

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАССЕЯНИИ НА КЛАСТЕРАХ В ШИРОКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ

*В. А. Астапенко**

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

Поступила в редакцию 17 февраля 2005 г.

В рамках первого борновского приближения и простой модели структурного фактора рассчитано и проанализировано тормозное излучение быстрых заряженных частиц при рассеянии на многоатомных кластерах с учетом поляризационного механизма в широком спектральном диапазоне, включая область высоких частот. Исследована роль кооперативных эффектов в статическом и поляризационном каналах тормозного излучения. Установлено, что эти эффекты, пренебрежимо малые для статического тормозного излучения, оказывают существенное влияние на поляризационное тормозное излучение. Показано, что конструктивная интерференция вкладов атомов кластера в поляризационное тормозное излучение существенно увеличивает его интенсивность и изменяет его зависимость от основных параметров задачи в сравнении со случаем тормозного излучения при рассеянии на изолированном атоме.

PACS: 61.80.Jh

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние заряженной частицы на мишени, обладающей электронными степенями свободы, приводит к тормозному излучению по двум каналам. Один из них — традиционное (статическое) тормозное излучение (СТИ) — связан с ускорением налетающей частицы в поле мишени. Второй — поляризационное тормозное излучение (ПТИ) — обусловлен переменным дипольным моментом мишени, возникающим в ходе рассеяния налетающей частицы [1, 2].

Тормозное излучение по этим каналам, вообще говоря, по-разному зависит от частоты и угла излучения, массы и энергии налетающей частицы. Если излучение происходит в среде (плазме, аморфном веществе, моно- или поликристалле), то обнаруживается различная зависимость статического и поляризационного механизмов тормозного излучения от параметров среды. Последнее обстоятельство в значительной степени обусловлено тем, что СТИ формируется на малых расстояниях от мишени, а ПТИ, напротив, на больших. В результате кооперативные эффекты, связанные с интерференцией вкладов различных атомов мишени в процесс, играют различ-

ную роль в статическом и поляризационном механизмах. Обсуждаемые кооперативные эффекты в наиболее «чистом» виде должны проявиться в ПТИ на многоатомных кластерах, что и является предметом настоящей статьи.

Излучение заряженной частицы, рассеивающейся на кластере, для некоторых областей изменения параметров рассматривалось и ранее. Так, тормозное излучение быстрого, но нерелятивистского электрона на кластере в низкочастотном диапазоне $\omega < 1$ ат. ед. с учетом поляризационного механизма исследовалось в работе [3] (см. также [1, гл. 7]). Расчеты проводились в рамках первого борновского приближения по взаимодействию электрона с мишенью. Для вычисления кластерного формфактора использовалась модель желе. Изучались спектральные, скоростные (от скорости электрона) и угловые зависимости сечения тормозного излучения. Было показано, что в рассмотренной области частот, где основной вклад в ПТИ дают коллективные возбуждения кластерных электронов (область «гигантского резонанса»), поляризационный канал доминирует над статическим, а межканальная интерференция приводит к асимметрии спектра излучения.

*E-mail: astval@mail.ru

В недавней статье [4] рассчитывались характеристики СТИ при рассеянии медленного электрона на металлических кластерах. Вычисления основывались на разложении волновой функции электрона по парциальным волнам. Для электростатического потенциала кластера использовалась модель сферического желе. Было показано, что с ростом числа атомов в кластере и уменьшением энергии излучающего электрона в высокочастотной части спектра СТИ возникает резонансная структура. Эта структура состоит из ряда пиков, положение которых определяется типом кластера и энергией электрона после излучения фотона. Происхождение спектральных пиков связывалось с возникновением квазистационарных состояний электрона в поле кластера-мишени. Поляризационный канал тормозного излучения в работе [4] не рассматривался.

