

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ, ВЛЕТАЮЩИХ В ДВУГРАННЫЙ УГОЛ

*А. В. Кольцов**, *А. В. Серов***

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

Поступила в редакцию 1 июня 2011 г.

В миллиметровом диапазоне длин волн измерены угловые распределения интенсивности переходного излучения, возбуждаемого сгустком релятивистских электронов, влетающих в двугранный угол. Угол образован пересечением двух проводящих плоскостей. Источником электронов являлся микротрон с энергией частиц 7.4 МэВ. Изучалось влияние направления инжекции частиц и величины раствора двугранного угла на угловое распределение интенсивности излучения. Измерения показали существенное отличие характера распределения излучения, возбуждаемого зарядом, при влете в двугранный угол от распределения при вылете из угла. При влете в двугранный угол сравнительно небольшое изменение величины раствора может приводить к качественным изменениям углового распределения излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Особенности спектрально-угловых распределений переходного излучения на поверхностях раздела, имеющих форму двугранного угла, открывают новые возможности в традиционных применениях этого излучения. Некоторые свойства излучения в двугранном угле, образованном идеально проводящими плоскостями, рассмотрены в работах [1–4]. В работе [1] было рассмотрено переходное излучение заряженной частицы для случая, когда идеально проводящая поверхность образована двумя плоскостями, формирующими двугранный угол с раствором $\alpha = 90^\circ$. В работе [2] рассматривался более общий случай, когда плоскости пересекаются не только под прямым углом, а под углом $\alpha = \pi/m$, где m — целое число. Особенности переходного излучения в двугранном угле с произвольной величиной угла раствора ($0 < \alpha < 2\pi$) рассмотрены в работе [3].

Результаты экспериментального исследования переходного излучения релятивистских электронов, вылетающих из двугранного угла, представлены в работе [4]. В экспериментах были измерены

угловые распределения интенсивности излучения при различных углах раствора α и направлениях движения частиц φ_i после выхода из поверхности раздела, а также при различных положениях точки перехода на поверхности раздела. Эксперименты показали, что угловые распределения переходного излучения в двугранном угле более чувствительны к изменению траектории частиц, чем угловые распределения переходного излучения на плоской поверхности. Эта особенность излучения в двугранном угле может быть использована для повышения точности измерений параметров частиц.

Из теории переходного излучения в двугранном угле [5] следует, что для подавляющего большинства углов раствора α и направлений движения частиц φ_i угловые распределения интенсивности для влетающих и вылетающих частиц имеют существенные различия. Только при углах раствора $\alpha = \pi/m$, когда m — четное число, пространственные распределения интенсивности излучения влетающих $W_{in}(\varphi)$ и вылетающих $W_{out}(\varphi)$ частиц совпадают: $W_{in}(\varphi) = W_{out}(\varphi)$. Когда m — нечетное число, распределения интенсивности излучения влетающих и вылетающих частиц симметричны относительно плоскости, проходящей через ребро и биссектрису двугранного угла: $W_{in}(\varphi) = W_{out}(-\varphi)$.

*E-mail: koltsov@x4u.lebedev.ru

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

Характер углового распределения излучения релятивистских частиц, вылетающих из двугранного угла, определяется в основном их энергией γ . Излучение сосредоточено под малыми углами $\varphi \approx \gamma^{-1}$ к направлению скорости частицы.

Когда частица влетает в двугранный угол, при некоторых значениях α интенсивность излучения (при любых значениях энергии частиц γ) имеет максимальное значение вдоль плоскостей двугранного угла.

В настоящей работе приведены результаты измерений углового распределения интенсивности переходного излучения в том случае, когда частица влетает в двугранный угол. Измерения проводились при различных растворах двугранного угла и различных положениях радиатора относительно направления движения электронов. Проведено сравнение с измеренными угловыми распределениями излучения частиц, вылетающих из двугранного угла.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Ось z направлена вдоль траектории частиц, а ось x лежит в горизонтальной плоскости. Грани двугранного угла показаны на рисунке сплошной жирной линией, а биссектриса угла — штриховой. Для генерации излучения использовались электронные сгустки микротрона с энергией 7.4 МэВ. Электроны выводились из вакуумированного объема в атмосферу через алюминиевую фольгу толщиной 100 мкм на фланце микротрона. После вывода частицы пересекали радиатор, выполненный в виде двугран-

