

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛИКРИСТАЛЛЕ

*В. А. Астапенко**

*Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 6 мая 2004 г.

Рассчитано и проанализировано поляризационное тормозное излучение (ПТИ) быстрого иона, рассеивающегося в поликристаллической среде. Учен вклад когерентного и некогерентного каналов процесса. Показано, что рассеяние налетающей частицы на кристаллической решетке мишени порождает характерные особенности в спектре ПТИ. Так, в низкочастотной части спектра, где доминирует когерентное ПТИ, имеет место подавление ПТИ по сравнению с излучением на отдельном атоме. В промежуточной области спектра возникает ступенчатая структура, связанная с «выключением» вклада в когерентную составляющую процесса вектора обратной решетки с заданным модулем. Наконец, в высокочастотной области спектра доминирует некогерентное ПТИ и процесс идет как на отдельном атоме. Указанные спектральные особенности ПТИ определяются структурой мишени и зависят от скорости налетающей частицы и угла излучения. Они могут наблюдаться в экспериментах по излучению быстрых заряженных частиц на тонких поликристаллических пленках.

PACS: 61.80.Jh

1. ВВЕДЕНИЕ

Использование многозарядных ионов в современных экспериментах по взаимодействию заряженных частиц с твердотельными мишенями [1] делает актуальным исследование возможных механизмов излучения, возникающего при таком рассеянии.

Хорошо известно [2], что обычное тормозное излучение, называемое также статическим, сильно подавлено в случае малого отношения заряда к массе рассеивающейся частицы. Настоящая работа посвящена расчету и анализу дополнительного к статическому тормозному излучению излучательного канала, а именно, поляризационного тормозного излучения [3, 4], возбуждаемого тяжелым ионом в поликристалле. Этот тип излучения не зависит от массы налетающей частицы и поэтому должен доминировать над обычным тормозным излучением в рассматриваемом случае.

Впервые на существование поляризационного тормозного излучения (ПТИ) тяжелых заряженных частиц было указано в работе [5], в которой рассчи-

тывалось тормозное излучение протона на атоме водорода. В дальнейшем концепция ПТИ была использована в [6] для объяснения спектров излучения протонов с энергией порядка 1 МэВ при их рассеянии на тонких алюминиевых пленках. Влияние структуры твердотельной мишени на ПТИ в статье [6] не рассматривалось. Зонный характер энергетического спектра твердого тела был учтен в работе [7] при расчете спектра ПТИ вблизи края поглощения. Однако коллективные эффекты в ПТИ, связанные с кристаллической решеткой мишени, в [7] не рассчитывались. Впервые такой учет для ПТИ релятивистского электрона в поликристалле был проведен в работе [8]. В ней было показано, что спектр ПТИ релятивистской заряженной частицы представляет собой совокупность максимумов. Положение этих максимумов определяется условием Брэгга для рассеяния собственного поля электрона на кристаллической решетке мишени. Данные особенности спектра ПТИ релятивистского электрона в поликристалле были обнаружены экспериментально [9]. В работе [9] измерялось частотно-угловое распределение излучения электронов с энергией 2.4 МэВ при их рассеянии на тонкой алюминиевой фольге. Положение и величи-

*E-mail: astval@hotmail.com

на обнаруженных максимумов оказались в хорошем соответствии с теоретическими расчетами [8].

При переходе к быстрой, но нерелятивистской, налетающей частице спектр ПТИ в поликристалле должен трансформироваться, поскольку для нерелятивистских скоростей собственное поле заряженной частицы сильно отличается от поля поперечной электромагнитной волны. Соответственно, аналогия ПТИ с брэгговским рассеянием виртуальных фотонов на кристаллической решетке становится неадекватной. Кроме того, в нерелятивистском случае значительный вклад в интенсивность ПТИ должно давать некогерентное рассеяние собственного поля налетающей частицы в тормозной фотон, несущественное в релятивистском случае [8].