Роль многоатомных интерференционных эффектов в ПТИ на кластерах должна возрастать с ростом энергии налетающей частицы, поскольку при этом уменьшается величина минимального переданного мишени импульса и возрастает эффективное прицельное расстояние. При увеличении энергии налетающей частицы расширяется спектральная область тормозного излучения, разрешенная законом сохранения энергии. Для релятивистской налетающей частицы становится актуальным частотный диапазон $\omega \gg 1$ ат. ед., в котором можно пренебречь коллективными возбуждениями электронов кластера и считать, что поляризуемость кластерных атомов с разумной степенью точности описывается поляризуемостью изолированного атома. Существенно также, что в релятивистском случае возрастает роль «отдачи» при излучении фотона по поляризационному каналу, поскольку импульс фотона становится сравнимым с минимальным изменением импульса налетающей частицы. В результате в высокочастотном диапазоне угловая зависимость ПТИ релятивистского электрона на атоме сужается [5, 6]. В случае рассеяния релятивистской заряженной частицы на кластере частотно-угловая зависимость ПТИ должна, кроме того, модифицироваться при изменении числа атомов в мишени.

Итак, настоящая работа посвящена теоретическому исследованию тормозного излучения быстрой, в том числе релятивистской, заряженной частицы на кластерах в широком спектральном диапазоне $\omega \gg 1$ ат. ед. Главная цель статьи — выявить и проанализировать основные закономерности тормозного излучения, обусловленные интерференцией вкладов различных атомов мишени в процесс.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассчитаем интенсивность поляризационного и статического каналов тормозного излучения быстрой заряженной частицы на кластере в рамках простой модели. Основные предположения используемого подхода сводятся к первому борновскому приближению по взаимодействию налетающей частицы с мишенью и модели желе для формфактора кластера. Кроме того, будем использовать квазиклассическую формулу для амплитуды СТИ и приближенное выражение для обобщенной поляризуемости атомов кластера. С помощью стандартной квантовомеханической процедуры (см. подробности в работе [7]) для дифференциальной интенсивности тормозного излучения по каждому из каналов, нормированной на число N атомов в кластере, можно получить следующее выражение:

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega_{\mathbf{n}}} = \frac{1}{N} \int_{q_{min}}^{q_{max}} T(q) dq, \quad (1)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{p}_f - \mathbf{p}_i + \mathbf{k}$ — импульс, переданный мишени от налетающей частицы, $T(q)$ — парциальная интенсивность тормозного излучения, $d\Omega_{\mathbf{n}}$ — телесный угол в направлении излучения, ω и \mathbf{k} — частота и волновой вектор фотона, \mathbf{p}_i и \mathbf{p}_f — начальный и конечный импульсы налетающей частицы, $q_{max} = 2\mu v$, μ — приведенная масса электрона и налетающей частицы, v — скорость налетающей частицы, q_{min} задается формулой (13), приведенной ниже. Всюду используется атомная система единиц $\hbar = e = m_e = 1$.

Парциальная интенсивность ПТИ в рамках используемого подхода может быть представлена в виде

$$T_{pol}(q) = \frac{2Z_p^2}{\pi c^3 v q} S(q, N) \times |Z_{pol}(\omega, q)|^2 I_{\phi}(q, v, \omega, \theta), \quad (2)$$

где Z_p — заряд налетающей частицы, c — скорость света, $S(q, N)$ — структурный фактор кластера, $Z_{pol}(\omega, q)$ — эффективный поляризационный заряд атомов кластера, $I_{\phi}(q, v, \omega, \theta)$ — кинематический интеграл, возникающий в результате интегрирования по азимутальному углу вектора \mathbf{q} , θ — угол между векторами \mathbf{p}_i и \mathbf{k} (угол излучения фотонов). Кинематический интеграл $I_{\phi}(q, v, \omega, \theta)$ является весьма громоздкой функцией параметров задачи, его явный вид приведен в работе [7].

Отметим, что выражение (2) получено для достаточно высокочастотного диапазона, в котором

$\omega \gg I_a$, где I_a — потенциал ионизации атомов, составляющих кластер. Противоположный случай малых частот ($\omega < I_a$) рассматривался в работе [3].

