

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 63, ВЫПУСК 3
10 ФЕВРАЛЯ, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.3, стр.145 - 149

© 1996г. 10 февраля

**ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ОДНОРОДНЫХ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ ($\gg \gamma^{-1}$)**

*К.Ю.Амосов, В.А.Верзилов, И.Е.Внуков, Б.Н.Калинин, Г.А.Науменко,
А.П.Потылицын¹⁾*

*Научно-исследовательский институт ядерной физики Томского политехнического
университета
634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 13 декабря 1995 г.

Измерены спектры излучения электронов с энергией 900 и 400 МэВ в тонких фольгах Ta, Cu и Sn под углом 19° относительно направления движения пучка. Выход излучения и его зависимость от энергии электронов находятся в удовлетворительном согласии с теорией поляризационного тормозного излучения. Этот результат может свидетельствовать о первом прямом наблюдении поляризационного тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в однородных конденсированных средах.

PACS 61.14.Rq

Одним из наиболее значимых по своим последствиям процессов, имеющих место при столкновении заряженной частицы с атомом, является поляризация атомной оболочки под действием кулоновского поля налетающей частицы. В 80-х годах было установлено, что возникающая переменная поляризация атома становится источником излучения, которое было названо поляризационным тормозным излучением (ПТИ). Детальное изложение теории ПТИ можно найти в монографии [1]. В отличие от обычного тормозного излучения (ТИ) в случае ПТИ излучают фактически атомные электроны, причем наиболее эффективным такое излучение будет тогда, когда выполнено условие когерентности (все электроны возмущаются синхронно). Поэтому важны столкновения с большими прицельными параметрами, когда передаваемый импульс много меньше импульса самой частицы, скорость которой может считаться постоянной.

¹⁾ e-mail: pap@tsinph.tomsk.su

При переходе от модели независимых атомов к случаю конденсированной среды возникает необходимость учесть как взаимное влияние соседних атомов на процесс излучения отдельным атомом, так и интерференцию полей излучения от разных атомов. Подобная задача была решена в рамках микроскопического подхода для движения быстрой заряженной частицы через однородную атомную среду [2]. Было показано, что в этом случае ПТИ возникает вследствие рассеяния кулоновского поля частицы, модифицированного эффектом плотности, на случайных флуктуациях электронной плотности.

Следует заметить, что похожий механизм излучения – параметрическое рентгеновское излучение в кристаллах был обнаружен экспериментально около 10 лет назад [3] и соотносится с ПТИ примерно так же, как когерентное тормозное излучение с обычным тормозным [4]. Однако прямых наблюдений ПТИ в конденсированных однородных средах, насколько нам известно, до последнего времени не проводилось.

Согласно теории [1], основные свойства ПТИ ультрарелятивистской частицы, которые могут быть использованы для экспериментального поиска и идентификации этого излучения, сводятся к следующему :

а) спектральная область ПТИ – $\omega \leq \gamma\omega_p$, где γ – лоренц-фактор, а ω_p – плазменная частота. Как известно, именно в этой области происходит подавление обычного тормозного излучения вследствие эффекта плотности;

б) угловое распределение ПТИ имеет дипольный характер, $d\sigma \sim 1 + \cos^2 \theta$, в отличие от обычного ТИ, имеющего ярко выраженную направленность (характерный угол излучения $\theta \sim \gamma^{-1}$);

в) спектральная плотность ПТИ слабо зависит от энергии налетающей частицы (логарифмически);

г) интенсивность ПТИ тяжелых частиц может на несколько порядков превышать интенсивность ТИ (например, для протонов в $(m_p/m_e)^2 \sim 10^6$ раз).

