավելի լավ դինամիկ հատկություններ, քան միառեզոնատորային քվանտային ուժեղարարները։

COUPLED-CAVITY MASER POWER GAIN DEPEDING ON INPUT SIGNAL POWER

by R. M. MARTIROSIAN

Coupled-cavity maser gain depending, in general, on the input signal power, is considered. Expressions are derived for the single-cavity and double-cavity masers and also for the maser with input passive-cavity.

Coupled-cavity masers display better dynamic characteristics as compared to single-cavity masers.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 45—50 (1966)

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ЛЕГКИМИ АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Х. П. БАБАЯН, Н. Л. ГРИГОРОВ, Э. А. МАМИДЖАНЯН, В. Я. ШЕСТОПЕРОВ

В данной работе приводятся результаты исследования ядерно-активной компоненты молодых атмосферных ливней на ионизационном калориметре. С вероятностью $\sim 15\%$ при взаимодействиях ядерно-активных частиц с энергией $> 1{,}4 \cdot 10^{12}$ с ядрами атомов воздуха реализуются события со средним коэффициентом неупругости $k > 0{,}85$.

Последние 5—6 лет на высотной станции г. Арагац на высоте 3250 *м* над уровнем моря ведется интенсивное исследование характеристик ядерных взаимодействий частиц с энергией 10^{12}—10^{14} *эв*.

В настоящей заметке излагаются некоторые результаты изучения молодых атмосферных ливней (м.а.л.). В предыдущих работах [1—3] м.а.л. изучались на установке, позволявшей достаточно точно измерить энергию электронно-фотонной компоненты ливней. Однако установка не являлась калориметрической и мы могли лишь оценить энергию ядерно-активной компоненты $E_{я.\,а.}$. Ввиду этого определение такой фундаментальной характеристики как коэффициент неупругости взаимодействия, в котором генерируется молодой ливень, страдало некоторой неопределенностью, хотя и полученные нами данные не противоречили результатам других работ [4—5]. Настоящие измерения проводились на ионизационном калориметре, что позволило корректно измерить энергию обоих компонент молодых ливней и тем самым — коэффициент неупругости.

Описание ионизационного калориметра приведено в работе [6]. Поэтому мы остановимся на нем весьма кратко. Установка состояла из 12 рядов ионизационных камер длиной 330 *см* и диаметром 10 *см* каждая, расположенных под фильтрами из свинца, графита и железа (рис. 1). В каждом ряду находились по 32 камеры. Верхние два ряда (XI и XII) ионизационных камер, расположенные под 3 и 4 *см* свинца, регистрировали электронно-фотонную компоненту м.а.л. Следующие два ряда камер (I и II) в одной серии измерений находились под комбинированным фильтром из графита (60 *г/см*^{2}) и свинца (3 *см* и 5 *см*). Во втором варианте I и II ряды находились лишь под свинцовыми фильтрами (соответственно, 4 *см* и 6 *см*). Ниже находился ионизационный калориметр из 8 слоев железа, толщиной 10 *см* каждый, и 8 рядов ионизационных камер. Полная толщина железа в установке ~ 630 *г/см*^{2}, что составляет $\sim 4{,}5$ ядерных пробегов. При помощи этой части установки можно определить суммарную энергию ядерно-активных частиц $E_{я.\,а.}$, входящих в состав м.а.л. Таким образом, в каждом индивидуальном случае мы могли определить полную энергию молодого ливня $E_0 = E_{э.\,ф.} + E_{я.\,а.}$ и долю энергии K_{π°, переданной в атмосфере родившимся во взаимодействии π°-мезонам:

$$K_{\pi^\circ} = \frac{E_{э.\,ф.}}{E_{э.\,ф.} + E_{я.\,а.}}. \qquad (1)$$

Каждая камера была соединена со своим усилителем, позволяющим измерять ионизацию от ~ 30 релятивистских частиц, прошедших через камеру, до 20—30 тысяч частиц. Регистрация амплитуд импульсов в камерах производилась каждый раз, когда в обоих верхних рядах, регистрирующих электронно-фотонную компоненту, ионизация превосходила заданную величину.

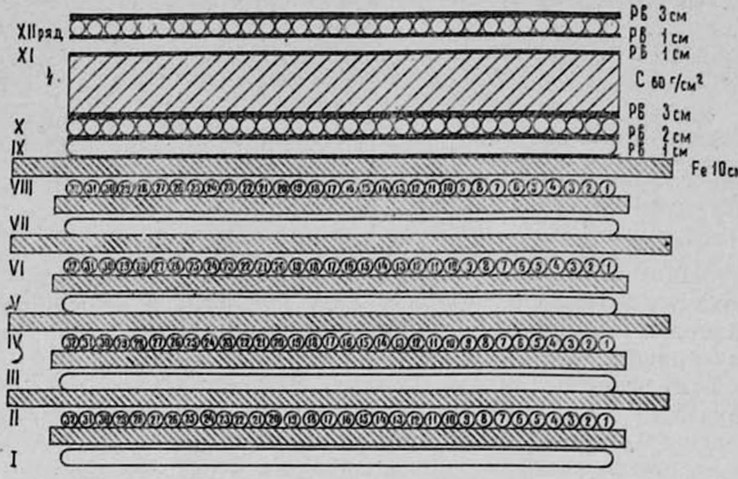


Рис. 1. Схематическое изображение установки.