Для структурного фактора кластера будем использовать следующее модельное представление:

$$S(q, N) = N^2 F_J^2(q, N) + N [1 - F_J^2(q, N)], \quad (3)$$

где

$$F_J(q, N) = 3 \frac{j_1(qr(N))}{qr(N)} \quad (4)$$

— нормированный на один атом формфактор сферического кластера в модели желе,

$$j_1(x) = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x} \quad (5)$$

— сферическая функция Бесселя первого порядка, $r(N)$ — зависящий от числа атомов радиус кластера, который может быть вычислен по формуле:

$$r(N) = r_{WS} \sqrt[3]{N} = \sqrt[3]{\frac{3N}{4\pi n_a}}, \quad (6)$$

где r_{WS} — радиус Вигнера–Зейтца, n_a — твердотельная концентрация атомов кластера.

Первое слагаемое в правой части равенства (3) представляет собой когерентную часть структурного фактора кластера, второе слагаемое — некогерентную. Заметим, что формфактор (4) является нормированным на число атомов пространственным фурье-образом вероятности распределения атомов в кластере в модели желе:

$$w_J(r, N) = \frac{3N\Theta(r(N) - r)}{4\pi r^3(N)}, \quad (7)$$

где $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. В случае одноатомного кластера структурный фактор (4) равен единице.

Поляризационный заряд атомов кластера может быть представлен в виде

$$Z_{pol}(\omega, q) = \omega^2 |\alpha(\omega, q)| \approx \omega^2 |\alpha(\omega)| F_a(q), \quad (8)$$

где $\alpha(\omega)$ и $F_a(q)$ — соответственно дипольная поляризуемость и формфактор атома. Эти величины вычислялись методом, предложенным в работе [7]. Мнимая часть поляризуемости определялась с помощью оптической теоремы через сечение фотопоглощения атома по данным, приведенным на сайте [8]. Действительная часть поляризуемости восстанавливалась затем с помощью соотношения Крамерса–Кронига. Атомный формфактор вычислялся в слэтеровском приближении по формуле, полученной в работе [9].

Приближенное выражение для частичной интенсивности СТИ в квазиклассическом приближении $\varepsilon_i \gg \omega$ (ε_i — начальная энергия налетающей частицы) и релятивистском пределе ($v \approx c$) имеет вид

$$T_{st}(q) \approx \frac{2}{3\pi c^3 v q} S(q, N) \left(\frac{Z_p}{m_p}\right)^2 \times \\ \times Z^2 [1 - F_a(q)]^2 \frac{[1 - (v/c)^2] (1 + \cos^2 \theta)}{[1 - (v/c) \cos \theta]^2}, \quad (9)$$

где m_p — масса налетающей частицы, Z — заряд ядра атома. Заметим, что относительная погрешность формулы (9) для нерелятивистских скоростей налетающей частицы не превышает 30 %.

Приведенные выше формулы описывают интенсивности двух каналов тормозного излучения при рассеянии быстрой заряженной частицы на кластере для достаточно больших частот излучения $\omega \gg I_a$. Межканальным интерференционным слагаемым пренебрегаем в силу различной зависимости амплитуд ПТИ и СТИ от переданного импульса, а в релятивистском случае еще и от угла излучения.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Воспользуемся полученными в предыдущем разделе формулами для расчета интенсивности тормозного излучения по статическому и поляризационному каналам при рассеянии быстрого электрона на многоатомных кластерах.

Кооперативные эффекты в тормозном излучении будем характеризовать следующим отношением:

$$\xi = \frac{dI(N)}{dI(N=1)}, \quad (10)$$

где dI — дифференциальная интенсивность тормозного излучения по одному из каналов, нормированная на число атомов в кластере. В отсутствие кооперативных эффектов, очевидно, $\xi = 1$. В противоположном предельном случае конструктивной интерференции вкладов атомов кластера в интенсивность тормозного излучения имеем

$$\xi = \chi N, \quad \chi < 1.$$

Коэффициент χ учитывает, что не все переданные импульсы, существенные в процессе на отдельном атоме, дают немалый вклад в когерентную часть тормозного излучения на кластере.

