

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

02

Журнал технической физики, т. 60, в. 5, 1990

© 1990 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВА КОГЕРЕНТНОСТИ
ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Л. Морозовский, А. В. Шагин

Излучение быстрой заряженной частицы, движущейся через среду с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью, было рассмотрено в работе [1] и названо параметрическим. Свойства этого излучения применительно к кристаллам исследовались в ряде теоретических работ [2-6]. В последние годы начаты экспериментальные исследования рентгеновского излучения, генерируемого релятивистскими электронами в кристаллах в области угла Брэгга (см., например, [7-11]). Следует отметить, что регистрируемое в экспериментах под углом Брэгга квазимонохроматичное рентгеновское излучение в принципе может быть как параметрическим, так и результатом брэгговской дифракции в кристалле некогерентного тормозного излучения, потому что их энергии в этом случае практически одинаковы. Настоящая работа посвящена выяснению природы регистрируемого в [8, 9] квазимонохроматичного рентгеновского излучения.

Как следует из теоретических работ, параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) является когерентным излучением. Рассмотрим угловую зависимость энергии когерентного излучения (КИ), генерируемого релятивистским электроном, движущимся прямолинейно и равномерно в кристалле. Для генерации КИ, распространяющегося под произвольным углом θ относительно направления движения электрона, необходимо, чтобы разность фаз излучения, производимого электроном при периодическом пересечении кристаллографических плоскостей, была равна $2\pi n$ (условие конструктивной интерференции)

$$\frac{\omega}{c} \left(\frac{c}{v} \frac{d}{\sin \varphi} - \frac{d}{\sin \varphi} \cos[\theta] \right) = 2\pi n, \quad (1)$$

где c — скорость света, v — скорость электрона, n — целое число, φ — угол между плоскостями и вектором скорости электрона, d — межплоскостное расстояние, коэффициент преломления в рентгеновском и γ -диапазонах здесь и далее принят равным единице. Решение уравнения (1) для энергии первой гармоники КИ, распространяющегося в направлении единичного вектора Ω ,

$$E_{\gamma} = \frac{c\hbar |g\mathbf{v}|}{c - v\Omega}, \quad (2)$$

где $|g| = 2\pi/d$, описывает зависимость энергии КИ $E_{\gamma} = \hbar\omega$ от углов φ , θ .

Такое же решение (при $E \gg \hbar\omega$, $c\hbar g$) имеет система уравнений, описывающих законы сохранения энергии и импульса при КИ,

$$E = E_1 + \hbar\omega, \quad \mathbf{P} = \mathbf{P}_1 + \mathbf{k} + \hbar\mathbf{g}, \quad (3)$$

где E , \mathbf{P} , E_1 , \mathbf{P}_1 — энергии и импульсы электрона до и после излучения фотона с энергией $\hbar\omega$ и импульсом \mathbf{k} , \mathbf{g} — вектор обратной решетки.

В системе уравнений (3) когерентность излучения связана с передачей кристаллу как целому квантованного импульса $\hbar\mathbf{g}$. Таким образом, волновой (1) и корпускулярный (3) подходы в данном случае приводят к одинаковому результату (2) [2]. Следует отметить, что связь между углами и энергией КИ, описываемая формулой (2), не зависит от конкретных механизмов излучения. Например, в случае излучения под углами $\sim mc^2/E$ эта формула описывает энергию когерентного тормозного излучения, что было проверено во многих экспе-

риментальных работах [12, 13]. Такой же формулой, согласно [2], должна описываться энергия ПРИ, генерируемого под углами $> mc^2/E$. В настоящей работе исследуются полученные в экспериментах [8, 9] угловые зависимости энергии квазимонохроматического рентгеновского излучения в области углов, где интенсивность ПРИ достигает максимальных значений.

Эксперименты были выполнены на линейных ускорителях электронов ХФТИ ЛУЭ-40 [8] и ЛУЭ-2 [9]. В каждом эксперименте излучение регистрировалось с помощью детектора, установленного под фиксированным углом θ относительно оси пучка. Мишень, вырезанная из монокристалла Si в виде плоскопараллельной пластины, плоскость которой параллельна кристаллографической плоскости $(\bar{1}10)$, предварительно ориентировалась так, чтобы $\langle \bar{1}10 \rangle \parallel P$, а один из векторов обратной решетки g находился в плоскости регистрации излучения ($\Phi=0$). Измерения спектров излучения проводились при различных ориентациях мишени, осуществляемых путем поворота мишени на угол Φ вокруг оси, перпендикулярной плоскости регистрации. Вблизи ориентации $\Phi \sim \theta/2$ интенсивность ПРИ достигала максимальных значений, а при значительной разориентации кристалла спадала до нуля.

