

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*И.Е.Внуков, Б.Н.Калинин, Г.А.Науменко¹⁾, Д.В.Падалко, А.П.Потылицын,
О.В.Чефоно*

*Институт ядерной физики
634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 6 апреля 1998 г.

Экспериментально обнаружено оптическое дифракционное излучение ультрарелятивистских электронов на границе проводящей среды. Зарегистрировано обратное дифракционное излучение, которое испускается под углом зеркального отражения от мишени аналогично переходному излучению.

PACS: 41.60.-m, 41.85.Qg

Теоретические исследования дифракционного излучения (ДИ), то есть излучения, возникающего при движении заряженной частицы вблизи проводящей мишени, были начаты более 30 лет назад [1–4]. В работах [5–7] характеристики ДИ исследовались более подробно, однако экспериментальные работы по ДИ ультрарелятивистских частиц до последнего времени отсутствовали. В то же время ДИ нерелятивистских электронов широко используется в СВЧ-электронике [8].

По-видимому, в работе [9] впервые экспериментально исследовалось ДИ в миллиметровом диапазоне в направлении прямо вперед для электронов с энергией 150 МэВ при пролете электронов через круглое отверстие. Однако, экспериментальная установка содержала зеркало на пути электронного пучка, что приводило к появлению интерференции между ДИ и переходным излучением (ПИ), которое генерировалось в материале зеркала и вносило неопределенность в трактовку результатов. В оптическом диапазоне до настоящего времени ДИ экспериментально не исследовалось. В то же время оптическое ДИ может являться эффективным методом невозмущающей диагностики пучков заряженных частиц с чрезвычайно малым эмиттансом [10, 11].

В цикле работ [12, 13] были проведены экспериментальные исследования обратного переходного излучения (ОПИ – backward transition radiation) в оптическом диапазоне (отражение от металлической фольги псевдофотонов, описывающих поле релятивистской заряженной частицы) и показано, что оптическое ПИ позволяет с высокой точностью проводить диагностику пучков с $\gamma \leq 200$, где γ – лоренц-фактор.

По своей природе ПИ и ДИ являются частным случаем более общего механизма – так называемого поляризационного излучения, возникающего в результате динамической поляризации среды релятивистскими электронами. Поэтому следует ожидать, что по аналогии с ОПИ оптическое ДИ будет генерироваться вокруг угла зеркального отражения при пролете заряженной частицы вблизи наклонной металлической мишени. В [3] развита теория ДИ при пролете заряженной частицы вблизи наклонной полуплоскости из идеально проводящего материала. Можно показать [7], что для ультрарелятивистских частиц угловое распределение ДИ в этом случае имеет 2 резких максимума, один из которых совпадает с направлением первичного пучка, а другой – с направлением его зеркального отражения. Как следует из теории

¹⁾ Corresponding author, e-mail:naumenko@npi.tpu.ru

[3], максимальное значение спектрально-углового распределения интенсивности ДИ в направлении зеркального отражения можно выразить через аналогичную характеристику ПИ:

$$\frac{d^2 W_{max}^{ДИ}}{d\omega d\Omega} = \exp\left(-\frac{4\pi a}{\gamma\lambda}\right) \frac{d^2 W_{max}^{ПИ}}{d\omega d\Omega}. \quad (1)$$

Здесь (1) a – расстояние между траекторией частицы и краем мишени, λ – длина волны ДИ, $d^2 W_{max}^{ПИ}/d\omega d\Omega = \alpha\gamma^2/4\pi^2$, α – постоянная тонкой структуры.

В отличие от оптического ПИ спектральное распределение интенсивности ДИ явным образом зависит от λ . Именно этот фактор мы использовали для наблюдения оптического ДИ ультрарелятивистских электронов в эксперименте.

Эксперимент проводился на внутренней пучке Томского синхротрона. Для уменьшения вклада рассеянного синхротронного излучения измерения проводились при коротком (~ 20 мкс) сбросе на мишень электронов с энергией 200 МэВ. Сброс осуществлялся на участке нарастания магнитного поля ускорителя. Шаг спирализации электронов при этом составлял 40 мкм. Угловая расходимость электронного пучка $\sigma_\theta = 2.3$ мрад.