Итак, в настоящей работе исследуется ПТИ быстрого иона в поликристалле в широком диапазоне энергий с учетом как когерентного, так и некогерентного канала излучения.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Исходим из выражения для амплитуды ПТИ, возникающего при рассеянии заряженной частицы на отдельном атоме [3]. Соответствующая формула в первом борновском приближении выглядит одинаково для электрона и иона за исключением фактора Z_p (Z_p — заряд иона) (всюду используются атомные единицы $\hbar = e = m_e = 1$):

$$T_{if} = 2\pi i \delta(\varepsilon_f + E_f + \omega - \varepsilon_i - E_i)(q^0)^2 \times \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}} \frac{1}{c} \mathbf{e}_{\mathbf{k},\sigma}^* A_s^{(p)}(q) \langle f | \hat{c}^{ls}(\omega, \mathbf{k}; q^0, \mathbf{q}) | i \rangle, \quad (1)$$

$$q^0 = \varepsilon_f - \varepsilon_i, \quad \mathbf{q} = \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i,$$

где c — скорость света, ω , \mathbf{k} — частота и волновой вектор излучаемого фотона, ε_j , \mathbf{p}_j — энергия и импульс налетающей частицы, E_j — энергия атома-мишени, $\mathbf{e}_{\mathbf{k},\sigma}$ — единичный вектор поляризации фотона, $\mathbf{A}^{(p)}(q)$ — вектор-потенциал электромагнитного поля рассеивающегося заряда:

$$\mathbf{A}^{(p)}(q) = \frac{4\pi c Z_p}{q^0} \frac{q^0 \mathbf{v} / c^2 - \mathbf{q}}{(q^0/c)^2 - \mathbf{q}^2}, \quad (2)$$

где \mathbf{v} — скорость налетающей частицы. Выражение (1) учитывает возможность возбуждения мишени в ходе ПТИ $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$, поэтому атом описывается матричным элементом оператора рассеяния

$$\langle f | \hat{c}^{ls}(k, \mathbf{q}) | i \rangle.$$

Использование первого порядка теории возмущений по взаимодействию налетающей частицы с атомом при записи формулы (1) в случае ПТИ тяжелой заряженной частицы оправдано малостью возмущения движения налетающей частицы в ходе процесса вплоть до скоростей порядка атомной. Действительно, как хорошо известно [3], основной вклад в ПТИ дают переданные импульсы, меньшие характерного атомного импульса, так что расстояние минимального сближения больше или порядка среднего атомного радиуса. Но на таких расстояниях, как в этом легко убедиться, энергия кулоновского взаимодействия много меньше кинетической энергии тяжелой частицы, налетающей со скоростью, большей атомной. Так что условие применимости теории возмущений по взаимодействию налетающей частицы с атомом выполнено.

Выражение для амплитуды ПТИ (1) позволяет интерпретировать этот процесс как рассеяние собственного поля налетающей частицы (виртуального фотона) в реальный фотон на связанных электронах мишени. Данная интерпретация вскрывает общие черты ПТИ и рассеяния реального фотона. В частности, если атомный электрон ионизуется в ходе процесса, то говорят о комптоновском рассеянии или о радиационной ионизации в случае ПТИ [6, 10]. Мы в дальнейшем будем рассматривать ПТИ без возбуждения мишени $|i\rangle = |f\rangle$, тогда $q^0 = -\omega$ и матричный элемент оператора рассеяния может быть выражен через динамическую поляризуемость атома:

$$\langle f | \hat{c}^{ls}(\omega, \mathbf{k}; q^0, \mathbf{q}) | i \rangle \rightarrow \alpha(\omega, \mathbf{q} + \mathbf{k}) \delta_{is}.$$

Используя эту замену, получаем следующее выражение для амплитуды ПТИ на j -ом атоме кристаллической решетки:

$$T_j = 2\pi i \delta(\omega + \mathbf{q}\mathbf{v}) \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}} \times \frac{1}{c} \left[\mathbf{n} \mathbf{A}^{(p)}(q) \right] \omega^2 \alpha(\omega, \mathbf{q} + \mathbf{k}) \exp(i(\mathbf{q} + \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_j), \quad (3)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор в направлении излучения фотона. При выводе формулы (3) из (1) было проведено усреднение по поляризации излучаемого фотона. Множитель $\exp(i(\mathbf{q} + \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_j)$, введенный в (3), описывает фазовые соотношения между вкладами в амплитуду процесса от различных атомов кристаллической решетки (\mathbf{r}_j — радиус-вектор ядра j -го атома).

Отметим, что ПТИ с возбуждением атома является некогерентным по вкладу атомных электронов процессом, и его сечение пропорционально числу

электронов мишени. Напротив, ПТИ без возбуждения атома — когерентный процесс, его сечение пропорционально квадрату числа электронов. Так что последний процесс доминирует над первым в частотном диапазоне $\omega < v/r_a$ (r_a — характерный атомный радиус), как это показано, например, в статье [11]. В настоящей работе рассматривается случай, когда вышеприведенное неравенство выполнено, поэтому ПТИ с возбуждением атома можно пренебречь.