Зависимость параметра ξ от числа атомов в кластере меди для обоих каналов тормозного из-

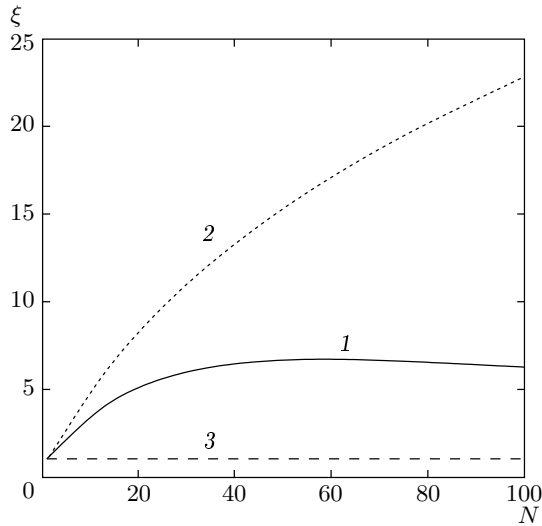


Рис. 1. Кооперативные эффекты в ПТИ (1, 2) и СТИ (3) электрона, рассеивающегося на кластере меди ($\gamma = 10$, $\hbar\omega = 1$ кэВ); $\theta = 1$ рад (1), $\theta = 0.5$ рад (2),

лучения представлена на рис. 1. Энергия «тормозного» фотона равна 1 кэВ, фактор Лоренца $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2} = 10$. В случае поляризационного канала зависимость $\xi(N)$ приведена для двух значений угла излучения $\theta = 0.5, 1$ рад. Из рисунка следует, что кооперативные эффекты пренебрежимо малы для статического канала тормозного излучения и весьма существенны для поляризационного канала. Анализ показывает, что величина кооперативных эффектов в ПТИ заметно возрастает с уменьшением угла излучения. Кроме того, их роль увеличивается с ростом энергии налетающей частицы и при уменьшении частоты тормозного фотона. Из приведенных кривых и расчетных данных следует, что в случае поляризационного канала, начиная с некоторого значения N_{sat} , зависящего от угла излучения и энергии налетающей частицы, имеет место насыщение интенсивности излучения как функции числа атомов в кластере. Анализ показывает, что с уменьшением угла излучения и ростом энергии налетающей частицы величина N_{sat} растет.

Для объяснения перечисленных закономерностей учтем, что, как это следует из формул (3)–(6) для структурного фактора, конструктивная интерференция вкладов различных атомов кластера в процесс имеет место только для достаточно малых значений переданного импульса,

$$q < 1/r(N), \tag{11}$$

где $r(N)$ — радиус кластера (см. (6)). В противном случае структурный фактор кластера (нормированный на число атомов) равен единице и кооперативные эффекты отсутствуют.

Существенно, что неравенство (11) несовместно с условием

$$q > 1/r_a, \tag{12}$$

определяющим диапазон переданных импульсов, в котором СТИ не мало в силу очевидного неравенства $r(N) > r_a$ (r_a — характерный атомный радиус). Отсюда следует пренебрежимо малая величина кооперативных эффектов в СТИ на кластере.

В то же время парциальная амплитуда ПТИ велика в случае выполнения неравенства, противоположного (12), так что аналогичного запрета на кооперативные эффекты в поляризационном канале нет. Выпишем выражение для минимального импульса, переданного мишени от налетающей частицы, который фигурирует в интеграле (1):

$$q_{min}(\omega, v, \theta) = \frac{\omega}{v} \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right). \tag{13}$$

Из условия существенности кооперативных эффектов,

$$q_{min} < 1/r(N), \tag{14}$$

и формулы (6) для радиуса кластера следует выражение для числа N_{sat} атомов в кластере, при котором наступает насыщение:

$$N_{sat} = \frac{4\pi n_a v^3}{3\omega^3 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)^3}. \tag{15}$$