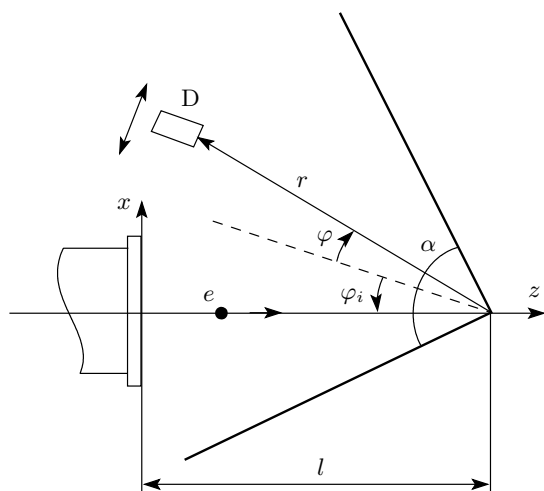


Рис. 1. Геометрия задачи

ного угла. Ребро двугранного угла располагалось на расстоянии $l \approx 240$ мм от фланца микротрона. Радиатор изготовлен из алюминиевой фольги толщиной 4 мкм, нанесенной на майларовую пленку. Фольга крепилась на прямоугольной рамке размером 480×300 мм, длинные стороны которой изгибались. При этом формировался двугранный угол, плоскости которого имели размеры 240×300 мм. Ребро двугранного угла было направлено параллельно оси y и пересекало траекторию частиц. Оставляя неподвижным ребро двугранного угла, но меняя положение граней угла относительно траектории электронов, можно было изменять направление инжекции пучка (угол φ_i). Излучение регистрировалось приемником D (кремниевый точечный диод Д-402), расположенным на расстоянии $r \approx 250$ мм от ребра. Входное окно диода имеет размеры 4×12 мм. Приемник дистанционно перемещался вдоль прямой, перпендикулярной биссектрисе двугранного угла. Это позволяло измерять угловое распределение интенсивности излучения $W(\varphi)$ в горизонтальной плоскости. Измерения проводились на длине волны, приблизительно равной 8 мм.

Электронный сгусток при пересечении радиатора имел радиальный размер, приблизительно равный 5 мм, вертикальный размер — 2 мм, длину — 6 мм. При таких соотношениях между длиной волны и размерами сгустка основной вклад в мощность, излучаемую на длине волны 8 мм, вносит когерентная составляющая излучения. Следует отметить, что в экспериментах приемник регистрировал излучение, генерируемое двумя источниками переходного излучения. Первый источник — область на фольге фланца, через которую электроны выводятся из микротрона. Излучение из этого источника попадало в приемник после отражения от граней угла. Второй источник — область, в которой пучок пересекал поверхность двугранного угла. Поэтому интерференция излучения, вызванная когерентным характером излучения и наличием двух источников излучения, приводила к дополнительным модуляциям в распределении интенсивности.

Строгий учет влияния когерентности переходного излучения на угловое распределение провести достаточно сложно. В силу специфики ускорения электронов в микротроне фактор когерентности излучения имеет очень резкую зависимость от размеров сгустка [6]. А сами размеры определяются многими параметрами режима ускорения (температурой катода, током эмиссии, напряженностью ускоряющего поля). В эксперименте достаточно просто можно было регистрировать только поперечные разме-

ры сгустка, а измерение фазовой протяженности, а также распределения частиц в сгустке является нетривиальной задачей и в данном эксперименте не проводилось.

Для оценки влияния излучения, возбуждаемого при выводе пучка из микротрона, на угловое распределение переходного излучения были проведены дополнительные расчеты. Как известно [2], переходное излучение в двугранных углах с раствором $\alpha = \pi/m$ может быть рассчитано методом зеркальных изображений. Согласно этому методу для описания поля, возбуждаемого зарядом в этом случае, все пространство делится m плоскостями на $2m$ двугранных углов. Все плоскости пересекаются по одной прямой и угол между соседними плоскостями равен α . Для того чтобы были выполнены граничные условия на всех плоскостях, нужно к исходному заряду e добавить $2m - 1$ фиктивных знакопередающих зарядов $\pm e$. Законы движения дополнительных зарядов должны быть такими, чтобы в любой момент времени все заряды располагались попарно симметрично относительно плоскостей. Вычисляя электромагнитные поля, возбуждаемые всеми зарядами в свободном пространстве, в той части пространства, которая соответствует двугранному углу, мы получим поля, возбуждаемые исходным зарядом, движущимся в двугранном угле с раствором α .

