

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУГРАННОМ УГЛЕ

А. В. Серов\*

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 октября 2008 г.

В миллиметровом диапазоне длин волн измерены угловые распределения интенсивности переходного излучения, возбуждаемого сгустком релятивистских электронов в излучателе, выполненном в виде двугранного угла. Угол образован пересечением двух проводящих плоскостей. Источником заряженных частиц являлся микротрон с энергией электронов 7.4 МэВ. Изучалось влияние величины раствора двугранного угла излучателя, положения точки перехода электронов на поверхности угла и направления движения электронов на угловое распределение интенсивности излучения. Показано, что спектрально-угловые распределения интенсивности излучения в двугранном угле существенно отличаются от подобных распределений при пересечении частицей плоской проводящей поверхности. Обсуждаются возможности использования излучения для измерения энергии, пространственного положения и направления движения зарядов.

PACS: 41.60.-m, 52.70.Gw

## 1. ВВЕДЕНИЕ

За время, прошедшее после опубликования работы Гинзбурга и Франка [1], выполнено много теоретических и экспериментальных работ, посвященных переходному излучению [2]. Интерес к этому излучению объясняется, в первую очередь, его свойствами — спектром и пространственным распределением интенсивности, а также зависимостью спектра и углового распределения интенсивности от энергии и направления движения частицы. Эти свойства позволяют использовать излучение при решении различных задач.

Наиболее полно как теоретически, так и экспериментально исследован случай, когда излучение генерируется при пересечении релятивистской заряженной частицей плоской поверхности. Если частица вылетает перпендикулярно плоскости, то излучаемая энергия равна нулю по направлению движения частицы и максимальна под углом  $\theta_m \approx \gamma^{-1}$  к этому направлению, где  $\gamma$  — относительная энергия частицы. При дальнейшем увеличении угла  $\theta$  интенсив-

ность излучения плавно убывает. Вдоль поверхности проводника (т.е. под углом  $\theta \approx 90^\circ$ ) излучается энергия приблизительно в  $\gamma^2$  раз меньшая, чем под углом  $\theta_m \approx \gamma^{-1}$ . Потери энергии частицы на переходное излучение пропорциональны ее энергии. В этом отношении переходное излучение оказалось уникальным явлением. Такие свойства переходного излучения позволили создать детекторы, которые определяют не только факт прохождения частицы, но и ее энергию.

Изучение переходного излучения в тех случаях, когда излучатель имеет более сложные поверхности раздела, показало, что изменение формы границы добавляет новые особенности к свойствам переходного излучения и расширяет возможности его использования в различных приложениях [3–6]. В частности, переходное излучение фокусируется, если частица пролетает вдоль оси идеально проводящей поверхности, имеющей форму гиперboloида вращения [3], или пересекает тонкую линзу [4].

Переходное излучение частиц в двугранном угле также имеет некоторые особенности [5, 6]. При такой форме излучателя распределения интенсивности бо-

\*E-mail: serov@x4u.lebedev.ru

лее чувствительны к положению точки перехода на поверхности излучателя и к направлению движения частицы, чем в случае излучения, возбуждаемого при пересечении плоской поверхности. Изменение положения точки перехода в двугранном угле изменяет спектр излучения, наблюдаемого под заданным углом. Кроме того, уменьшение угла раствора излучателя приводит к увеличению интенсивности переходного излучения и к изменению направления, под которым излучается максимальная интенсивность.