Чтобы получить интенсивность ПТИ из единицы объема среды, нужно просуммировать выражение (3) по атомам кристаллической решетки в единице объема:

$$T_{tot} = \sum T_j.$$

Тогда с помощью стандартной квантово-механической процедуры имеем

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}}} = \frac{\omega^3}{(2\pi c)^3} \int \frac{d\mathbf{q}_1}{(2\pi)^3} \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{|T_{tot}|^2}{t}, \quad (4)$$

где t — временной интервал, $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q} + \mathbf{k}$ — импульс, переданный в ходе излучения от налетающей частицы среде. Подставляя выражение (3) в формулу (4), находим

$$\begin{aligned} \frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}}} &= \frac{\omega^3}{(2\pi c)^3} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{(2\pi)^2}{\omega c^2} \times \\ &\times \delta(\omega + \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}) \left[\mathbf{n} \cdot \mathbf{A}^{(p)}(q) \right]^2 |\omega^2 \alpha(\omega, \mathbf{q}_1)|^2 \times \\ &\times \sum_{j, j'} \exp(i\mathbf{q}_1 \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $d\Omega_{\mathbf{n}}$ — телесный угол в направлении излучения фотона. Двойная сумма в правой части равенства (5) представляет собой формфактор среды, который для кристалла имеет вид [12]

$$\begin{aligned} \sum_{j, j'} \exp(i\mathbf{q}_1 \cdot (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_{j'})) &= n_i (1 - \exp(-u^2 q_1^2)) + \\ &+ n_i^2 (2\pi)^3 \sum_{\mathbf{g}} \exp(-u^2 g^2) S^2(\mathbf{g}) \delta(\mathbf{q}_1 - \mathbf{g}), \end{aligned} \quad (6)$$

где n_i — концентрация ионов решетки, \mathbf{g} — вектор обратной решетки, u — среднетепловое отклонение атомов решетки от положения равновесия, $S(\mathbf{g})$ — формфактор элементарной ячейки, нормированный на единицу. Первое слагаемое в правой части равенства (6) описывает некогерентное рассеяние электромагнитного поля на ионах решетки. Оно пропорционально концентрации атомов в первой степени. Второе слагаемое описывает когерентное рассеяние, пропорциональное квадрату концентрации ионов. Как можно видеть из формулы (6),

когерентное рассеяние имеет место, только когда переданный среде импульс равен вектору обратной решетки $\mathbf{q}_1 = \mathbf{g}$ в отличие от некогерентного процесса. Формально это обстоятельство выражается наличием дельта-функций в когерентном члене. Заметим, что эти дельта-функции «снимаются» после интегрирования когерентной части интенсивности ПТИ в формуле (4) по переданному импульсу \mathbf{q}_1 .

В соответствии с указанным разбиением формфактора среды на когерентную и некогерентную части дифференциальная интенсивность ПТИ из единицы объема может быть представлена в следующей форме:

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dV} = \left(\frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dV} \right)_{incoh} + \left(\frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dV} \right)_{coh}. \quad (7)$$

В дальнейшем будем рассматривать ПТИ в поликристаллической среде. Поэтому интенсивность (7) нужно усреднить по направлению вектора обратной решетки, как это делается в случае рассеяния рентгеновских лучей в поликристалле [13]:

$$\left(\frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dV} \right)_{polycr} = \int \frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dV} \frac{d\Omega_{\mathbf{g}}}{4\pi}. \quad (8)$$

Для удобства сравнения с экспериментом имеет смысл перейти от интенсивности ПТИ (8) к дифференциальному выходу числа фотонов с единицы длины поликристалла в единичный телесный угол и в единичном интервале частот:

$$\frac{dN}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dl} = \frac{1}{\omega v} \left(\frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dV} \right). \quad (9)$$