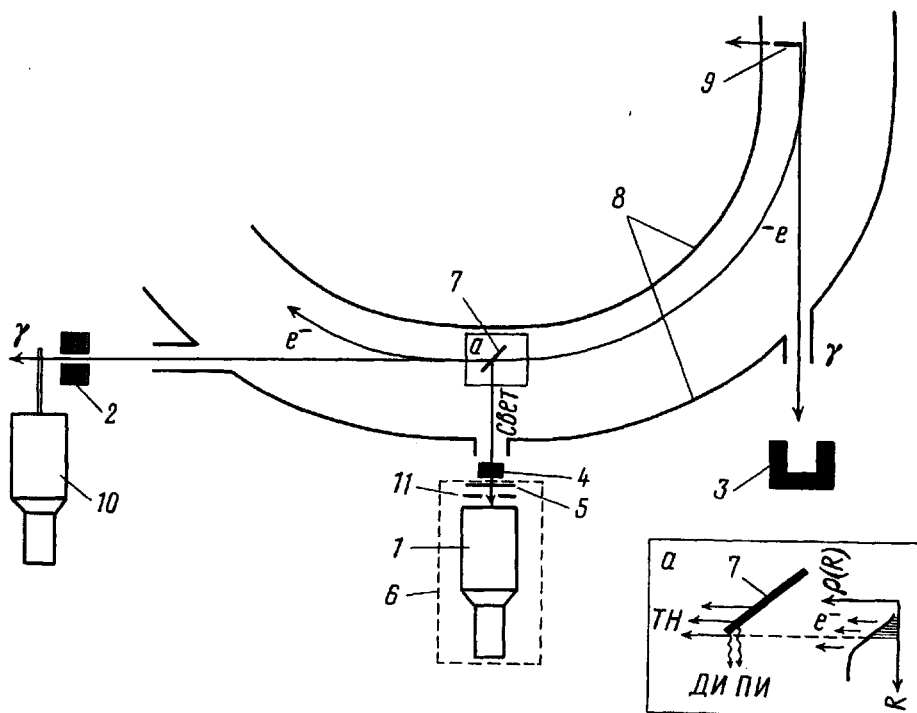


Рис.1 Схема экспериментальной установки: 1 – ФЭУ, 2,11 – коллиматор, 3 – могильник, 4 – зеркало, 5 – светофильтр, 6 – блок детектирования, 7 – мишень, 8 – камера ускорителя, 9 – скрепер, 10 – сцинтиляционный счетчик

На рис.1 приведена схема экспериментальной установки для регистрации ДИ в оптическом диапазоне. Мишень 7 из полированного алюминия толщиной 1 мм установлена на двухкоординатном гониометре в прямолинейном участке ускорителя. В эксперименте регистрировались тормозное излучение в направлении прямо вперед с

помощью сцинтиляционного счетчика 10 и оптическое излучение в геометрии зеркального отражения детектирующим блоком 6 под углом 90° к направлению первичных электронов. Коллимация (коллиматоры 2,11) пучков тормозного и оптического излучения составляла 1.5 и 1.16 мрад. соответственно. На врезке а приведено схематически распределение $\rho(R)$ потока электронов по радиусу R в области мишени. Заштрихованная часть соответствует электронам, которые дают вклад в переходное и тормозное излучения.

В первом приближении интенсивность $I_{\text{ОПИ}}$ обратного переходного излучения электронного пучка определяется числом электронов, прошедших через мишень, так же, как и интенсивность $I_{\text{ТИ}}$ тормозного излучения. В этом случае между тормозным излучением и ОПИ должна существовать строгая пропорциональность. А именно,

$$I_{\text{ОПИ}} = \text{const} \cdot I_{\text{ТИ}}. \quad (2)$$

Сцинтиляционный счетчик выбран для регистрации тормозного излучения в связи с тем, что характерное время абсолютного детектора полного поглощения (гаусс-квантометра) значительно превышает время сброса электронов на мишень. При небольшом изменении угла ориентации мишени спектр тормозного излучения практически не изменяется, поэтому применение сцинтиляционного счетчика для мониторинга выхода тормозного излучения не вносит систематических погрешностей. Детектирующая система 6 для регистрации оптического излучения состоит из ФЭУ 1, сменного светофильтра 5 и коллиматора 11. В качестве ФЭУ использовался ФЭУ-110 со световой чувствительностью фотокатода $5.5 \cdot 10^{-5}$ А/лм. Область спектральной чувствительности фотокатода 300 – 900 нм.

Для уменьшения фона детектирующая система 6 с помощью зеркала 4 выведена из плоскости орбиты электронов и расположена вертикально. В предыдущем прямолинейном участке ускорителя устанавливалась толстая мишень – поглотитель (скрепер) 9, которая могла перемещаться в радиальном направлении, "обрезая" некоторую часть электронов, которые могли бы попасть на основную мишень. Тормозной пучок от скрепера поглощался в могильнике 3.