В настоящей работе приведены результаты измерений углового распределения интенсивности переходного излучения в том случае, когда в качестве излучателя используется двугранный угол. Измерялись распределения интенсивности излучения при различных растворах двугранного угла и различных положениях излучателя относительно направления движения электронов.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Ось  $z$  направлена вдоль траектории частиц, а ось  $x$  лежит в горизонтальной плоскости и перпендикулярна направлению движения частиц. Для генерации излучения использовались электронные сгустки с энергией 7.4 МэВ, полученные с помощью микротрона. Электроны выводились из микротрона через фольгу на фланце  $F$ . За фланцем располагался излучатель  $U$ , выполненный в виде двугранного угла. Излучатель изготовлен из алюминиевой фольги, нанесенной на майларовую пленку. Фольга крепилась на прямоугольной рамке размером  $400 \times 300$  мм<sup>2</sup>, длинные стороны которой изгибались. При этом формировался двугранный угол, плоскости которого имели размеры  $200 \times 300$  мм<sup>2</sup>. Положение излучателя относительно выходного фланца микротрона и угол  $\alpha$  раствора излучателя можно было изменять. Излучение регистрировалось приемником  $D$ , содержа-

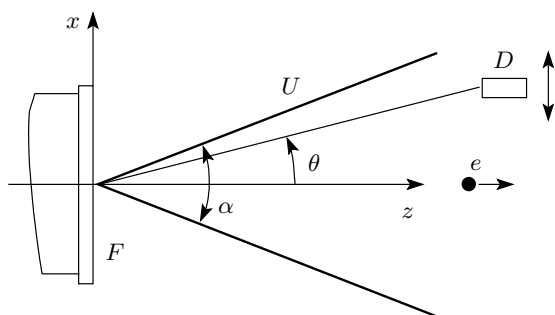


Рис. 1. Геометрия задачи

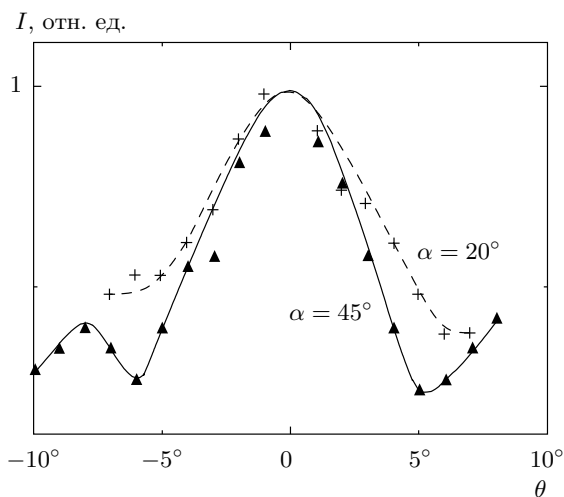
щим кремниевый точечный диод Д-407 и усилитель. Входное окно диода имеет размеры  $3 \times 7$  мм<sup>2</sup>. Приемник можно дистанционно перемещать в горизонтальной плоскости. Это позволяет измерять зависимости распределения интенсивности излучения  $I$  от угла наблюдения  $\theta$ .

Измерения проводились на длине волны примерно 8 мм. При падении на излучатель сгусток имел радиальный размер 10 мм, вертикальный размер 3 мм, длину 8 мм. Следует отметить, что при таких соотношениях между длиной волны и размерами сгустка основной вклад в мощность, излучаемую на длине волны 8 мм, вносит когерентная составляющая излучения. Поскольку грань излучателя пересекает не одна частица, а протяженный сгусток, частицы которого имеют разброс по энергии и по направлению движения, распределение результирующего излучения отличается от распределения излучения одиночного заряда. В рассматриваемом случае интерференция излучения частиц приводит к тому, что ширина углового распределения интенсивности меньше ширины распределения излучения одиночной частицы и в распределении интенсивности появляются дополнительные максимумы. При энергии 7.4 МэВ максимум излучения одиночной частицы наблюдается под углом  $\theta \approx 4^\circ$ .

## 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При генерации переходного излучения в излучателе в виде двугранного угла возможны два типа траектории частицы. В первом случае частица движется внутри двугранного угла, пересекает одну грань излучателя и возбуждает один импульс излучения. Во втором случае частица пересекает обе грани излучателя и возбуждает два импульса излучения, разделенные во времени. В зависимости от положения приемника в точке наблюдения импульсы излучения могут как усиливать, так и гасить друг друга.