Используя формулы (4)–(9), мы приходим к следующим выражениям для некогерентного и когерентного вкладов в дифференциальный выход фотонов ПТИ, излучаемых быстрой заряженной частицей в поликристалле:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dN}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dl} \right)_{incoh} &= \frac{2n_i Z_p^2 \omega^3}{\pi v^2 c^3} \times \\ &\times \int_{q_1 min}^{2\mu v} |\alpha(\omega, q_1)|^2 I\phi(q_1, v, \omega, \theta) \times \\ &\times [1 - \exp(-q_1^2 u^2)] \frac{dq_1}{q_1}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\left(\frac{dN}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}} dl}\right)_{coh} = \frac{4\pi n_i^2 Z_p^2 \omega^3}{v^2 c^3} \times$$

$$\times \sum_g N(g) \frac{|\alpha(\omega, g)|^2}{g^3} \exp(-g^2 u^2) I\phi(q, v, \omega, \theta) \times$$

$$\times \Theta\left(gv - \omega\left(1 - \frac{v}{c} \cos\theta\right)\right). \quad (11)$$

Здесь $\theta = \widehat{\mathbf{p}_i \mathbf{k}}$ — угол излучения фотонов, $N(g)$ — число векторов обратной решетки с заданным модулем g , $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хэвисайда, μ — приведенная масса иона решетки и налетающей частицы. Минимальный переданный среде импульс зависит от угла излучения и дается выражением

$$q_{1\ min}(\omega, v, \theta) = \frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos\theta\right). \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что для нулевого угла излучения в релятивистском пределе переданный среде импульс убывает обратно пропорционально квадрату энергии. Функция $I\phi(g, v, \omega, \theta)$ возникла после интегрирования по азимутальному углу $\phi_{\mathbf{g}}$ вектора

$$\mathbf{g} = \mathbf{q}_1 = \mathbf{q} + \mathbf{k}.$$

Полярный угол этого вектора ϑ фиксируется законом сохранения энергии, а условие $|\cos\vartheta| \leq 1$ приводит к возникновению функции Хэвисайда в формуле (11). Выражение для $I\phi(g, v, \omega, \theta)$ имеет вид

$$I\phi(g, v, \omega, \theta) = \frac{AD - BE - CD}{(D^2 - E^2)^{3/2}} +$$

$$+ \frac{CD}{E^2 \sqrt{D^2 - E^2}} - \frac{C}{E^2}, \quad (13)$$

где

$$A = g^2 + \frac{\omega^2 v^2}{c^4} \sin^2\theta + 2\frac{\omega^2 v}{c^3} \cos\theta - 2\frac{\omega^2}{c^2} - g \cos^2\theta \frac{\omega}{vg} \times$$

$$\times \left(\frac{v}{c} \cos\theta - 1\right) \left[\frac{\omega}{v} \left(\frac{v}{c} \cos\theta - 1\right) + 2\frac{\omega v}{c^2}\right], \quad (14)$$

$$B = g \frac{\omega}{v} \sin 2\theta \sqrt{1 - \left[\frac{\omega}{vg} \left(\frac{v}{c} \cos\theta - 1\right)\right]^2} \times$$

$$\times \left[\frac{v^2}{c^2} + \left(\frac{v}{c} \cos\theta - 1\right)\right], \quad (15)$$

$$C = g^2 \sin^2\theta \left(1 - \left[\frac{\omega}{vg} \left(\frac{v}{c} \cos\theta - 1\right)\right]^2\right), \quad (16)$$

$$D = g - 2 \cos\theta \frac{\omega^2}{cvg} \left(\frac{v}{c} \cos\theta - 1\right), \quad (17)$$

$$E = 2 \sin\theta \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left[\frac{\omega}{vg} \left(\frac{v}{c} \cos\theta - 1\right)\right]^2}. \quad (18)$$

Формулы (10)–(18) описывают ПТИ быстрой заряженной частицы в поликристалле для всех скоростей, для которых справедливо борновское приближение, включая нерелятивистский случай.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вычисления по формулам (10)–(18) проводились для следующей аппроксимации недипольной динамической поляризуемости:

$$\alpha(\omega, q) \approx \alpha(\omega)F(q), \quad (19)$$

где $\alpha(\omega)$ — комплексная дипольная поляризуемость, $F(q)$ — атомный формфактор.

Поскольку в данной работе рассматривается достаточно высокочастотное излучение $\omega \gg 1$ ат. ед., в дальнейшем пренебрегается различием поляризуемости и формфактора изолированного атома от соответствующих величин для иона, входящего в состав кристаллической решетки.