При убранном скрепере все электроны попадают на мишень 7. При этом выход тормозного и переходного излучений будет максимальным. Максимальным будет также и число электронов, проходящих вне мишени вблизи ее края, которое определяет выход дифракционного излучения. Перекрывая скрепером часть электронного пучка, мы в большей степени уменьшаем выход тормозного и переходного излучений, тогда как выход дифракционного излучения уменьшается не столь быстро.

Как уже упоминалось, обратное ПИ сосредоточено в узком интервале углов вблизи направления зеркального отражения. На рис.2 приведены ориентационные зависимости интенсивности оптического излучения при вращении мишени вокруг вертикальной оси при разных положениях скрепера. Ширина ориентационных зависимостей определяется расходимостью электронного пучка, угловой апертурой детектора и собственной расходимостью ПИ и ДИ. Угол $\theta = 0$ на рис.2 соответствует геометрии зеркального отражения. Зависимость 1 измерена при убранном скрепере, когда основной вклад в оптическое излучение дает ПИ. На врезке а показана та же зависимость, выполненная с малым шагом сканирования. Несмотря на большую расходимость электронного пучка, на рисунке можно видеть расщепление пика ориентационной зависимости, характерное для ПИ ($\Delta\theta \sim \gamma^{-1} = 2.5$ мрад). Зависимость 2 соответствует положению скрепера 1 мм (рис.3). В этом положении большая часть электронного пучка "обрезается" скрепером и не попадает на мишень: следовательно

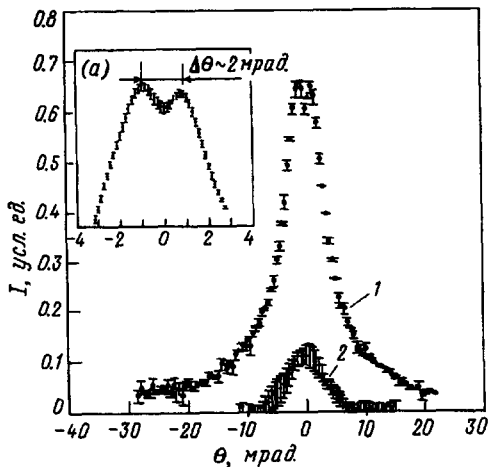


Рис.2. Ориентационные зависимости интенсивности оптического излучения. 1 – при убранном скрепере, 2 – положение скрепера 1 мм

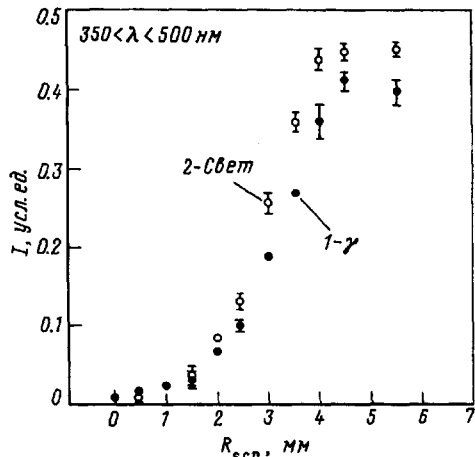


Рис.3. Скреперные зависимости интенсивности тормозного (1) и оптического (2) излучения

но, значительный вклад в исследуемое излучение может дать ДИ. Можно заметить, что, согласно [7], угловое распределение ДИ одномодально, то есть не расщепляется на два пика.

Для подробного анализа вклада ДИ нами проведены измерения скреперных зависимостей (зависимости выхода излучения от радиального положения скрепера) тормозного и оптического излучений в геометрии зеркального отражения.

На рис.3 приведена скреперная зависимость, когда перед ФЭУ установлен синий светофильтр СС-1 с интервалом пропускания $\lambda \approx 350 \div 500$ нм. Более информативными являются производные от этих зависимостей, характеризующие дифференциальный выход оптического излучения. Производные от зависимостей 1 и 2 (рис.3) были вычислены методами непараметрической статистики и приведены на рис.4а.

Если бы ДИ отсутствовало, то, учитывая (2), зависимости 1 и 2 должны совпадать с точностью до постоянного множителя. Рассмотрим, какой вклад в отношение этих зависимостей должно внести ДИ. При прохождении электрона вблизи мишени эффективное прицельное расстояние \bar{a} для генерации ДИ (эффективное расстояние от траектории электрона до края мишени), определяющееся характерным поперечным размером поля виртуальных фотонов с длиной волны λ , согласно (1) можно записать как

$$\bar{a} \sim \gamma\lambda/4\pi. \quad (3)$$

Вклад ДИ должен смещать зависимость 2 (рис.4а) в нашей системе отсчета к меньшему радиальному положению скрепера, что мы и наблюдаем в эксперименте. Заметим, что в условиях циклического ускорителя это смещение определяется величиной \bar{a} , но не равно ей. Смещение центра тяжести зависимости 2 относительно зависимости 1 составляет 110 ± 35 мкм.