В данной работе нами была предпринята попытка обнаружить ПТИ ультрарелятивистских электронов, опираясь на свойства а)-в). Эксперимент проводился на внутреннем пучке синхротрона "Сириус". В качестве мишеней использовались тонкие фольги Ta, Cu, и Sn толщиной 10, 19 и 17 мкм, соответственно. Измерение спектров проводилось под углом 19° по отношению к пучку электронов. В качестве детектора использовался NaI(Tl)-сцинтиллятор толщиной 1 мм и диаметром 23 мм. Разрешение детектора было $\sim 35\%$. Эффективность регистрации составляла $> 80\%$ в области энергий 20–70 кэВ и снижалась до 10% для 250 кэВ. Порог детектирования был около 20 кэВ.

Абсолютизация измерений проводилась двумя методами:

а) по интенсивности ТИ в направлении прямо вперед с помощью гаусс-квантометра и датчиков индукционного тока и синхротронного излучения [5];

б) по выходу фотонов характеристического рентгеновского излучения (ХРИ). Полная погрешность абсолютных измерений по нашим оценкам составляет 20–25%.

Во время измерения спектров детектор располагался в непосредственной близости от ускорителя, в неблагоприятных фоновых условиях. Для того чтобы выделить излучение от мишени на фоне посторонних источников, детектор закрывался от мишени фильтром – тонкой медной пластиной. Выбор оптимального фильтра осуществлялся использованием пластин различной толщины. Когда форма спектра переставала зависеть от толщины фильтра, что указывало на полное поглощение в фильтре излучения, исходящего непосредственно

из мишени, используемый фильтр считался оптимальным (2мм). На рис.1 приведены спектры, измеренные без фильтра, а также с фильтром толщиной 1 и 2мм. Из рисунка видно, что спектр излучения от мишени сосредоточен в области низких энергий (<100 кэВ). Все приведенные далее в статье экспериментальные спектры были получены вычитанием "фильтрованных" спектров из "нефильтрованных".

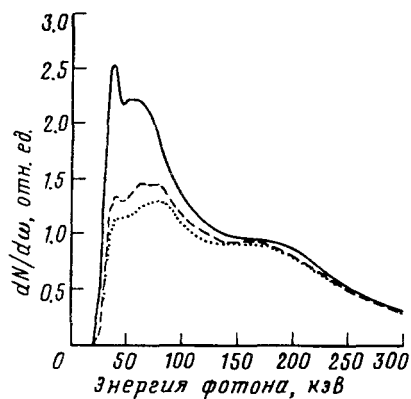


Рис.1. Процедура выделения рентгеновского излучения, возникающего в мишени, от фона. Сплошная, штриховая и пунктирная линии – спектры, измеренные без фильтра, с фильтром 1мм и 2мм, соответственно

На рис. 2а приведены спектры излучения для всех трех мишеней, измеренные при энергии электронов 900 МэВ. Средняя экспозиция мишеней на пучке при наборе каждого спектра составляла $\sim 3 \cdot 10^{12}$ ускоренных электронов. Эти спектры так же, как и другие экспериментальные спектры в данной работе, даны без учета эффективности детектора и поглощения излучения на всем пути от мишени до детектора.

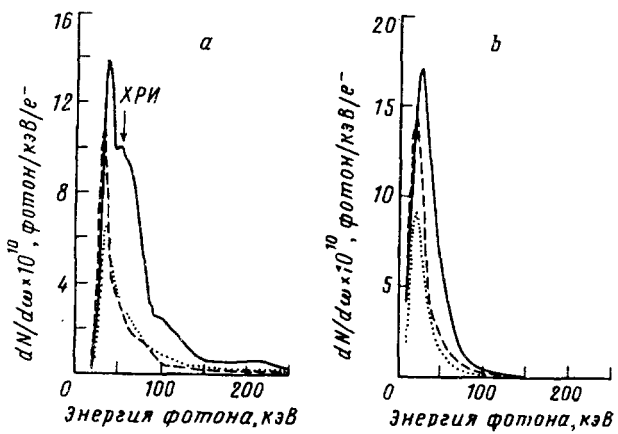


Рис.2. Экспериментальные (а) и рассчитанные по теории ПТИ (б) спектры излучения электронов с энергией 900 МэВ на угол 19°. Сплошная, штриховая и пунктирная линии – спектры, измеренные для Ta, Sn и Cu, соответственно