Дипольная поляризуемость $\alpha(\omega)$ вычислялась с использованием данных по сечению фотопоглощения, взятых с сайта Берклиевской национальной лаборатории [14]. По этим данным с помощью оптической теоремы определялась мнимая часть дипольной поляризуемости. Действительная часть восстанавливалась по мнимой части с использованием соотношения Крамерса–Кронита. Величина сечения фотопоглощения [14] нормировалась, чтобы удовлетворить правилу сумм. Вычисленные таким

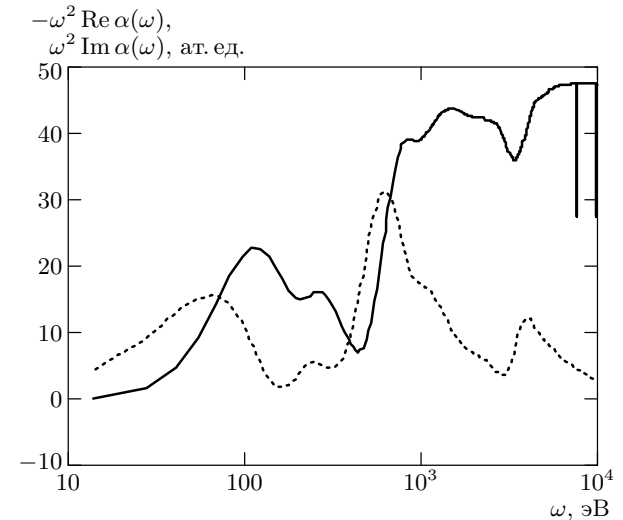


Рис. 1. Действительная (сплошная кривая) и мнимая (пунктир) части динамической поляризуемости атома серебра, умноженные на квадрат частоты

способом действительная и мнимая части поляризуемости атома серебра, умноженные на квадрат частоты, приведены на рис. 1. Максимумы частотной зависимости мнимой части поляризуемости соответствуют энергиям связи электронов в N -, M - и L -подоболочках атома серебра. На рис. 1 также видно, что умноженная на квадрат частоты действительная часть поляризуемости, взятая с обратным знаком, в высокочастотном пределе выходит на свое асимптотическое значение, равное в атомной системе единиц числу связанных электронов.

Сравнение результатов расчета комплексной поляризуемости атома в рамках использованного здесь метода с результатами расчета той же величины, проведенного в работе [15] в приближении случайных фаз с обменом, показывает, что типичная величина расхождения результатов не превышает 10 % в широком частотном диапазоне.

Атомный формфактор, входящий в правую часть равенства (19), вычислялся с использованием слетеровских волновых функций по формуле, предложенной в статье [16], где было показано, что отличие вычисленного таким образом формфактора от хартри-фоковской величины не превышает единиц процентов.

Рассчитанный дифференциальный выход фотонов ПТИ, генерируемых ионом с зарядом $Z_p = 30$, скоростью $v = c/3$ в поликристаллическом серебре и алюминии, представлен на рис. 2–5. Использовались следующие величины среднеквадратичных отклонений ионов решетки от своих равновесных значений (параметр u): $u_{Al} = 0.096 \text{ \AA}$, $u_{Ag} = 0.087 \text{ \AA}$. В сумме по векторам обратной решетки с одинаковыми модулями, определяющей когерентное ПТИ (11), учитывалось 50 слагаемых, для которых $S(\mathbf{g}) \neq 0$. Заметим, что при учете 40 слагаемых результат для выхода фотонов в рассматриваемом спектральном диапазоне изменяется менее чем на 1 %.

На рис. 2 показан выход фотонов ПТИ на поликристалле серебра в низкочастотном диапазоне для угла излучения 90° . На этом же рисунке приведена соответствующая величина для изолированного атома. Видно, что в данном частотном диапазоне ПТИ в поликристалле подавлено по сравнению с ПТИ на изолированном атоме. Этот факт можно объяснить наложением двух обстоятельств. Во-первых, как это видно из формулы (10), в области малых частот $\omega < v/u$ некогерентное слагаемое мало и ПТИ определяется когерентной составляющей (11). Во-вторых, в когерентное ПТИ в поликристалле дают вклад не все переданные мишени импульсы, а лишь те, модуль которых равен модулю какого-либо