В то же время, из (3) видно, что с увеличением λ эффективное прицельное расстояние увеличивается и, следовательно, должен увеличиться и сдвиг зависимости 2 относительно 1.

На рис.4б приведены аналогичные зависимости, измеренные с оранжевым светофильтром ОС-14 ($\lambda \approx 600 \div 1000$ нм). В этом случае смещение центра тяжести

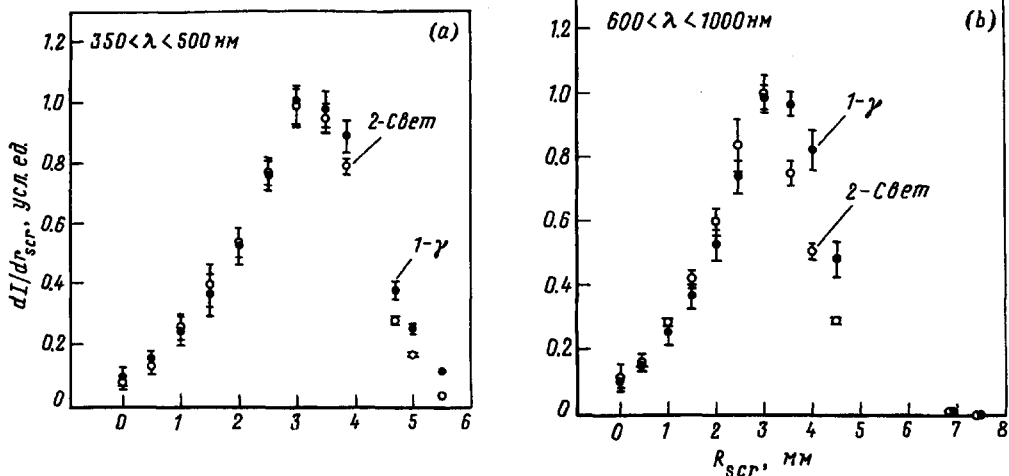


Рис.4 Производные скреперных зависимостей интенсивности излучения. а - $\lambda \approx 350 \div 500$ нм, б - $\lambda \approx 600 \div 1000$ нм. 1 - тормозное излучение, 2 - оптическое излучение

зависимостей составило 230 ± 27 мкм. То есть при увеличении среднего значения λ примерно в 1.8 раза (учитывая диапазон спектральной чувствительности ФЭУ) сдвиг центра тяжести увеличился в 2.1 ± 0.7 раза.

При отсутствии вклада ДИ нет причин для проявления подобного сдвига, зависящего от длины волны исследуемого излучения. На основании этих экспериментальных данных можно утверждать, что нами зарегистрировано **оптическое обратное дифракционное излучение** ультрарелятивистского электрона. Дальнейший анализ полученных результатов позволит получить количественные оценки выхода ДИ и сравнить с характеристиками хорошо изученного оптического ПИ, что планируется сделать в отдельной статье.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 98-02-17-994 и 96-02-16819а).

1. Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров, ДАН СССР **124**, 1026 (1959).
2. Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров, ДАН СССР **116**, 377 (1957).
3. А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович, ДАН СССР **147**, 74(1962).
4. Д.М.Седракиян, Известия АН Арм.ССР, серия физ-мат.наук **17**, 103(1964).
5. В.М.Болотовский, Г.В.Воскресенский, УФН **88**, 209(1966).
6. М.Л.Тер-Микаелян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, Ереван, 1969.
7. А.Р.Potylitsin, *Transition Radiation and Diffraction Radiation. Similarities and Differences*. NIM B, 1998 (to be published).
8. В.П.Шестопапов, *Дифракционная электроника*, Харьков, 1976.
9. Y.Shibata, S.Hasebe, K.Ishiki et al., Phys. Rev. **E52**, 6787(1995).
10. D.W.Rule, R.B.Fiorito, and W.D.Kimura, *Non interceptive Beam Diagnostics Based on Diffraction Radiation* (to be published in the Proc. of the 7th Beam Instrumentation Workshop, Argone IL, 1996).
11. M.Castellano, Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. **A394**, 275 (1997).
12. X.K.Maruyama, M.J.Hellstrom, C.B.Reid et al., NIM **B79**, 788 (1993).
13. R.B.Fiorito, D.W.Rule et al., Phys. Rev. **E51**, 2759(1995).