В нашем случае, когда в двугранном угле находился дополнительный источник излучения (область на фланце, через которую электроны выводятся из микротрона), рассчитывалось поле $2m$ зарядов, мгновенно стартующих в момент вылета реального заряда e из фланца микротрона и мгновенно останавливающихся в момент пересечения реальным зарядом ребра двугранного угла. Излучение заряда при таком характере движения рассматривалось в работе Тамма [7].

Были проведены измерения углового распределения интенсивности излучения для углов раствора $\alpha = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$. Измерения выполнялись при различных углах инжекции φ_i . Результаты измерений сравнивались с расчетами.

В первых двух случаях, когда раствор угла был равен $\alpha = \pi/m$ ($\alpha = \pi/3$ в первом случае и $\alpha = \pi/2$ — во втором), расчет угловых распределений интенсивности был выполнен методом зеркальных изображений. Определялось угловое распределение поля, являющегося результатом интерференции излучения двух источников: фланца микротрона и двугранного угла.

Для всех условий эксперимента также рассчитывались распределения интенсивности излучения от

двугранного угла на бесконечном расстоянии от ребра. При этом не учитывалось излучение из фланца микротрона. Результаты расчетов также сравнивались с экспериментальными измерениями.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 2а точками показаны результаты измерения углового распределения интенсивности переходного излучения сгустка, влетающего в двугранный угол с раствором $\alpha = \pi/3$. Частицы инжектировались под углом $\varphi_i = -0.34$. Сплошной кривой на этом рисунке представлена зависимость $W_{in}(\varphi)$, рассчитанная с помощью выражений, полученных в

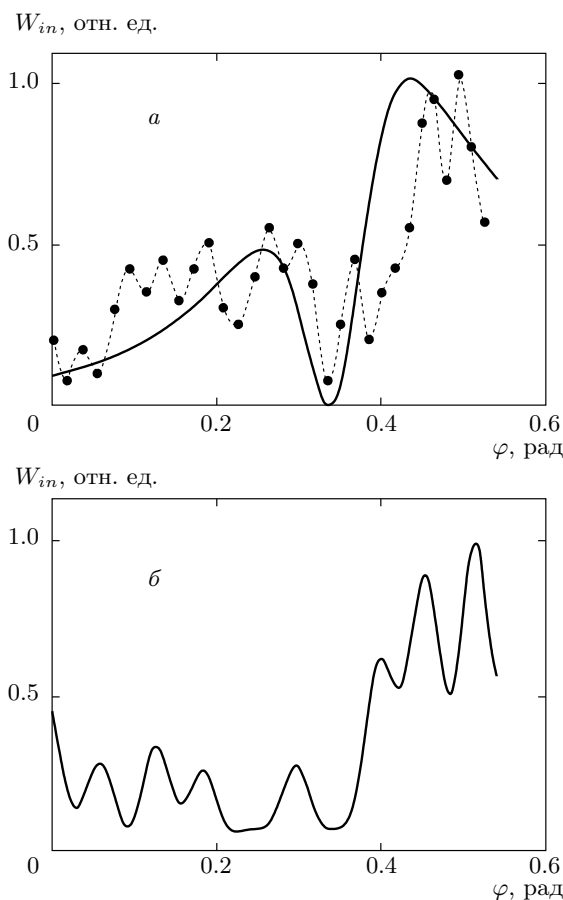


Рис. 2. Угловые распределения интенсивности переходного излучения сгустка, влетающего в двугранный угол с раствором $\alpha = \pi/3$. а) Точки — экспериментальные результаты, сплошная кривая — результаты расчета, не учитывающего переходное излучение при вылете электронов из фланца; б) результаты расчета, при котором учитывается конечность расстояний между источником излучения и приемником. $\varphi_i = -0.34$

работе [5]. При расчете пренебрегалось излучением, возбуждаемым частицей при выводе из микротрона, и предполагалось, что точка наблюдения находится на бесконечном расстоянии от точки пересечения частицей ребра двугранного угла. Сравнение показывает, что результаты эксперимента находятся в качественном согласии с результатами расчета. При измерении и при расчете минимум излучения наблюдается под углом $\varphi = 0.34$, распределение асимметрично и имеет два максимума, максимум при $\varphi \approx 0.5$ имеет большую величину, чем при $\varphi \approx 0.25$.