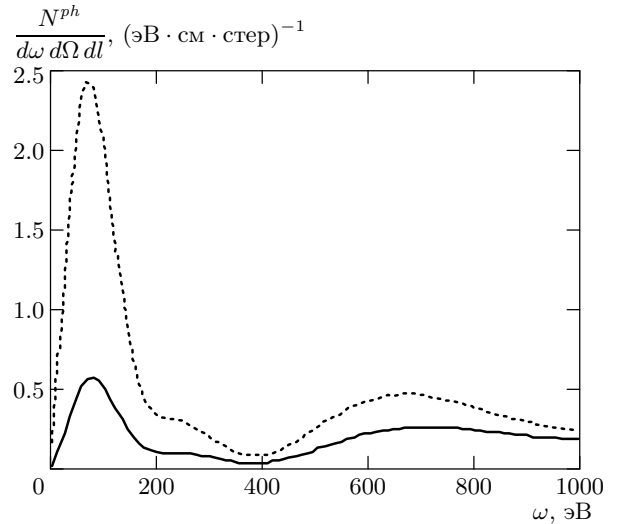


Рис. 2. ПТИ иона с зарядом $Z_p = 30$ в поликристалле (сплошная кривая) и на атоме (пунктир) серебра в низкочастотном диапазоне

из векторов обратной решетки. Это и уменьшает интенсивность процесса по сравнению с излучением на изолированном атоме, когда вклад в процесс дают все разрешенные законом сохранения переданные мишени импульсы. Так, для частот $\omega \ll vg$ малые по модулю переданные импульсы $\omega/v \leq q < g$ не дают вклада в когерентное ПТИ в поликристалле, в то время как именно они играют важную роль в формировании ПТИ на изолированном атоме.

Максимумы на частотной зависимости рис. 2 связаны с максимумами мнимой части поляризуемости атома серебра для энергий фотона, близких к потенциалам ионизации N - и M -оболочек.

На рис. 3 представлено ПТИ в более высокочастотном диапазоне, когда на спектральной зависимости выхода фотонов из поликристаллической мишени появляется характерная структура — «частотные ступеньки». Для заданных значений параметров задачи (скорости иона и угла излучения) в частотном интервале, показанном на рис. 3, имеется три частотные ступеньки, причем их положение практически одинаково для обоих типов мишеней. Причина появления этой спектральной структуры, отсутствующей для изолированного атома, связана с когерентной составляющей ПТИ в поликристалле, которая доминирует в рассматриваемом спектральном диапазоне. Как это легко видеть из формулы (11), частота ступеньки ω_j , связанной с вектором обратной

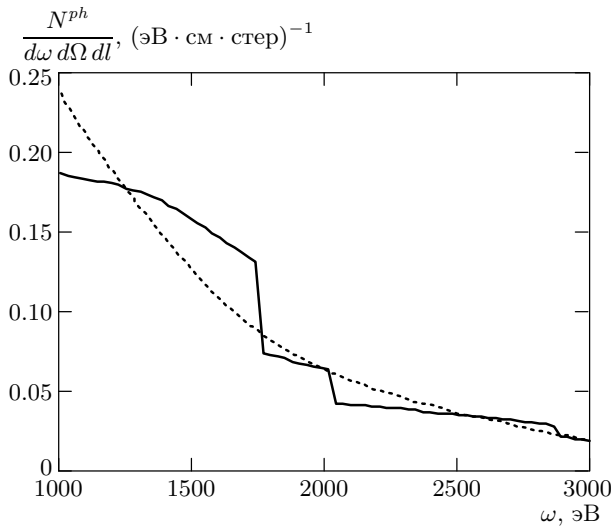


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для более высоко-частотного диапазона

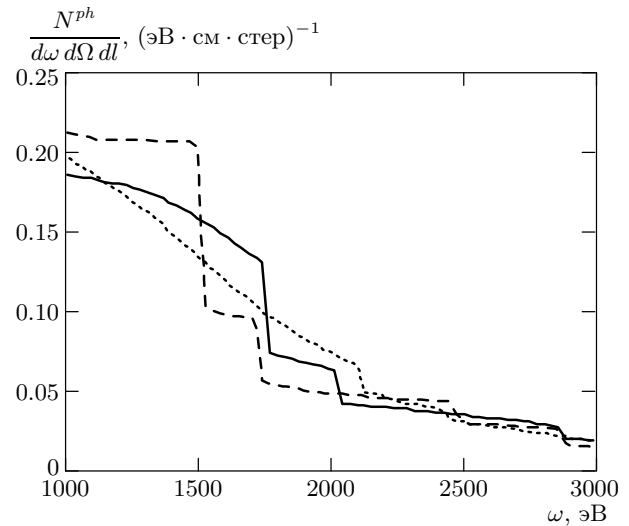


Рис. 4. Дифференциальный выход фотонов ПТИ иона, рассеивающегося в поликристаллическом серебре для различных углов излучения: сплошная кривая — 90°, пунктир — 60°, штриховая кривая — 120°