На спектрах, полученных от танталовой мишени, имеется особенность, обусловленная ХРИ ($\omega = 58$ кэВ). Измеренный выход ХРИ использовался нами для независимой абсолютизации спектров путем сравнения с расчетом, выполненным по модели, предложенной в работе [6]. Расчетное значение выхода ХРИ для наших экспериментальных условий составило $1.65 \cdot 10^{-8}$ фотонов/ e^- при энергии $E = 900$ МэВ. Следует отметить, что результаты абсолютизации по методам а) и б) совпали между собой в пределах экспериментальной ошибки.

Как известно, излучение ультрарелятивистской частицы в однородной среде сосредоточено, главным образом, в диапазоне углов $\sim \gamma^{-1}$ вдоль направления ее движения. Поэтому основным кандидатом на роль источника излучения на столь большой угол по сравнению с γ^{-1} может считаться ПТИ, распределение которого близко к изотропному. Представлялось естественным произвести сравнение экспериментальных результатов с теорией ПТИ. Выражения, приведенные в работе [2], описывающие ПТИ в однородной среде, достаточно громоздки даже для численных расчетов. Кроме того, они содержат некоторые параметры (например, средний диаметр атома в модели твердых шаров), процедура определения которых не совсем ясна. Для сравнения с экспериментом мы ограничились получением некоторых оценок в рамках модели независимых атомов, считая, что процесс излучения на отдельном атоме происходит независимо от других атомов среды. В этом случае можно использовать простое выражение для сечения ПТИ на отдельном атоме [4], полученное в пренебрежении связанными состояниями электронов в атоме, что, вообще говоря, справедливо для энергии фотонов $\omega \gg J$, где J – потенциал ионизации К-оболочки. В результате формула для интенсивности ПТИ выглядит следующим образом:

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{r_0^2}{137\pi} \frac{n_a f^2(q)}{\omega} (1 + \cos^2 \theta) \ln \gamma \frac{1 - \exp(-\mu r t)}{\mu t} \Delta\Omega, \quad (1)$$

$$r = \frac{l}{\cos \theta_1}; \quad t = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2},$$

где $r_0 = e^2/mc$ – классический радиус электрона, $\Delta\Omega$ – телесный угол апертуры детектора, θ – угол детектирования, n_a – плотность атомов, z – атомный номер, $f(q)$ – атомный формфактор, который является функцией переданного импульса q , l – толщина мишени, θ_1 – угол между направлением пучка и нормалью к поверхности мишени, θ_2 – угол между нормалью и направлением излучения фотона и μ – коэффициент поглощения. В нашем эксперименте апертура детектора составляла величину $6.5 \cdot 10^{-5}$ стер., а углы θ_1 и θ_2 были равны 45° и 64° , соответственно. Атомные формфакторы рассчитывались на основании результатов работы [7]. Результаты вычислений по формуле (1) с учетом экспериментальных параметров приведены на рис.2б. Для удобства сравнения с экспериментом, при расчете теоретических спектров, были учтены необходимые поправки на эффективность и разрешение детектора, а также поглощение фотонов. Как следует из рис.2а и 2б, экспериментальные и расчетные спектры дают примерно одинаковое соотношение интенсивностей излучения для мишеней, изготовленных из разных материалов. Из этого можно сделать вывод, что интенсивность исследуемого излучения

$$\frac{dN}{d\omega} \sim n_a f^2(q) l_{eff},$$

где l_{eff} – эффективная толщина мишени с учетом поглощения излучения внутри мишени. По абсолютной величине интенсивность излучения, полученная в эксперименте, также удовлетворительно согласуется с расчетом, если иметь в виду, что форма левого края (< 30 кэВ) экспериментальных спектров искажена влиянием пороговой характеристики детектирующей аппаратуры.