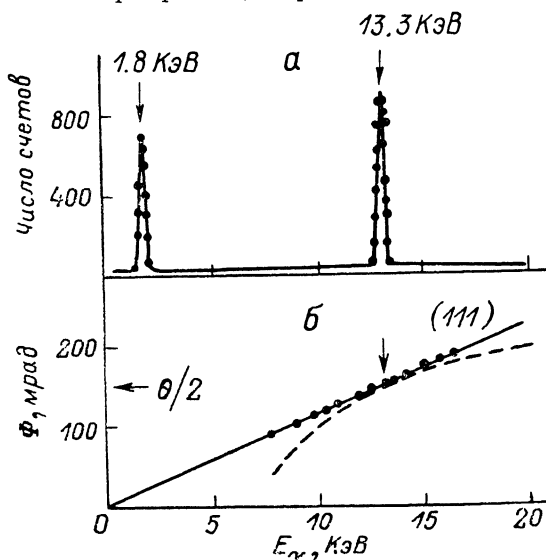


Рис. 1.

Эксперимент [8] был выполнен при энергии электронов пучка $E=24$ МэВ. Толщина мишени-монокристалла 240 мкм, в плоскости регистрации находился $g=\langle 111 \rangle$. Под углом $\theta=298.4$ мрад располагался рентгеновский детектор типа БДЭР-II-25А с угловой апертурой ~ 1 мрад. Результаты эксперимента показаны на рис. 1.

Эксперимент [9] был выполнен при $E=1200$ МэВ. Толщина мишени — монокристалла 50 мкм, $g=\langle 220 \rangle$. Под углом $\theta=17.88$ мрад располагался детектор типа ДГДК-50А1 с угловой апертурой $6 \cdot 10^{-4}$ рад. Результаты эксперимента показаны на рис. 2.

На рис. 1, а приведен типичный спектр рентгеновского излучения, измеренный на ЛУЭ-40 [8] при $\Phi=\theta/2$. Пик при энергии 1.8 кэВ обусловлен характеристическим излучением атомов мишени, его положение и интенсивность не меняются при изменении ориентации мишени. Второй пик обусловлен параметрическим излучением, связанным с вектором обратной решетки $\langle 111 \rangle$, лежащим в плоскости регистрации. Ширины пиков на полувысоте составляют 276 и 362 эВ соответственно, что близко к разрешению спектрометра при соответствующих энергиях. Положение (энергия) пика ПРИ плавно изменяется при изменении угла Φ . Полученная в эксперименте зависимость энергии пика ПРИ от ориентации мишени показана точками на рис. 1, б.

На рис. 2, а, б представлены некоторые спектры жесткого рентгеновского излучения, измеренные при различных ориентациях мишени на ускорителе ЛУЭ-2 [9]. Правый пик в спектрах обусловлен ПРИ, связанным с вектором обратной решетки $\langle 220 \rangle$, лежащим в плоскости регистрации, а левый — ПРИ, связанным с двумя векторами обратной решетки $\langle 111 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}\bar{1} \rangle$, расположенными симметрично относительно плоскости регистрации. Полученные в эксперименте зависимости энергий пиков ПРИ от ориентации мишени показаны точками на рис. 2, в. Сплошными линиями на рис. 1, б, 2, в обозначены результаты расчетов по фор-

муде (2). Имеет место согласие экспериментальных данных с расчетом энергии КИ, что свидетельствует о когерентности наблюдаемого излучения. Если бы в экспериментах наблюдалась брэгговская дифракция в кристалле тормозного излучения, производимого электронами пучка в деталях конструкции ускорителя и в самой мишени, то в спектрах был бы зарегистрирован пик с энергией, равной брэгговской энергии в направлении регистрации Ω

$$E_B = \frac{c\hbar |g|^2}{2|g\Omega|}, \quad (4)$$

где g — вектор обратной решетки.

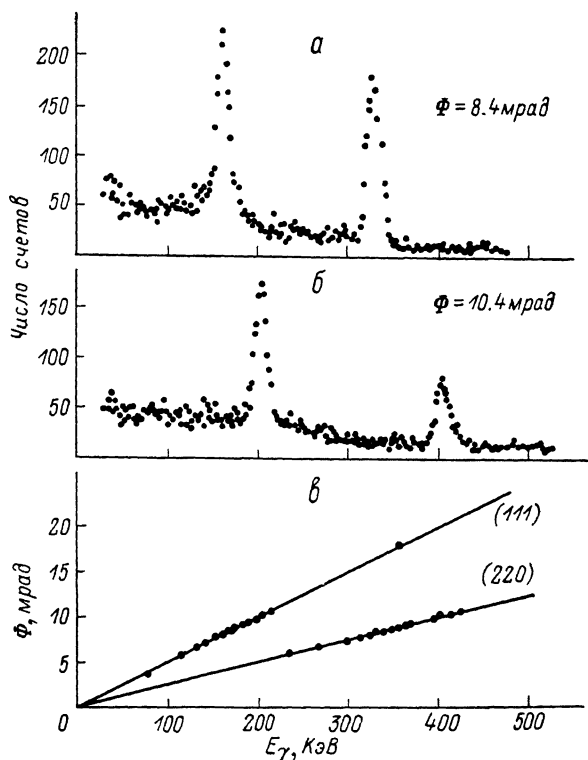


Рис. 2.