решетки \mathbf{g} , дается выражением

$$\omega_j(g, v, \theta) = \frac{gv}{1 - (v/c) \cos \theta}. \quad (20)$$

Для частот, больших ω_j , вклад заданного модуля вектора обратной решетки g в вероятность процесса равен нулю, так как для него не выполняется закон сохранения энергии-импульса. Вследствие этого и возникает «частотная ступенька» на спектральной зависимости выхода фотонов ПТИ. Так как частота ω_j определяется модулем вектора \mathbf{g} , для которого $S(\mathbf{g}) \neq 0$, вид спектра ПТИ в поликристалле зависит от кристаллической структуры мишени. Так, например, для кристаллической решетки типа алмаза число частотных ступенек будет меньше, чем для рассмотренной здесь гранецентрированной решетки. Действительно, в случае решетки алмаза существует дополнительное ограничение на векторы обратной решетки, для которых структурный фактор элементарной ячейки отличен от нуля.

«Проявленность» частотной ступеньки зависит от соотношения между когерентным и некогерентным вкладом в ПТИ. Если превалирует некогерентное ПТИ, то частотная ступенька будет «замазана». Чтобы этого не произошло, необходимо выполнение условия

$$g < \frac{1}{u} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right). \quad (21)$$

Из приведенного неравенства следует, что ступенчатая структура в спектре ПТИ для заданного модуля вектора обратной решетки будет более контрастной для больших углов излучения θ . Действительно, с

ростом θ увеличивается минимальный переданный мишени импульс (12) и вклад некогерентной составляющей ПТИ уменьшается.

Зависимость ПТИ в поликристалле серебра от угла излучения показана на рис. 4. На этом рисунке видно, что с увеличением угла излучения возрастает относительная величина «частотного скачка», а его положение смещается в область более низких частот в соответствии с формулами (20)–(21).

На рис. 5 представлена зависимость спектра ПТИ в поликристалле алюминия от скорости налетающей частицы. Сплошная линия представляет спектр излучения для весьма высокого значения скорости иона ($v = c/3$). С уменьшением скорости, во-первых, увеличивается вклад некогерентного процесса, а во-вторых, положение частотных ступенек смещается в низкочастотный диапазон. Таким образом, положение частотной ступеньки в спектре ПТИ может служить мерой энергии рассеивающегося иона и по смещению ω_j можно судить о потере энергии налетающей частицей. На рис. 5 пунктирная линия соответствует скорости иона, равной скорости протонов с энергией 1 МэВ, использовавшихся в экспериментах [6]. Видно, что в таком случае спектр ПТИ не содержит характерной твердотельной структуры, а совпадает со спектром излучения на изолированном атоме. Это и имело место в экспериментах [6], в которых не наблюдалось ступенчатой структуры спектра. Данный факт объясняется тем,

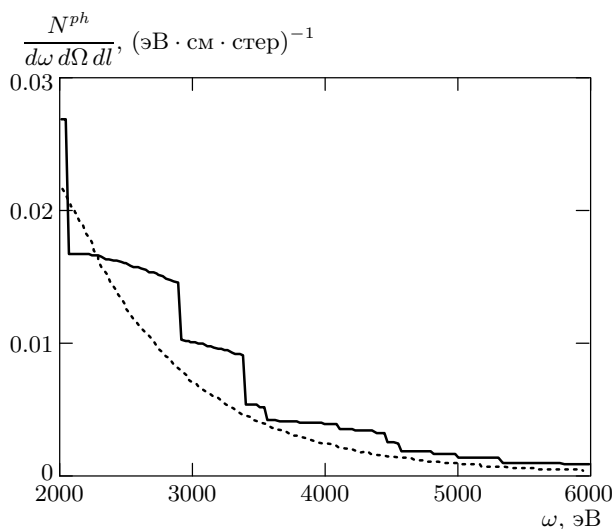


Рис. 5. Дифференциальный выход фотонов ПТИ иона, рассеивающегося в поликристаллическом алюминии, для различных скоростей иона: сплошная кривая — $v = c/3$ (ордината увеличена в 5 раз), пунктир — $v = c/20$

что в случае малых скоростей иона ($v = c/20$ для пунктирной кривой рис. 5) некогерентная составляющая ПТИ доминирует над когерентной уже начиная с энергии фотонов 500 эВ и выше, так что ступенчатая структура спектра оказывается полностью скрытой за некогерентным фоном.