Некоторые расхождения в интенсивности и форме экспериментальных и расчетных спектров могут быть связаны с приближенным характером оценок.

Так, одним из следствий, вытекающих из теории [2], является эффект подавления ПТИ в конденсированной среде вследствие корреляций в положении атомов. Хорошо известно также, что поле частицы в среде модифицируется эффектом плотности. Оба процесса могут существенно изменять характеристики излучения.

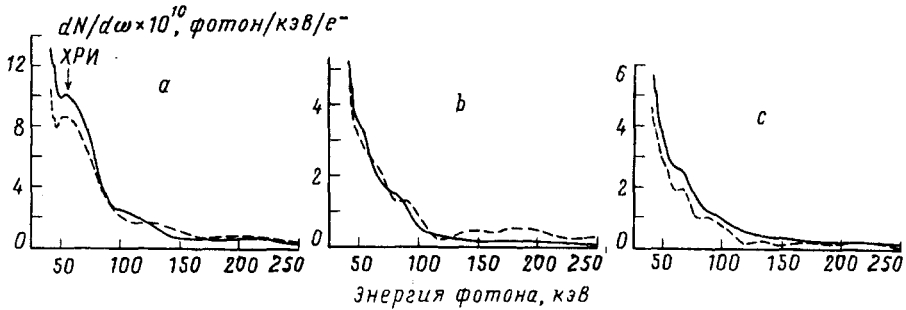


Рис.3. Сравнение спектров для энергии электронов 900 МэВ (сплошная линия) и 400 МэВ (штриховая линия). Спектры измерены для Ta (a), Sn (b) и Cu (c)

На рис.3 спектры излучения для $E = 900$ МэВ сравниваются со спектрами, измеренными при энергии электронов 400 МэВ. Согласно оценочной формуле (1), различие в интенсивности спектров для этих энергий составляет 14% и укладывается в пределы экспериментальной ошибки абсолютизации. Заметим, что спектры для всех трех мишеней хорошо удовлетворяют этому критерию.

Основным источником фона в наших измерениях могут являться перерассеянные в материале мишени фотоны обычного тормозного излучения и переходного излучения, которое генерируется электронным пучком на передней грани мишени. Мы оценили возможный вклад в измеряемый эффект от указанных источников фона. Согласно полученным оценкам, его величина в наших экспериментальных условиях составляет менее 10%.

В заключение можно отметить следующее.

а) Полученная в эксперименте зависимость интенсивности излучения от характеристик мишеней хорошо описывается теорией ПТИ.

б) Экспериментальная и расчетная интенсивности излучения удовлетворительно согласуются между собой, учитывая приближенный характер расчетов.

в) Наблюдаемое соотношение выходов для $E = 900$ и 400 МэВ согласуется с расчетным.

Мы считаем, что приведенные результаты свидетельствуют о прямом наблюдении поляризационного тормозного излучения ультрарелятивистских электронов в однородной конденсированной среде.

Работа была выполнена при поддержке ISF (грант RI4300).

1. М.Я.Амусья, В.М.Буймистров, Б.А.Зон и др., *Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов*, М.: Наука, 1987.
2. Н.Н.Насонов, А.Г.Сафронов, *ЖТФ* **62**, 1 (1992).
3. С.А.Воробьев, Б.Н.Калинин, С.Пак и др., *Письма в ЖЭТФ* **41**, 1 (1985).
4. H.Nitta, *Proceedings of RREPS-93, Tomsk, 1993*, p.126.
5. Б.Н.Калинин, А.А.Курков, А.П.Потылицын, *Изв. ВУЗов, сер. Физика* **34**, 83 (1991).
6. A.H.Sørensen, *Phys. Rev.* **A36**, 3125 (1981).
7. D.T.Cromer and J.T.Waber, *Acta Cryst.* **18**, 104 (1965).