При первом типе траектории было изучено влияние положения излучателя относительно траектории движения частицы на характеристики излучения. Были измерены угловые распределения интенсивности излучения при различных углах раствора  $\alpha$ . Положение излучателя и приемника излучения при этих измерениях показано на рис. 1. Ребро двугранного угла излучателя совпадает с осью  $y$ , а плоскости, образующие излучатель, были симметричны относительно оси  $z$ . Частицы двигаются вдоль биссектрисы двугранного угла. Углом наблюдения  $\theta$  яв-



**Рис. 2.** Угловое распределение интенсивности переходного излучения при различных углах раствора излучателя

ляется угол между биссектрисой и прямой, проведенной из начала координат в точку наблюдения. Положительное направление отсчета угла  $\theta$  показано на рис. 1. Приемник излучения перемещается параллельно оси  $x$ .

Измерения показали, что при значениях углов раствора  $\alpha \gg \theta_m$  (в нашем случае при углах  $180^\circ\text{--}40^\circ$ ) изменение  $\alpha$  слабо влияет на распределение интенсивности, а при углах, близких к  $2\theta_m$ , уменьшение  $\alpha$  приводит к заметному увеличению ширины углового распределения. Распределения, измеренные при углах раствора  $45^\circ$  и  $20^\circ$ , приведены на рис. 2. Видно, что при  $\alpha = 20^\circ$  спад интенсивности при увеличении угла наблюдения  $\theta$  более плавный, чем при  $\alpha = 45^\circ$ . Это свойство переходного излучения частицы в излучателях такого типа может быть использовано для повышения интенсивности, излучаемой под углами  $\theta \geq \theta_m$ .

Если частица влетает в излучатель не вдоль биссектрисы двугранного угла, а под некоторым углом  $\theta_i$  к ней, то угловое распределение интенсивности становится асимметричным. На рис. 3 показаны распределения для частиц, инжектируемых в угол с раствором  $\alpha = 45^\circ$ . В первом случае сгусток летит по биссектрисе,  $\theta_i = 0$  (рис. 3а), а во втором — под углом  $\theta_i = 12^\circ$  к биссектрисе (рис. 3б). Видно, что во втором случае распределение интенсивности асимметрично относительно биссектрисы двугранного угла. Измерения показали, что при малом угле инжекции ( $\theta_i \leq \theta_m$ ) разность между интенсивностями, излученными под углами  $\theta$  и  $-\theta$ , пропорциональна углу инжекции, т. е.  $I_\theta - I_{-\theta} \propto \theta_i$ . Поэтому, изме-

ря разность интенсивностей излучения под углами  $\pm\theta$  (например, вдоль плоскостей двугранного угла), можно определить направление скорости частицы. Равные величины интенсивности излучения вдоль граней двугранного угла будут наблюдаться в том случае, когда частица движется вдоль биссектрисы угла.

Следует отметить еще одно отличие переходного излучения частицы в двугранном угле от излучения при пересечении плоской поверхности. В последнем случае угловое распределение интенсивности слабо меняется при изменении положения точки, в которой частица пересекает границу раздела двух сред (точки перехода). Чтобы интенсивность излучения в точке наблюдения заметно изменилась, необходимо сместить точку перехода на расстояние примерно  $R/\gamma$ , где  $R$  — расстояние между точкой перехода и приемником. Во многих практических случаях приемники излучения располагаются на значительном расстоянии от точки перехода, поэтому малые смещения точки перехода не оказывают заметного влияния на угловое распределение интенсивности. При пересечении частицей излучателя в форме двугранного угла распределение более чувствительно к положению точки перехода на излучателе.