Из равенства (15) вытекает сильная зависимость величины N_{sat} от угла излучения и энергии налетающей частицы в релятивистском случае. Так, для параметров рис. 1 имеем

$$N_{sat}(\theta = 1 \text{ рад}) = 27, \quad N_{sat}(\theta = 0.5 \text{ рад}) = 1312.$$

Влияние кооперативных эффектов на угловую зависимость интенсивности ПТИ I_{pol} на кластере демонстрирует рис. 2. На нем изображена нормированная на свое значение при нулевом угле интенсивность ПТИ как функция угла излучения для различных чисел атомов в кластере меди, включая одноатомный случай, при энергии фотона 5 кэВ и факторе Лоренца $\gamma = 10$. Видно, что угловое распределение интенсивности ПТИ с ростом числа атомов сужается, причем в пределе больших значений числа N оно становится немонотонным. Данная немонотонность исчезает в нерелятивистском случае с уменьшением частоты излучения и увеличивается с ростом числа атомов.

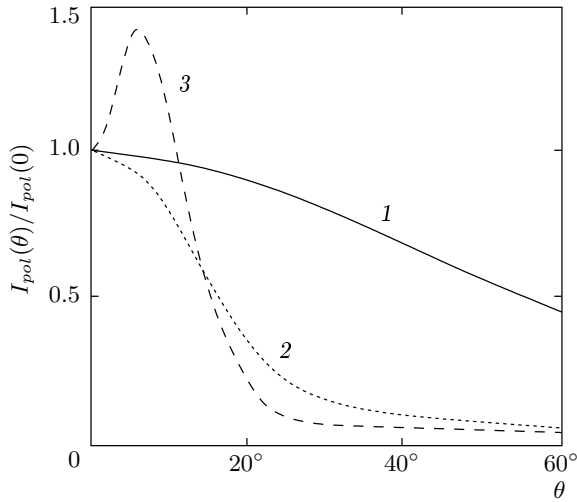


Рис. 2. Угловая зависимость нормированной интенсивности ПТИ электрона на отдельном атоме (1) и на кластере меди при $N = 100$ (2), $N = 1000$ (3); $\hbar\omega = 5$ кэВ, $\gamma = 10$

Отметим, что указанные зависимости в угловом распределении интенсивности ПТИ на кластерах можно обнаружить экспериментально только для тяжелых налетающих частиц. В случае легких частиц (электрона, позитрона) при малых углах излучения доминирует статический канал, кооперативные эффекты в котором малы.

Для описания относительного вклада ПТИ в процесс введем R -фактор согласно равенству

$$R = \frac{dI_{pol}}{dI_{st}}, \quad (16)$$

где I_{st} — интенсивность СТИ. Угловая зависимость R -фактора электрона при $\gamma = 10$, энергии фотона 1 кэВ и различных числах атомов в кластере меди изображена на рис. 3. Видно, что с увеличением числа атомов роль ПТИ возрастает. Так, для одноатомного случая угол, при котором интенсивности ПТИ и СТИ сравниваются, равен 30° , а для $N = 100$ этот угол составляет 10° .

Условие существенности кооперативных эффектов в спектре ПТИ на кластере может быть получено из неравенства (14) с учетом явного выражения (13) для минимального переданного мишени импульса. Оно имеет вид

$$\omega < \omega_{max} = \sqrt[3]{\frac{4\pi n_a}{3N}} \frac{v}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}. \quad (17)$$

Для частот, больших ω_{max} , кооперативные эффекты в тормозном излучении на кластере малы.