Были проведены расчеты углового распределения $W_{in}(\varphi)$, учитывающие переходное излучение из фланца микротрона и конечность расстояния между излучателями и приемником. Расчеты проводились методом изображений. Полученное распределение показано на рис. 2б. Из рисунка следует, что интерференция излучений двух источников приводит к модуляциям интенсивности в угловом распределении. Периоды модуляций интенсивности при измерениях и при расчете приблизительно равны.

Угловые распределения интенсивности в двугранном угле $\alpha = \pi/2$ показано на рис. 3. Частицы инжектировались под углом $\varphi_i = -0.57$. Так же, как и в случае с углом $\alpha = \pi/3$, были проведены расчеты распределений двумя методами. При первом методе расчета не учитывалось излучение пучка на фланце микротрона и предполагалось, что приемник находится бесконечно далеко от источника (сплошная кривая на рис. 3а), во втором — использовался метод изображений (кривая на рис. 3б). И в этом случае можно говорить о качественном согласии измерений и расчетов. Интенсивность излучения в диапазоне углов $0 < \varphi_i < 0.78$ плавно уменьшается, а модуляция интенсивности вызвана интерференцией излучения из фланца микротрона и излучения из двугранного угла.

Сравнивая пространственные распределения интенсивности при $\alpha = \pi/3$ и $\alpha = \pi/2$, отметим следующую особенность. В обоих случаях углы инжекции частиц φ_i отрицательны. Но в случае $\alpha = \pi/3$ максимум переходного излучения наблюдается в области положительных углов. Эта особенность также согласуется с теорией переходного излучения в двугранном угле. Из теории следует, что при углах раствора $\alpha = \pi/m$, когда m — нечетное число, излучение влетающей частицы сосредоточено вблизи траектории заряда-изображения, а не траектории реального заряда. Только в том случае, когда заряд вылетает из двугранного угла, излучение происходит под малыми углами к траектории реального заряда для любых углов инжекции.

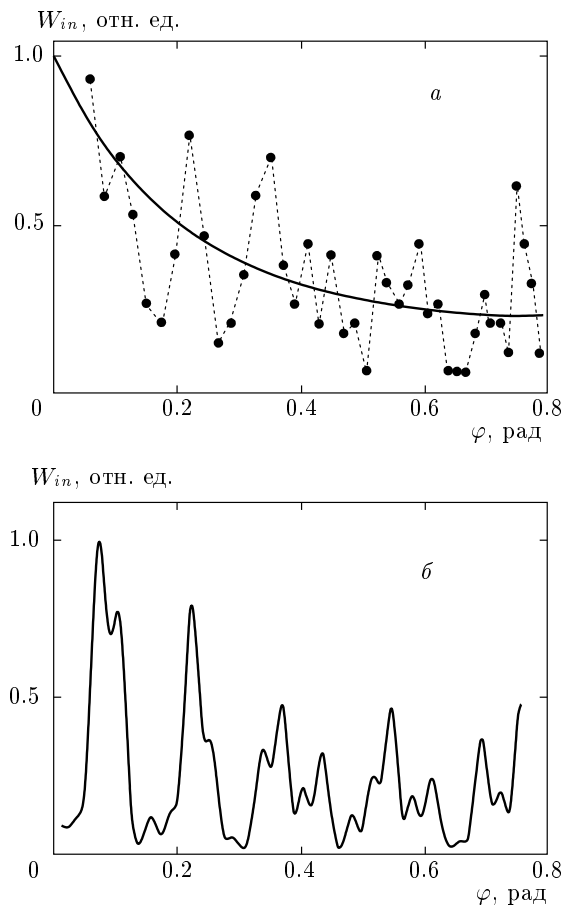


Рис. 3. Угловые распределения интенсивности переходного излучения сгустка, влетающего в двугранный угол с раствором $\alpha = \pi/2$. а) Точки — экспериментальные результаты, сплошная кривая — результаты расчета, не учитывающего переходное излучение при вылете электронов из фланца; б) результаты расчета, при котором учитывается конечность расстояний между источником излучения и приемником. $\varphi_i = -0.57$

Результаты измерений угловых распределений интенсивности в двугранном угле раствором $\alpha = \pi/1.5$ представлены на рис. 4. Измерения проводились при различных углах инжекции φ_i . Точками показаны измеренные интенсивности, сплошными кривыми — расчетные зависимости $W_{in}(\varphi)$.