Были измерены угловые распределения интенсивности излучения при различных положениях точки инжекции пучка в двугранный угол. Схема расположения излучателя и приемника излучения относительно фланца  $F$  показана на вставке к рис. 4. Одна из граней угла располагалась параллельно оси  $z$  и была смещена вдоль оси  $x$  на расстояние  $x_u$  относительно траектории частиц. Раствор угла был равен  $\alpha = 45^\circ$ . На рис. 4 показаны угловые распределения при расстояниях  $x_u = 15$  мм и  $x_u = 25$  мм. Видно, что при увеличении смещения точки влета частиц в излучатель изменяются интенсивность излучения и число дополнительных максимумов в ее распределении. Из результатов экспериментов следует, что смещение положения точки перехода на расстояние, сравнимое с длиной волны, на которой регистрируется излучение, приводит к существенному изменению углового распределения интенсивности излучения.

Измерялись угловые распределения интенсивности излучения при втором типе траектории, когда сгусток последовательно пересекает обе грани излучателя. В этом случае пространственное распределение интенсивности излучения определяется интерференцией волн от двух источников. Один импульс излучения генерируется при вылете частиц из первой грани, а другой — при падении частиц на вторую грань излучателя. В зависимости от угла раствора

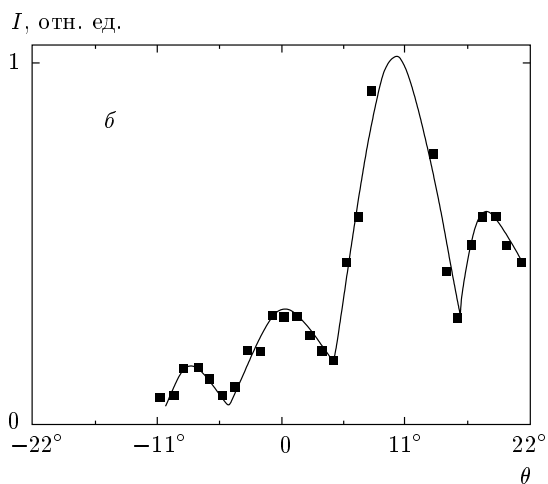
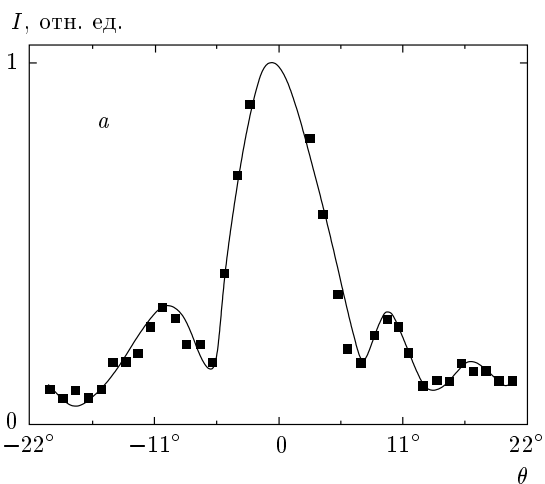


Рис. 3. Угловые распределения интенсивности излучения при инжекции частиц вдоль биссектрисы двугранного угла (а) и под углом  $\theta_i = 12^\circ$  к биссектрисе (б)

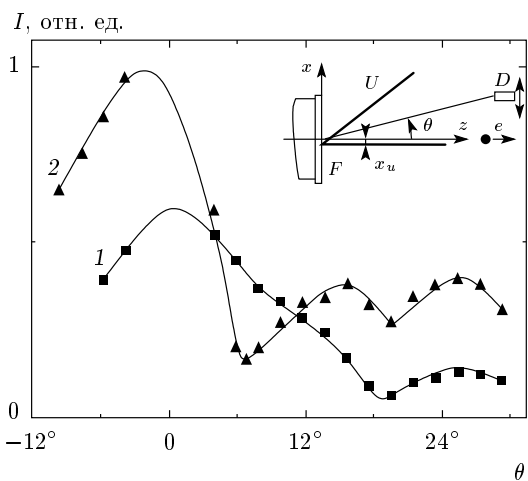


Рис. 4. Распределения интенсивности излучения при различном смещении траектории частиц относительно плоскости двугранного угла:  $x_u = 15$  мм (1);  $x_u = 25$  мм (2)