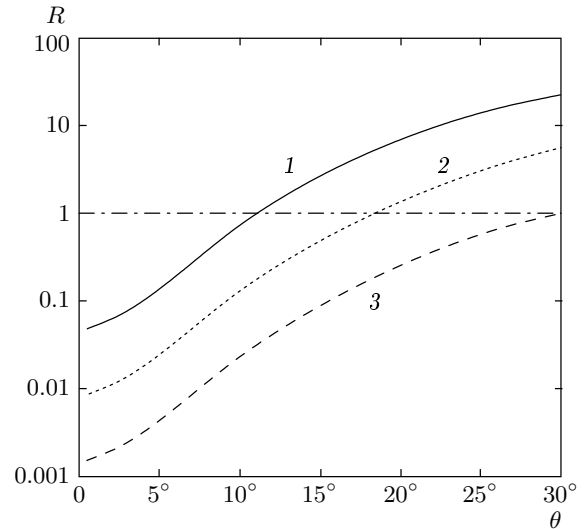


Рис. 3. Угловая зависимость R -фактора для различного количества атомов в кластере меди, включая одноатомный случай: $\hbar\omega = 1$ кэВ, $\gamma = 10$; 1 — $N = 100$; 2 — $N = 10$; 3 — $N = 1$

В нерелятивистском пределе $v \ll c$ максимальная частота, выше которой кооперативные эффекты исчезают, не зависит от угла излучения и равна

$$\omega_{max}^{nrel} = \frac{v}{r_{WS} \sqrt[3]{N}}. \quad (18)$$

Величина радиуса Вигнера–Зейтца для металлических кластеров изменяется в пределах $r_{WS} = 2-4$, так что характерное значение частоты (18) для кластера средних размеров и скорости налетающей частицы порядка 10 ат. ед. составляет 1 ат. ед.

В частотном диапазоне $\omega < 1$ ат. ед. используемая здесь расчетная модель становится неадекватной, поскольку в этом случае динамическая поляризуемость кластера в значительной мере определяется коллективными возбуждениями электронов кластера. Такая ситуация для нерелятивистской налетающей частицы была рассмотрена в работе [3].

В релятивистском пределе $\gamma \gg 1$ формулу (17) удобно представить в виде

$$\omega_{max} = \frac{1}{r_{WS} \sqrt[3]{N}} \frac{2\gamma^2}{4\gamma^2 \sin^2(\theta/2) + 1}, \quad (19)$$

явно демонстрирующем зависимость максимальной частоты ω_{max} от энергии налетающей частицы. Из равенства (19) следует, что в отличие от нерелятивистского случая в релятивистском пределе влияние кооперативных эффектов на спектр ПТИ существенно определяется углом излучения фотона. Для малых углов и больших значений фактора Лоренца

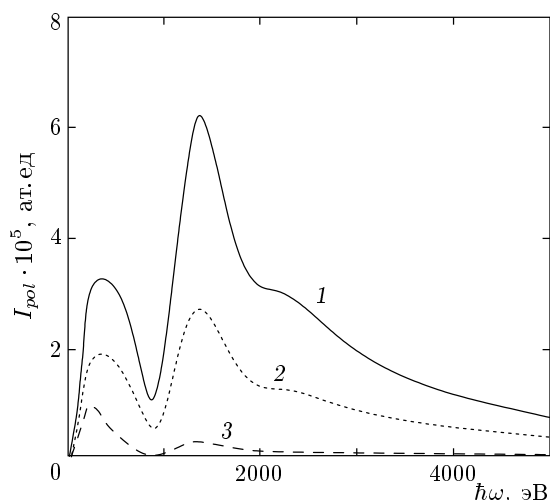


Рис. 4. Спектр ПТИ на кластере меди ($N = 10$) для различных значений фактора Лоренца и угла излучения 0.5 рад: 1 — $\gamma = 10^2$; 2 — $\gamma = 10$; 3 — $\gamma = 1.1$

налетающей частицы максимальная частота, выше которой кооперативные эффекты в ПТИ исчезают, может достигать больших значений. При этом надо, однако, иметь в виду, что в угловом диапазоне $\theta < \gamma^{-2}$ в тормозном излучении электрона (позитрона) доминирует статический канал. Поэтому вопрос о роли кооперативных эффектов в спектре тормозного излучения легкой заряженной частицы на кластере должен решаться с учетом конкретных величин параметров задачи. В то же время для тормозного излучения тяжелых заряженных частиц, когда СТИ пренебрежимо мало, спектральное ограничение на роль кооперативных эффектов в релятивистском случае дает частота (19).