Из всех зарегистрированных событий мы отобрали только случаи, когда в XI ряду в шести или менее камерах ионизация составляла 60 или более процентов от суммарной ионизации ряда. Так, согласно ранее принятой терминологии (см. нап. [1]), мы определяли молодой ливень. При этом требовалось, чтобы и в XI и в XII рядах ионизация превосходила $1{,}0 \cdot 10^4$ релятивистских частиц, а ось м.а.л. отстояла от краев установки более, чем на 5 камер.

Как и в работах [1—3], энергия $E_{\text{э. ф.}}$ определялась по формуле $E_{\text{э. ф.}} = 1{,}4 \cdot 10^8\ I_{11,\,12}$, где $I_{11,\,12}$ — максимальный ионизационный толчок в одном из верхних рядов. I и II ряды камер измеряли (при наличии графитового фильтра) энергию π°-мезонов, генерированных ядерно-активными частицами м.а.л. в графитовом фильтре.

$E^{\mathrm{I}}_{\text{я. а.}} = 1{,}4 \cdot 10^8 .\ I_{1,\,2}$. Остальную часть энергии ядерно-активной компоненты ливней измеряли восемь рядов калориметра:

$$E^{\mathrm{II}}_{\text{я. а.}} = 1{,}2 \cdot 10^8 \sum_{i=3}^{10} I_i\,.$$

Таким образом, для каждого ливня:

$$K_{\pi^\circ} = \frac{1{,}4 \cdot 10^8\, I_{11,\,12}}{1{,}4 \cdot 10^8\, I_{11,\,12} + 1{,}4 \cdot 10^8\, I_{1,\,2} + 1{,}2 \cdot 10^8 \sum\limits_{i=3}^{10} I_i} \qquad (\mathrm{I}')$$

при первом варианте,

$$K_{\pi^0} = \frac{1{,}4 \cdot 10^8 I_{11,\,12}}{1{,}4 \cdot 10\, I_{11,\,12} + 1{,}2 \cdot \sum\limits_{i=3}^{10} I_i} \qquad (II')$$

при втором варианте.

Нами использовался материал, набранный за ~ 1700 часов работы установки. Всего было зарегистрировано и обработано 222 молодых атмосферных ливня с $E_{э.\,ф.} \geqslant 1{,}7 \cdot 10^{12}$ *эв*, из коих 114—при работе с I вариантом. Примеры отобранных случаев показаны на рис. 2—4, где приведено распределение ионизации по камерам всех рядов. В случае, показанном на рис. 2, 60% всей ионизации XI ряда сосредоточено в одной камере, на рис. 3— в двух и на рис. 4— в шести камерах.

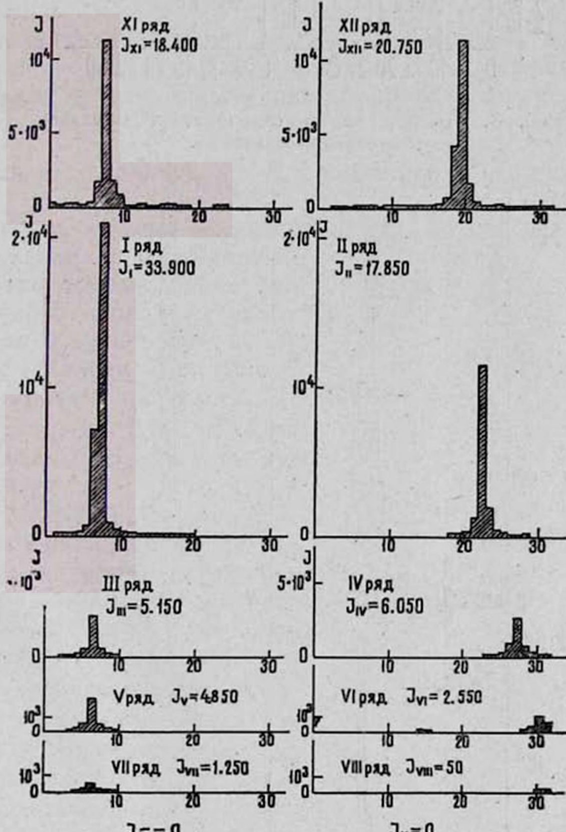


Рис. 2. Пример зарегистрированных молодых атмосферных ливней.

В таблице 1 приведено распределение 222 ливней по величине энергии $E_{э.\,ф.}$.

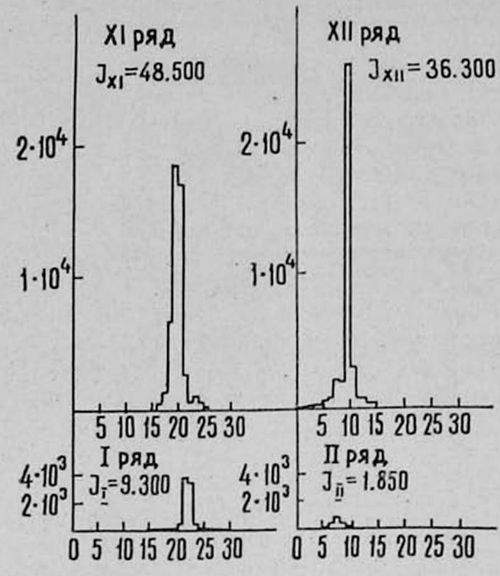


Рис. 3. Пример зарегистрированных молодых атмосферных ливней.