В высокочастотной области спектра ПТИ ($\omega > 10$ кэВ), характеризующейся большими значениями переданного мишени импульса (или малыми значениями прицельного параметра), доминирует некогерентное ПТИ. Поэтому твердотельная структура спектра, обусловленная когерентным взаимодействием налетающей частицы с мишенью, становится слаборазличимой. В результате спектр ПТИ в поликристалле приближается к спектру на изолированном атоме, что и должно иметь место в соответствии с физической картиной процесса. Таким образом, для наблюдения частотных ступенек в спектре ПТИ на поликристалле необходимо использовать ионы с достаточно большой энергией и вести наблюдение в промежуточной области энергии фотонов: от 1.5–2 до примерно 6 кэВ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитано и проанализировано ПТИ быстрого иона в поликристаллической среде с учетом когерентного и некогерентного каналов излуче-

ния. Показано, что в области низких энергий фотонов $\omega \ll 2\pi v/a$ (a — постоянная решетки), когда доминирует когерентная составляющая процесса, ПТИ в поликристалле подавлено по сравнению с излучением на отдельном атоме. Это подавление связано с тем, что в когерентное рассеяние быстрого иона на кристаллической решетке в низкочастотном диапазоне не дают вклада малые передаваемые мишени импульсы, определяющие ПТИ на изолированном атоме.

В промежуточной области энергий фотонов $\omega \geq 2\pi v/a$ (2–6 кэВ) имеет место хорошо различимая ступенчатая структура в спектре ПТИ — «частотные ступеньки». Эта структура связана с когерентным рассеянием налетающей частицы на кристаллической решетке, при котором мишени передается импульс, равный по модулю одному из векторов обратной решетки. Частотная ступенька возникает в результате «выключения» вклада одного из модулей обратной решетки (g) в процесс, когда определяемый законами сохранения минимальный переданный импульс по модулю превосходит g . Положение и величина частотных ступенек отражают особенности строения мишени, зависят от скорости налетающей частицы и угла излучения фотона.

В высокочастотной области спектра $\omega \gg 2\pi v/a$ ($\omega > 8$ –10 кэВ) доминирует некогерентная составляющая ПТИ и спектр излучения приближается к спектру на изолированном атоме.

Указанные спектральные особенности ПТИ в поликристаллических мишенях могут быть обнаружены в экспериментах по излучению быстрых ионов на тонких пленках, когда поглощением излучения в мишени можно пренебречь так же, как и излучением вторичных электронов.

Поскольку характерные черты спектра ПТИ в поликристаллах связаны со строением мишени и зависят от скорости налетающей частицы, это излучение может быть использовано для структурного анализа вещества мишени и определения торможения быстрых ионов в поликристаллической среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. E. Bakhmetjev, A. D. Fertman, A. A. Golubev et al., *Laser and Particle Beams* **21**, 1 (2003).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Физматлит, Москва (2003).

3. *Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов*, под ред. В. Н. Цытовича, И. М. Ойрингеля, Наука, Москва (1987).
4. В. А. Астапенко, Л. А. Буреева, В. С. Лисица, УФН **172**, 155 (2002).
5. В. М. Буймистров, Ю. А. Кротов, Л. И. Трахтенберг, ЖЭТФ **79**, 808 (1980).
6. K. Ishii and S. Morita, Phys. Rev. A **30**, 2278 (1984).
7. В. А. Астапенко, ЖЭТФ **99**, 165 (1991).
8. N. N. Nasonov, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **145**, 19 (1998).
9. S. Blashevich, A. Cherpurnov, V. Grishin et al., Phys. Lett. **254**, 230 (1999).
10. V. A. Astapenko, L. A. Bureyeva, and V. S. Lisitsa, Laser Physics **10**, 960 (2000).
11. В. А. Астапенко, В. М. Буймистров, Ю. А. Кротов, ЖЭТФ **93**, 825 (1987).
12. М. Л. Тер-Микаелян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, изд-во АН АрмССР, Ереван (1969).
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физматлит, Москва (2003).
14. http://cindy.lbl.gov/optical_constants.
15. А. В. Король, А. Г. Лялин, О. И. Оболенский, А. В. Соловьев, ЖЭТФ **114**, 458 (1998).
16. V. P. Shevelko, I. Yu. Tolstikhina, and Th. Stolker, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **184**, 295 (2001).