Зависимость спектра ПТИ на кластере меди, состоящем из десяти атомов, от энергии налетающей частицы представлена на рис. 4 для угла излучения 0.5 рад. Видно, что с ростом фактора Лоренца интенсивность излучения растет, а максимум спектральной зависимости смещается в область высоких частот. Эти изменения особенно заметны при переходе от быстрых, но нерелятивистских налетающих частиц к слабoreлятивистским частицам. С дальнейшим ростом фактора Лоренца спектр ПТИ на кластере меняется не столь заметно. С уменьшением угла излучения спектр ПТИ релятивистских налетающих частиц оказывается сильнее затянутым в область высоких частот в соответствии с формулой (19), из которой также следует уменьшение максимальной частоты с ростом числа атомов в кластере.

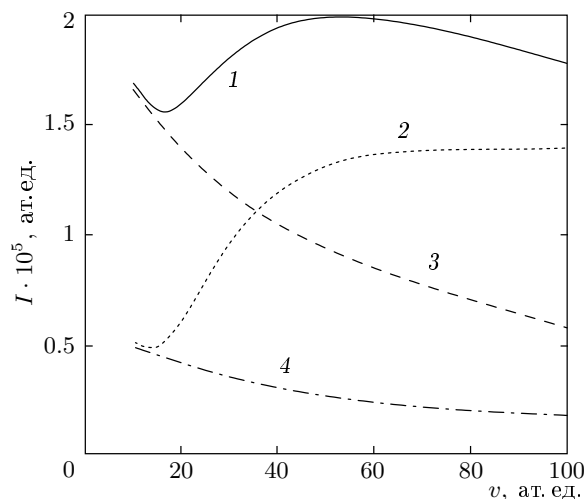


Рис. 5. Зависимости нормированных на число атомов в кластере интенсивностей полного тормозного излучения (1, 3) и ПТИ (2, 4) от скорости электрона в нерелятивистском случае для кластера меди ($N = 20$, кривые 1, 2) и отдельного атома ($N = 1$, кривые 3, 4), $\hbar\omega = 200$ эВ, $\theta = 1$ рад

Нормированные на число электронов интенсивности полного тормозного излучения и ПТИ при рассеянии нерелятивистского электрона на кластере меди и на отдельном атоме как функции скорости налетающей частицы показаны на рис. 5 для угла излучения $\theta = 1$ рад и энергии фотона $\hbar\omega = 200$ эВ. Видно, что в нерелятивистском случае имеется оптимальное значение скорости электрона v_{opt} , при котором интенсивность ПТИ на кластере максимальна. Зависимость этой оптимальной скорости от параметров задачи дается выражением

$$v_{opt} = \omega r(N). \tag{20}$$

В случае процесса на отдельном атоме радиус кластера в равенстве (20) должен быть заменен на характерный атомный радиус r_a . Приведенная формула может быть получена с помощью выражения (13) для минимального переданного импульса в случае $v \ll c$.

Из равенства (20) следует, что с уменьшением частоты и размера кластера величина оптимальной скорости уменьшается. В частности, для процесса на отдельном атоме и энергии фотона $\hbar\omega = 200$ эВ величина v_{opt} лежит вне области применимости борновского приближения, так что зависимости интенсивностей тормозного излучения и ПТИ от скорости налетающей частицы имеют вид монотонно убывающих кривых (рис. 5). С ростом числа атомов в кла-

стере величина оптимальной скорости растет, как это видно из формул (20) и (6).

При уменьшении угла излучения максимум в зависимости интенсивности тормозного излучения от скорости исчезает, а для ПТИ он становится менее выраженным. Это связано, с одной стороны, с увеличением вклада статического канала в процесс (см. формулу (9)), а с другой, с ростом величины минимального переданного импульса (13).