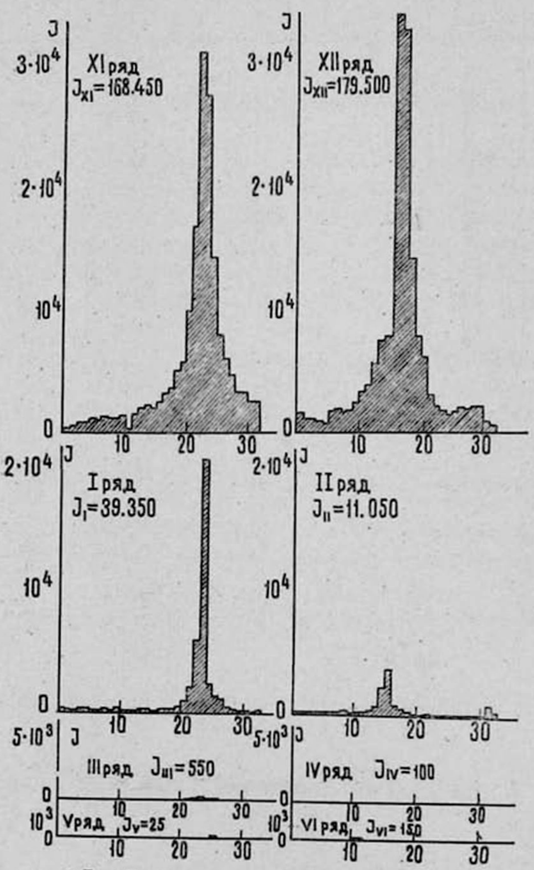


Рис. 4. Пример зарегистрированных молодых атмосферных ливней.

Таблица 1

$E_{э.ф.}$	$1{,}4\cdot10^{12}_{эв}<E_{э.ф.}<$ $<4{,}2\cdot10^{12}_{эв}$	$4{,}2\cdot10^{12}_{эв}<E_{э.ф.}<$ $<8{,}4\cdot10^{12}_{эв}$	$8{,}4\cdot10^{12}_{эв}<E_{э.ф.}<$ $<1{,}4\cdot10^{13}_{эв}$	$E_{э.ф.}\geqslant1{,}4\cdot10^{13}_{эв}$
Число отобранных ливней	146	48	15	13

Показатель интегрального энергетического спектра отобранных электронно-фотонных ливней равен $\gamma = 1{,}65 \pm 0{,}11$, что в пределах ошибок совпадает с предыдущими измерениями [2].

Для 114 ливней I варианта средняя величина K_{π°, определенная как $\overline{K}_{\pi^\circ} = \dfrac{\sum_{i=1}^{114} K_{\pi^\circ}}{114}$, равна $0{,}81 \pm 0{,}02$.

При определении энергии ядерно-активных частиц молодых ливней по величине ионизации, зарегистрированной нижними рядами камер, необходимо ввести следующие поправки в экспериментальные данные:

1. Поправка к величине $\sum_{i=1}^{10} I_i$, связанная с возможным выходом я.-а. частиц через боковые поверхности установки. Для оценки этой поправки мы ввели более жесткий критерий отбора, требуя, чтобы оси молодых ливней отстояли от краев XI и XII рядов дальше, чем на 10 камер. Таких случаев (при обоих вариантах установки) оказалось 71. Для них $\overline{K}_{\pi^\circ} = 0{,}83 \pm 0{,}04$. Следовательно, указанный эффект не играет заметной роли.

2. Поправка к величине $I_{1,2}$, связанная с проникновением из атмосферы через фильтры установки электронно-фотонной компоненты м.а.л. С учетом этой поправки $\overline{K}_{\pi^\circ} = 0{,}83 \pm 0{,}03$.

Для 108 ливней варианта установки без графитового фильтра $\overline{K}_{\pi^\circ} = 0{,}85 \pm 0{,}02$. Распределение коэффициентов неупругости для этих ливней приведено на рис. 5.

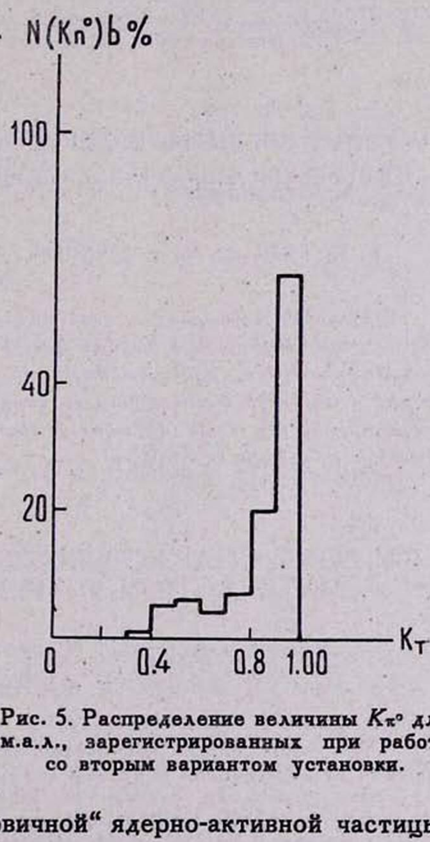


Рис. 5. Распределение величины K_{π° для м.а.л., зарегистрированных при работе со вторым вариантом установки.