Результаты расчета по формуле (4) для $g = \langle 111 \rangle$ приведены на рис. 1, б штриховой линией. Отдельный пик с энергией E_B в спектрах [8] не наблюдался, что свидетельствует о малости вклада в спектр излучения, обусловленного дифракцией в мишени тормозного излучения.

Таким образом, наблюдавшееся в экспериментах [8] плавно перестраиваемое по частоте квазимонохроматичное рентгеновское излучение электронов в кристаллах является когерентным, что характерно для ПРИ.

Выражаем благодарность соавторам работ [8-9] за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. Вып. 4. С. 883—895.
- [2] Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, Изд-во АН АрмССР. 1969. 457 с.
- [3] Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 3 (9). С. 944—948.
- [4] Гарибян Г. М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 3 (9). С. 930—943.
- [5] Афанасьев А. М., Агинян М. А. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. Вып. 2. С. 570—579.
- [6] Dialetis D. // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 17. N 3. P. 1113—1122.
- [7] Adishchev Yu. N., Didenko A. N., Mun V. V. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Rea. 1987. Vol. B21. P. 49—55.
- [8] Адейшвили Д. И., Блажевич С. В., Бочек Г. Л. и др. // Тез. докл. XVII Всесоюз. совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1987. С. 75.
- [9] Адейшвили Д. И., Блажевич С. В., Бочек Г. Л. и др. // Там же. С. 76.

- [10] Адейшвили Д. И., Блажевич С. В., Болдышев В. Ф. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 298. № 4. С. 844—846.
 [11] Авакян Р. О., Аветисян А. Э., Адищев Ю. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 6. С. 313—316.
 [12] Diambri-Palazzi R. // Rev. Mod. Phys. 1968. Vol. 40. N 3. P. 611—631.
 [13] Watson J. E., Koehler J. // Phys. Rev. B. 1982. Vol. 25. N 5. P. 3079—3090.

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
6 июня 1988 г.
В окончательной редакции
26 декабря 1989 г.

01; 05

Журнал технической физики, т. 60, в. 5, 1990

© 1990 г.

АНАЛИЗ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОМ СЛОЕ С УЧЕТОМ ЗАПАЗДЫВАНИЯ

Я. Д. Головки, И. В. Зависляк, Т. В. Нужный

Введение

В последнее время повысился интерес к изучению магнитостатических волн (МСВ) с учетом эффектов запаздывания. Однако наряду с большим количеством работ, в которых рассматривались дисперсионные свойства волн [1-7], относительно мало внимания уделялось точному анализу энергетических характеристик МСВ. Между тем такой анализ необходим, поскольку использование магнитостатического приближения (МП) для этих целей [8, 9] привело к некоторым результатам, не получившим приемлемой физической интерпретации. В [8] показано, что все противоречия исчезают, если учитывать эффекты запаздывания, и сделан вывод о принципиальной неприменимости МП для исследования потоков энергии МСВ.

В настоящей работе для всех основных типов МСВ в свободном ферромагнитном слое вычисляются согласно определению [10] и анализируются компоненты вектора Умова—Пойнтинга

$$\mathbf{P} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*], \quad (1)$$

где \mathbf{e} и \mathbf{h} — динамические составляющие электрического и магнитного полей, c — скорость света.

1. Прямые объемные МСВ (ПОМСВ)

Рассмотрим изотропный ферромагнитный слой, намагниченный до насыщения полем H_0 вдоль нормали к его поверхности. Координатная ось OZ параллельна H_0 , оси OX и OY лежат в плоскости слоя. Решая полную систему уравнений Максвелла с электродинамическими граничными условиями, можно получить независимые дисперсионные соотношения для четных и нечетных собственных электромагнитных волн (ЭМВ) слоя (четность будем определять по компоненте h_y) в виде

$$D_1(x_1) D_2(x_2) D_3(x_2) - D_1(x_2) D_2(x_1) D_3(x_1) = 0, \quad (2)$$

где для четных волн

$$D_1(x_m) = \sigma x_m \operatorname{sh} \frac{x_m S}{2} + (k^2 - k_0^2 \epsilon) \operatorname{ch} \frac{x_m S}{2},$$

$$D_2(x_m) = x_m \operatorname{sh} \frac{x_m S}{2} + \epsilon \sigma \operatorname{ch} \frac{x_m S}{2}, \quad (3)$$

для нечетных волн $D_1(x_m)$, $D_2(x_m)$ имеют такой же вид, но с учетом замены $\operatorname{sh} \leftrightarrow \operatorname{ch}$

$$D_3(x_m) = x_m^2 - \mu (k^2 - k_0^2 \epsilon), \quad m = 1, 2; \quad x_{1,2} = \sqrt{b_1^2 \pm \sqrt{b_1^2 - b_2}}, \quad (4)$$

$$2b_1 = k^2 (1 + \mu) - 2k_0^2 \epsilon \mu, \quad b_2 = (k^2 - k_0^2 \epsilon) (\mu k^2 + (\mu_2^2 - \mu^2) k_0^2 \epsilon),$$

$$\mu = \frac{\omega^2 - \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \mu_2 = \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \omega_1^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M), \quad \omega_M = \gamma 4\pi M,$$