Рисунок 5 демонстрирует исчезновение кооперативных эффектов с уменьшением скорости налетающей частицы: для заданной энергии фотона (200 эВ) полное тормозное излучение и ПТИ на кластере и одном атоме совпадают друг с другом в пределе малых скоростей.

В высокочастотном диапазоне скоростная зависимость интенсивности ПТИ становится монотонно возрастающей, что связано с естественным ограничением на оптимальную скорость налетающей частицы: $v_{opt} < 137$. Монотонно возрастающая зависимость интенсивности ПТИ от энергии налетающей частицы характерна также для релятивистского случая (за исключением не рассматриваемых здесь малых частот).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании анализа, проведенного в настоящей работе, можно сделать вывод о существенности кооперативных эффектов в тормозном излучении быстрой (в том числе релятивистской) заряженной частицы, рассеивающейся на многоатомном кластере, в широком диапазоне частот. Эти эффекты, обусловленные конструктивной интерференцией вкладов атомов в процесс по поляризационному каналу, приводят к нелинейному росту интенсивности ПТИ как функции числа атомов в кластере. В то же время для статического механизма тормозного излучения вклад различных атомов в излучение некогерентен, что обусловлено малостью прицельных параметров, на которых формируется СТИ.

В работе исследована величина кооперативных эффектов как функция количества атомов в кластере. Установлена зависимость числа N_{sat} , (начиная с которого прекращается нелинейный рост интенсивности ПТИ), от основных параметров задачи. В частности, показано, что для релятивистских налетающих частиц величина N_{sat} сильно возрастает с уменьшением угла излучения. Показано, что кооперативные эффекты приводят к существенной модификации основных характеристик тормозного излучения на кластере по сравнению с одноатомным

случаем. Так, в высокочастотном диапазоне с ростом числа атомов сужается диаграмма направленности ПТИ, а для достаточно больших кластеров угловая зависимость интенсивности ПТИ релятивистских частиц становится немонотонной: появляется максимум при ненулевых углах излучения.

С ростом энергии налетающей частицы максимум спектрального распределения ПТИ на кластере смещается в область высоких частот. Вид высокочастотной части спектра в релятивистском случае сильно зависит от угла излучения. С уменьшением этого угла интенсивность тормозного излучения с ростом частоты убывает значительно медленнее, чем для больших углов.

Анализ интенсивности тормозного излучения как функции скорости налетающей частицы показал, что в нерелятивистском случае эта зависимость может носить различный характер: от монотонно возрастающей до монотонно убывающей. В релятивистском пределе интенсивность ПТИ монотонно возрастает с ростом энергии частицы. В пределе малых скоростей налетающей частицы роль кооперативных эффектов в тормозном излучении на кластере становится пренебрежимо малой.

Полученные результаты могут быть использованы при интерпретации экспериментальных данных по тормозному излучению быстрых заряженных частиц на кластерах в диапазоне достаточно больших энергий фотонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Король, А. Г. Лялин, А. В. Соловьев, *Поляризационное тормозное излучение*, Изд-во СПбГПУ, Санкт-Петербург (2004).
2. В. А. Астапенко, Л. А. Бурева, В. С. Лисица, УФН **172**, 155 (2002).
3. J. P. Connerade and A. V. Solov'yov, J. Phys. B **29**, 3529 (1996).
4. Л. И. Куркина, ФТТ **46**, 538 (2004).
5. В. А. Астапенко, Л. А. Бурева, В. С. Лисица, ЖЭТФ **117**, 96 (2000).
6. В. А. Астапенко, В. М. Буймистров, Л. К. Михайлов, Ю. А. Кротов, Л. И. Трахтенберг, ЖЭТФ **88**, 1560 (1985).
7. В. А. Астапенко, ЖЭТФ **126**, 1101 (2004).
8. http://cindy.lbl.gov/optical_constants.
9. V. P. Shevelko, I. Yu. Tolstikhina, and Th. Stolker, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **184**, 295 (2001).