Полученные для обоих вариантов $\overline{K}_{\pi^\circ}$ можно сравнить с аналогичной величиной в работе [3], где $\overline{K}_{\pi^\circ} \geqslant 0{,}67 \pm 0{,}06$.

Представляет особый случай молодые ливни с $E_{э.ф.} \geqslant 1{,}4\cdot10^{13}$ эв. Для зарегистрированных нами 13 случаев $\overline{K}_{\pi^\circ} = 0{,}83 \pm 0{,}06$, т. е. $\overline{K}_{\pi^\circ}$ очень слабо зависит от энергии „первичной" ядерно-активной частицы, генерирующей м.а.л.

Таким образом, полученные нами выводы не противоречат, а уточняют результаты предыдущих экспериментов и сводятся в основном к следующему:

Можно считать окончательно установленным существование взаимодействий с почти полной неупругостью и передачей в одном акте π^0-мезонам 80—85% энергии первичной частицы. Вероятность таких взаимодействий $0{,}1 \leqslant W < 0{,}25$.

Физический институт ГКАЭ
Институт ядерной физики Московского государственного университета
Ереванский Государственный университет

Поступило 15 VII—65

ЛИТЕРАТУРА

1. *Х. П. Бабаян, Н. Г. Бояджян, Н. Л. Григоров, Э. А. Мамиджанян, Ч. А. Третьякова, В. Я. Шестоперов.* ЖЭТФ, 46, 110, (1964).
2. *Х. П. Бабаян, Н. Г. Бояджян, Н. Л. Григоров, Э. А. Мамиджанян, Ч. А. Третьякова, В. Я. Шестоперов.* ЖЭТФ, 46, 1525, (1964).
3. *Kh. P. Babayan, N. L. Grigorov, E. A. Mamidjanyan, Ch. A. Tretyakova. X. Ya. Shestoperov.* Proceedings of Jaipur International conference on cosmic Rays, 5, 248, (1963).
4. *Kh. P. Babayan, S. I. Brikker, N. L. Grigorov, A. I. Savelyeva, V. Ya. Shestoperov.* Proceedings of Jaipur International conference on cosmic Rays, 5, 51, (1963).
5. *M. Akasi, F. Shimizu, Z. Watanabe, I. Nichimura* at set. Ressearch Institute for Fundamental Physics, Kyoto University, Kyoto, Japan, 1962.
6. *Х. П. Бабаян, Н. Л. Григоров, В. А. Собиняков, В. Я. Шестоперов.* Изв. АН СССР, серия физическая, (в печати).

ԹԵԹԵՎ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՀԵՏ ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Խ. Պ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ն. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Է. Ա. ՄԱՄԻՋԱՆՅԱՆ, Վ. ՅԱ. ՇԵՍՏՈՊԵՐՈՎ

Աշխատանքը կատարված է ծովի մակերևույթից 3250 մ. բարձրության վրա՝ 10 մ2 աշխատանքային մակերեսով իոնացման կալորիմետրի վրա։ Ցույց է տրված, որ, $0{,}1 < W < 0{,}25$ հավանականությամբ, թեթև ատոմային միջուկների հետ $\geqslant 1{,}4\ 10^{12}$ է. վ. էներգիայով միջուկաակտիվ մասնիկների փոխազդեցության դեպքում տեղի ունի գրեթե լրիվ ոչ առաձգական փոխազդեցություն, ընդ որում մի ակտում միջուկին փոխանցվում է, միջին հաշվով, սկզբնական մասնիկի էներգիայի 80—85%-ը։

ON SOME CHARACTERISTICS OF HIGH ENERGY PARTICLE INTERACTION WITH NUCLEI OF LIGHT ATOMS

by Kh. P. BABAYAN, N. L. GRIGOROV, E. A. MAMIJANIAN, V. YA. SHESTOPEROV

The results of the investigation of the nuclear-active component of „young" air showers by means of an ionization calorimeter are set forth in the present work.

Events with an average coefficient of inelasticity $K > 0{,}85$ are realised with a probability of ~15%, while interactions of the nuclear-active particles are at work with an energy $> 1{,}4 \cdot 10^{12}$ ev with the nuclei of air atoms.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 51—54 (1966)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭДС ОТ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Ф. А. ГРИГОРЯН

Исходя из дифференциального уравнения ферромагнитной пленки, определяется ЭДС в токопроводе, охватывающем пленку в зависимости от положения вектора намагниченности при минимальных переключающих полях. Показывается приблизительное постоянство угла расположения вектора намагниченности, соответствующее максимальной ЭДС. Определяется зависимость максимальной ЭДС от минимальных переключающих полей.

В работе определяется максимальная ЭДС на токопроводящем витке, охватывающем ферромагнитную пленку. При представлении намагниченности пленки в виде единого домена с энергией

$$E = 2k\left(\frac{1}{2}\sin^2\varphi + h_s\cos\varphi + h_T\sin\varphi\right) \tag{1}$$

все статические характеристики пленки однозначно определяются из уравнения энергии.

Здесь: E — энергия анизотропии,

h_s — приведенная напряженность поля вдоль легкой оси,

h_T — приведенная напряженность поля вдоль трудной оси,

K — коэффициент анизотропии.