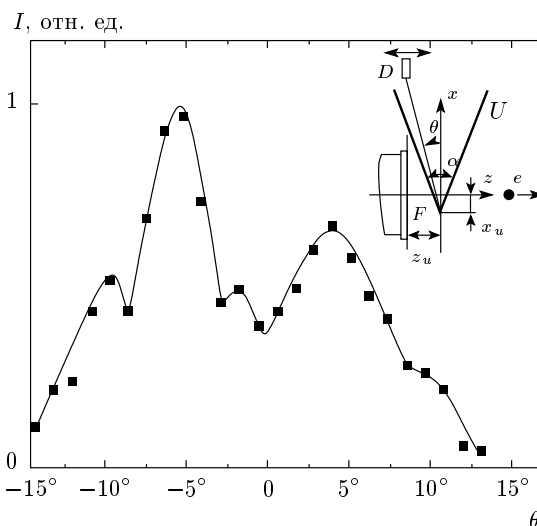


Рис. 5. Угловое распределение интенсивности излучения при пересечении частицами обеих плоскостей излучателя

излучателя, направления движения сгустка и угла наблюдения импульсы излучения могут либо усиливать, либо подавлять друг друга.

Схема эксперимента при этих измерениях показана на рис. 5. Ребро излучателя было смещено относительно точки выхода частиц из микротрона на расстояние  $x_u = 22$  мм и  $z_u = 50$  мм, а сам излучатель поворачивался на некоторый угол относительно направления движения частиц. На рисунке показан случай, когда биссектриса двугранного угла излучателя перпендикулярна оси  $z$ . Измерения про-

водились при генерации излучения в излучателе с углом раствора  $\alpha = 90^\circ$ . Угол наблюдения отсчитывался от биссектрисы двугранного угла излучателя. На рис. 5 показано угловое распределение интенсивности в случае, когда сгусток вылетал из первой грани под углом  $50^\circ$  к ее поверхности и падал на вторую грань под углом  $40^\circ$ . Видно, что интерференция излучения от граней излучателя подавляет излучение, направленное вдоль биссектрисы, и усиливает излучение под углами  $\pm 5^\circ$ . Из-за различия углов вылета из первой грани и падения на вторую грань пи-

ки в распределении имеют различную амплитуду. Эта особенность переходного излучения в двугранном угле может быть использована для определения направления движения частиц. В эксперименте угол между направлением движения частиц и биссектрицей двугранного угла был равен  $95^\circ$ , а амплитуды максимумов различались примерно на 40 %.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные измерения распределения интенсивности переходного излучения в двугранном угле. Излучение генерировалось релятивистским электронным пучком, пересекающим металлическую фольгу. Измерения проводились на длине волны  $\lambda = 8$  мм, соизмеримой с размерами сгустка. Эксперименты показали, что угловые распределения интенсивности переходного излучения в двугранном угле более чувствительны к изменению траектории частиц, чем угловые распределения интенсивности переходного излучения на плоской поверхности. Эта особенность переходного излучения в двугранном угле может

быть использована для повышения точности измерений параметров частиц.

Автор благодарен Б. М. Болотовскому за обсуждение полученных результатов и И. А. Мамонову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ **16**, 15 (1946).
2. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, Москва (1984).
3. М. И. Рязанов, И. С. Тилинин, ЖЭТФ **71**, 2078 (1976).
4. Б. М. Болотовский, А. В. Серов, Письма в ЖЭТФ **86**, 7 (2007).
5. M. I. Ryazanov and A. N. Safronov, *Laser Phys.* **6**, 708 (1996).
6. А. В. Серов, Б. М. Болотовский, ЖЭТФ **131**, 994 (2007).