Связь энергии со временем содержится в феноменологическом уравнении Ландау-Лифшица [1, 2, 3]

$$\dot{\overline{M}} = \gamma\overline{T} - \frac{\lambda}{M^2}\overline{M}\times\overline{T}, \tag{2}$$

$\overline{M}$ — вектор намагниченности;

γ — магнитно-механическое отношение;

λ — параметр затухания;

$\overline{T}$ — момент вращения.

Согласно литературе [2, 3], совместное решение (1) и (2) приводит к уравнению динамического равновесия

$$\ddot{\varphi} + 4\pi j^2\frac{\partial E}{\partial\varphi} + 4\pi\lambda\frac{d\varphi}{dt} = 0. \tag{3}$$

При процессах с длительностью более 10 нсек, согласно [2], можно не учитывать вторую производную $\ddot{\varphi}$, тогда уравнение (3) можно заменить уравнением

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{j^2}{\lambda}\frac{\partial E}{\partial\varphi}. \tag{4}$$

Решение уравнения (4) без учета отдельных членов в выражении для энергии (1) приведено в [4]. Решение для частных значений коэффициентов в выражении (1) можно получить с помощью электронно-вычислительных машин [3].

Ниже определяется максимальная ЭДС от перемагничивания пленки при учете всех членов уравнения (1) для случая критических полей переключения.

При одновитковости обмотки считывания с осью, направленной по легкой оси намагничивания, ЭДС пленки e определится выражением

$$e = SB_m \sin\varphi \frac{d\varphi}{dt}, \tag{5}$$

где S — сечение магнитопровода,

B_m — индукция насыщения пленки.

Подставляя выражения (4), (1) в (5), получим

$$e = SB_m \frac{\gamma^2}{\lambda} 2k \sin\varphi \left(\frac{1}{2}\sin 2\varphi - h_s \sin\varphi + h_T \cos\varphi\right). \tag{6}$$

ЭДС пленки можно представить как сумму ЭДС поля анизотропии e_k и ЭДС e_s и e_T от продольных и поперечных полей:

$$e = e_k + e_s + e_T. \tag{7}$$

Допущение наложения обусловлено пренебрежением инерциальных членов в основном уравнении (3). Нормализовав ЭДС, уравнение (6) можно написать в безразмерном виде

$$e_л = \sin\varphi \left(\frac{1}{2}\sin 2\varphi - h_s \sin\varphi + h_T \cos\varphi\right), \tag{8}$$

где $e_л$ — приведенная ЭДС в обмотке с осью, параллельной легкой оси намагничивания.

Аналогичным образом для обмотки считывания, направленной по трудной оси, получится

$$e_T = \cos\varphi \left(\frac{1}{2}\sin 2\varphi - h_s \sin\varphi + h_T \cos\varphi\right). \tag{9}$$

Согласно [2], связь между критическими переключающими полями выражается уравнением астроиды

$$h_s^{\frac{2}{3}} + h_T^{\frac{2}{3}} = 1 \tag{10}$$

На рис. 1 приведены кривые ЭДС пленки в зависимости от положения вектора намагниченности относительно легкой оси пленки. Ось обмотки считывания при этом параллельна легкой оси. Кривые построены согласно выражению (8) для критических полей переключения. Как видно из кривых, максимальным значениям ЭДС для разных кривых соответствует постоянный угол $\varphi = 110°$ с разбросом в $\pm 5°$ при значениях h_s от 1 до 0,0525.

На рис. 2 — кривые, построенные согласно выражению (9), при оси обмотки, перпендикулярной легкой оси пленки. Как видно из кривых, максимальным отрицательным значениям напряжений соответствует постоянный угол $\varphi = 135°$ с разбросом $\pm 5°$ при изменении h_s в пределах от 1 до 0,31.

Подставляя угол, соответствующий пиковому значению ЭДС, в выражения (8) и (9), получим выражение для расчета максимальных ЭДС пленки. Максимальная приведенная ЭДС в обмотке с осью, параллельной трудной оси, определится как

$$e_{mT} = 0{,}3 + 0{,}5\,(h_s + h_T). \tag{11}$$

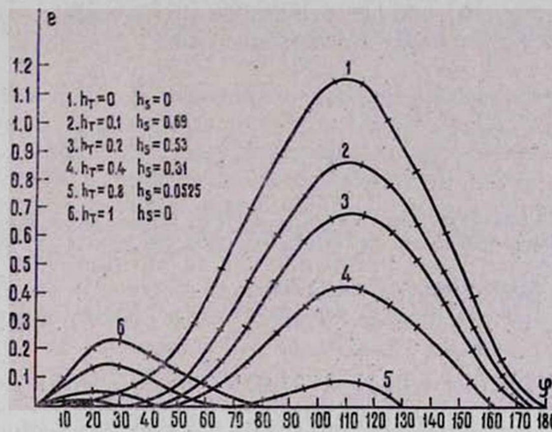


Рис. 1. ЭДС считывания в зависимости от угла вектора намагниченности относительно легкой оси. Ось обмотки считывания параллельна легкой оси.

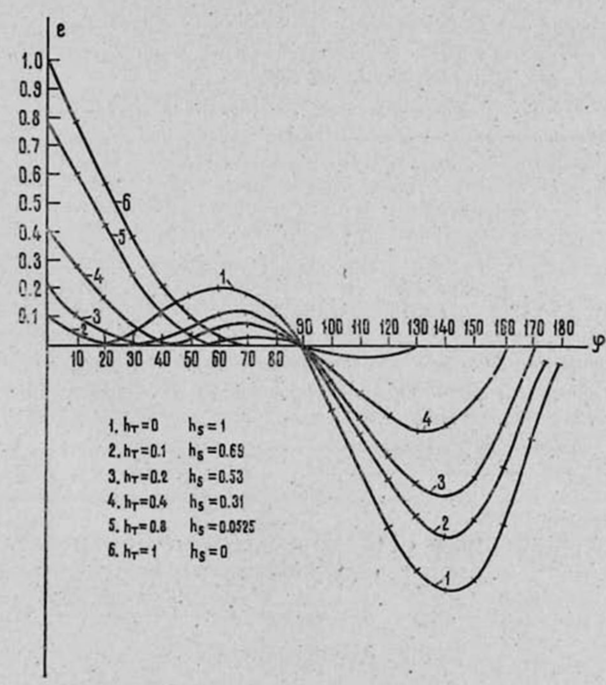


Рис. 2. ЭДС считывания в зависимости от угла вектора намагниченности относительно легкой оси. Ось обмотки считывания параллельна трудной оси.

Максимальная ЭДС в обмотке с осью, параллельной легкой оси, определится как

$$e_{m\text{л}} = 0{,}3 - 0{,}88\, h_s - 0{,}34\, h_T. \tag{12}$$

Критические поля переключения (10), при которых, на основе теории однородного вращения, определены максимальные ЭДС от перемагничивания пленки, соответствуют режимам работ ферромагнитных тонких пленок в логических и запоминающих устройствах.

Поступила 15 IX—65

ЛИТЕРАТУРА

1. „Ферромагнитный резонанс", под редакцией С. В. Вонсовского. Физматгиз, М(1961).
2. „Магнитные свойства металлов и сплавов", под редакцией С. В. Вонсовского М. (1961).
3. *D. O. Smith*, J. Appl. Phys. 29 264 (1959).
4. *А. М. Родичев*, Изв. АН СССР, сер. физическая, 25, 614 (1961).

ԷԼԵԿՏՐԱՇԱՐԺ ՈՒԺԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹԻ ԱՊԱՄԱԳՆԻՍԱՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ֆ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Հոդվածում որոշված է մաքսիմալ էլեկտրաշարժ ուժը թաղանթն ընդգրկող հաղորդիչում: Դիտված է այն դեպքը, երբ էլեկտրաշարժ ուժը առաջանում է արտաքին երկայնական, լայնական և թաղանթի անհամասեռության դաշտի ազդեցության տակ: Լուծումը հիմնվում է մագնիսացվածության համասեռ պտտման տեսության վրա:

Նման հավասարումները՝ թաղանթի ստատիկ էներգիայի հավասարումը և Լանդաու-Լիֆշիցի դինամիկ հավասարակշռության հավասարումը, թույլ են տալիս գրել մոտավոր կապ մաքսիմալ բերված էլեկտրաշարժ ուժի և մինիմալ երկայնական h_s *և լայնական* h_T *ապամագնիսացնող դաշտերի միջև՝*

$$e_{mT} = 0{,}3 + 0{,}5\,(h_s + h_T)$$

$$e_{m\text{л}} = 0{,}3 - 0{,}88 h_s - 0{,}33 h_T$$

որտեղ $e_{m\text{л}}$, e_{mT} *— մաքսիմալ բերված էլեկտրաշարժ ուժերն են, երբ հաղորդիչ փաթույթի առանցքն ուղղված է համապատասխանորեն զուգահեռ անհամասեռության հեշտ և դժվար առանցքների ուղղությամբ: Բերված են էլեկտրաշարժ ուժի կորերը՝ կախված մագնիսացման վեկտորի դիրքից: Ցույց է տրված, որ երբ մագնիսացման վեկտորը գտնվում է համապատասխանորեն 110° և 135° անկյան տակ, էլեկտրաշարժ ուժի մաքսիմումի դիրքի ցրվածությունը չի անցնում ±5 աստիճանի սահմաններից:*

A DEFINITION OF E.M.F. WHEN SWITCHING MAGNETIC FIELD ON THIN FILM

F. A. GRIGORIAN

Considering the ferromagnetic film differential equation, the e.m.f. can be determined in relation to the magnetization vector state an minimum field switchings. An approximate angular constancy is shown in regards to maximum a.m.f. The dependence of maximum emf on minimum field switching is defined.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 55—58 (1966)

РАБОТА ИСКРОВЫХ КАМЕР ПРИ ЗАДЕРЖКАХ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСА

Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Г. А. МАРИКЯН, К. А. МАТЕВОСЯН

В последние годы искровые камеры нашли широкое применение в экспериментах в области физики элементарных частиц. Благодаря ряду хороших характеристик: небольшое „мертвое время“, сравнительно короткая „память“, простота эксплоатации и изготовления, искровые камеры могут эффективно быть использованы на ускорителях. Возможность измерения импульсов частиц порядка сотен *Бэв/с* [1], делают их приемлемыми и в космических лучах, где они могут быть использованы в сочетании с другими детекторами элементарных частиц. Для таких работ важно знать временные характеристики, особенно „память“ и длительность задержки высоковольтного импульса, подаваемого на электроды ИК.

Как известно, ионизационный колориметр является эффективным прибором изучения энергии ядерно-активных частиц космического излучения [2]. И ряд задач получили бы успешное решение, если бы стало возможным сочетание их работ с работой искровых камер. Первые попытки в этом направлении [3, 4] показали насколько важно, чтобы искровые детекторы обладали большой „памятью“ и эффективностью регистрации одновременно многих частиц.

Целью настоящей работы является исследование зависимости эффективности регистрации заряженных частиц от задержки подачи высоковольтного импульса после момента прохождения частицы через камеру.

Наша установка (рис. 1) состояла из двух искровых камер ИК, расположенных одна над другой, и двух рядов счетчиков Гейгера-Мюллера ГС, расположенных над и под камерами.

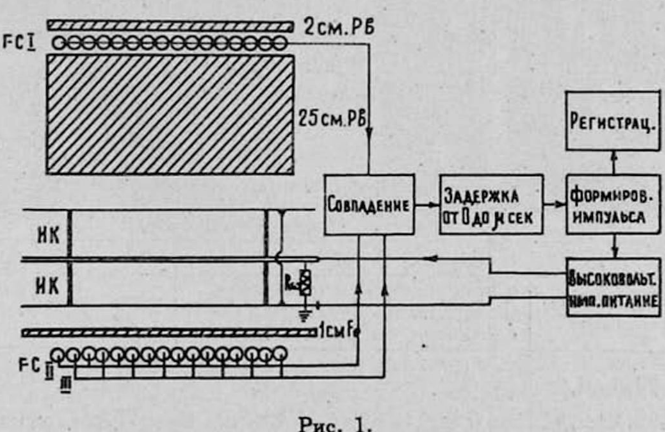


Рис. 1.

Установка имела возможность регистрировать прохождение как одиночной частицы, так и группы частиц. Для регистрации последних событий, импульсы поступающие из каналов I, II и III были подключены к 3-хканальной схеме совпадения с разрешающим временем порядка 10^{-7} *сек*. Блок задержки давал возможность задержать совпадательный импульс от 0 до 100 *мксек*.

После формирования импульс поступал в блок регистрации и в блок высоковольтного питания ИК, представляющий собой многокаскадный разрядник, собранный по схеме Аркадьева-Маркса [5].

Для увеличения частоты регистрации групп частиц между I-ым рядом ГС и верхней ИК помещено 25 *см Pb*.

Искровые камеры в первом варианте установки—А, имели размеры $40 \times 25 \times 10$ *см*^{3}, во втором—Б, имели размеры $60 \times 30 \times 5$ *см*^{3}. Стены камеры стеклянные, а электроды дюралюминиевые толщиной 1,5 *мм* и 0,5 *мм* соответственно, и склеивались эпоксидовым клеем. Камеры откачивались до 10^{-2} *мм Hg* ст. и наполнялись вместе спектрально чистым неоном до давления 600 *мм Hg*. После заполнения, отверстие на камере закрывалось стеклянным краном. Камеры включались параллельно между собой и шунтировались сопротивлением $R_ш$.

Размеры и рабочие условия камер приведены в таблице 1.

Таблица 1

Размеры и рабочие условия камер

Вариант	Размеры камеры в *см*	Длительность фронта высоков. импульса в *сек*	Величина высоков. импульса в *kv*	R_m (ом)	Выход. емкость разр. Свых (в пф)
А	40×25×10	10^{-8}	70	62	220
Б	60×30×5	10^{-8}	40	75	500

Минимальное значение задержки порядка 2×10^{-6} *сек*. определялось задержками в разных блоках схемы, а максимальное 10^{-4} *сек*. Фотографирование производилось двумя объективами „Юпитер—3", имевшими малую оптическую дисторсию в рабочей области камеры с диафрагмой 2,8 и 8. Объективы были скорректированы на расстоянии 5 *см* от передней стенки камеры. Кадры снимались на высокочувствительную пленку шириной 36 *мм*. Была определена эффективность рагистрации как одной частицы, так и многих частиц, при различных значениях длительности задержки высоковольтного импульса.

Полученные результаты в процентах приведены в таблице 2.

Таблица 2

Длительность задержки и эффективность камер

Длительность задержки в 10^{-6} *сек*.	Эффективность регистрации в %				
	Вариант А			Вариант Б	
	одной частицы	с пропуском 1 частицы из 3—7 частиц	с пропуском 2 частицы из 4—7 частиц	одной частицы	с пропуском 1 частицы из 2—6 частиц
2	99,5±0,5	80±3	93±3	98±1	86±4
30	99,5±0,5	75±4	91±3	93±3	82±2
50	99,5±0,5	75±4	89±4	85±4	81±5
75	99 ±1	75±5	90±4	80±3	
100	99 ±1	75±6	92±6	35±8	

Высокая эффективность, 99%, в камерах варианта А сохраняется вплоть до задержек $\tau_3 = 10^{-4}$ *сек.*, а в варианте Б она заметно уменьшается уже при задержек $\tau_3 = 5 \cdot 10^{-5}$ *сек.*

При задержках до $\tau_3 = 10^{-4}$ *сек* в варианте А и $5 \cdot 10^{-5}$ *сек* в варианте Б значение предельного угла, при котором искра еще образуется по траектории частицы, оказалось равным 35°. Однако, длина промежутка, где искра сохраняет направление траектории частицы, сильно укорачивается, искра значительно расширяется и становится извилистой. В результате точность определения направления уменьшается. На рис. 2 и 3 приведены кадры регистрации наклонных одиночных частиц и групп частиц с различными задержками. Как видно из рисунков, качество треков (искры) ухудшается и это более заметно в камерах с меньшим зазором. Если в камерах с межэлектродным расстоянием 10 *см* можно получить удовлетворительные треки одновременно прошедших многих частиц при $\tau_3 = 50$ *мксек*, то в камерах с маленьким межэлектродным расстоянием (вариант Б) они становятся неудовлетворительными уже при задержках порядка 30 *мксек*. При $\tau_3 = 75$ *мксек* треки сильно расширяются и сливаясь, образуют непрерывную светящуюся полосу.

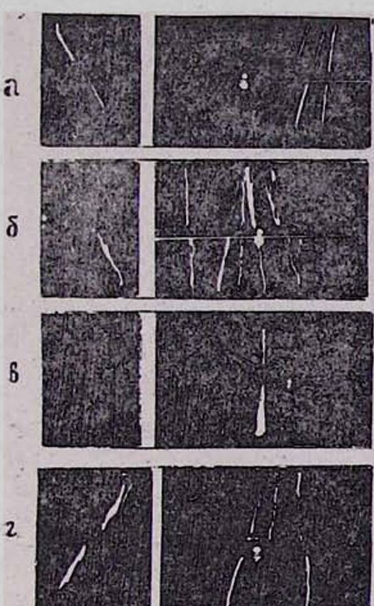


Рис. 2.

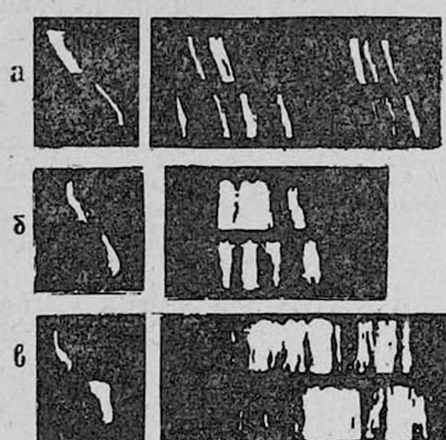


Рис. 3.

С течением времени из-за загрязнения газа в камерах чувствительность камеры падает, особенно при больших задержках.

Обращает на себя внимание сдвиг треков в разных камерах друг относительно друга. Его величина заметно не зависит от длительности задержки высоковольтного импульса, но зависит от угла наклона проходящей частицы. Направление сдвига у нас обратно по сравнению с направлением, полученным в работе [6]. Отметим, что и электрическое поле в наших опытах противоположного направления.

Это показывает, что сдвиг треков полностью определяется величиной и направлением электрического поля по отношению к траектории частицы, и дрейф электронов ионизации в газе не играет особенной роли.

В заключении авторы выражают благодарность А. П. Оганесяну за помощь при наладке установки.

Физический институт ГКАЭ Поступила 26 X—65

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. И. Алиханян.* Сбор. „Вопросы физики элементарных частиц", том 3, 553, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, (1963).
2. *Н. Л. Григоров, В. С. Мурзин, И. Д. Рапопорт,* ЖЭТФ 34, 506 (1958).
3. *А. И. Алиханян, В. Н. Болотов, В. Н. Волынский, М. И. Дайон, М. И. Девишев, В. М. Князев, Г. А. Марикян, К. А. Матевосян, А. П. Шмелёва,* (сборник препринтов японской конференции. III, (1961).
4. *Г. С. Акопян, В. Н. Болотов, М. И. Дайон, М. И. Девишев, В. М. Князев, Г. А. Марикян, К. А. Матевосян, А. П. Шмелева,* „Известия АН СССР, серия физическая, 29, 1953 (1965).
5. *А. А. Воробьев,* „Сверхвысокое электрическое напряжение". Москва, Госэнергоиздат (1955).
6. *В. Н. Болотов, М. И. Дайон, М. И. Девишев, Л. Ф. Климанова, Б. Н. Лучков, А. П. Шмелева,* ПТЭ, 2, 57 (1964).

ԿԱՅԾԱՅԻՆ ԽՑԻԿՆԵՐԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԸ ՍՆՈՂ ԲԱՐՁՐԱՎՈԼՏ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՈՒՇԱՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆՋՅԱՆ, Գ. Հ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Աշխատության մեջ ուսումնասիրված է 10 և 5 սմ բարձրություն ունեցող կայծային խցիկների զգայունության փոփոխությունը՝ կախված սնող բարձրավոլտ իմպուլսի ուշացման մեծությունից։

A STUDY OF SPARK CHAMBER OPERATION AT HIGH VOLTAGE PULSE DELAY

by N. H. BOSTANJIAN, G. A. MARIKIAN, K. M. MATEVOSSIAN

The registration efficiency of large gap spark chambers filled with pure neon, under the pressure of 600 *mm* Hg., is investigated.

СОДЕРЖАНИЕ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ

Сдано в производство 24/II 1966 г. Подписано к печати 21/IV 1966 г. ВФ 04580.
Заказ 83. Изд. 2653. Тираж 650. Объем 3,75 п. л.

Типография Изд. АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.