Как видно на рисунках, увеличение угла инжекции приводит к уменьшению угла φ_{max} , под которым интенсивность излучения максимальна. Экспериментальные результаты согласуются с теорией, согласно которой частицы, влетающие в двугранный угол $\alpha = \pi/(m + 1/2)$ под любым направлением инжекции φ_i , возбуждают излучение с угловым распределением интенсивности, симметричным относительно биссектрисы двугранного угла. Поэто-

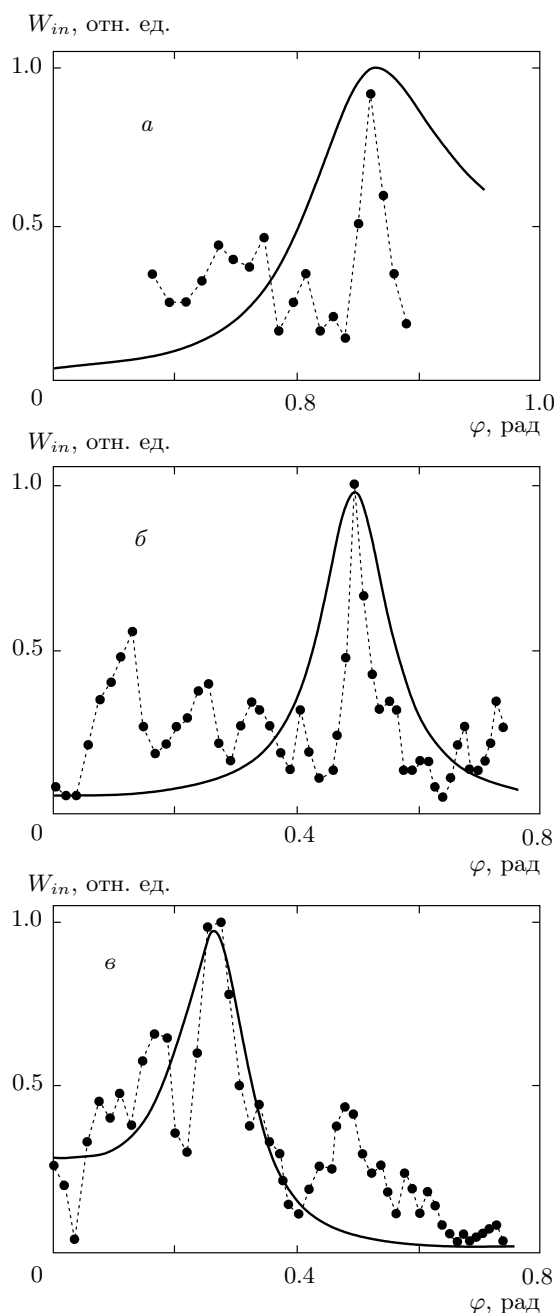


Рис. 4. Распределения интенсивности излучения сгустка, влетающего в двугранный угол с раствором $\alpha = \pi/1.5$. $\varphi_i = 0$ (а), -0.66 (б), -0.82 (в). Точки — результаты эксперимента, сплошные кривые — результаты расчета, не учитывающего переходное излучение при вылете электронов из фланца

му, если траекторию заряда приближать к грани угла ($\varphi_i \rightarrow \pm\alpha/2$), излучение будет концентрироваться около биссектрисы ($\varphi_{max} \rightarrow 0$). Когда траектория влетающего заряда совпадает с биссектри-

сой ($\varphi_i = 0$), интенсивность излучения имеет максимальное значение вдоль плоскостей двугранного угла ($\varphi_{max} = \pm\alpha/2$).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные измерения углового распределения интенсивности переходного излучения, возбужденного сгустками электронов, влетающих в двугранный угол. Измерения проводились на длине волны $\lambda = 8$ мм, соизмеримой с размерами сгустка. Эксперименты показали, что угловые распределения излучения частиц, влетающих в двугранный угол и вылетающих из него, имеют принципиальные различия.

В отличие от распределения переходного излучения вылетающих частиц, которое определяется энергией частиц γ и сосредоточено под малыми углами $\varphi \approx \gamma^{-1}$ к вектору скорости, распределение излучения влетающих частиц определяется углом раствора α , даже при $\alpha \gg \gamma^{-1}$.

Когда частица влетает вдоль биссектрисы в угол с раствором $\alpha = \pi/(m + 1/2)$, интенсивность излучения имеет максимальное значение вдоль плоскостей двугранного угла $\varphi_{max} = \pm\alpha/2$ при любом значении энергии γ .

Авторы благодарны Б. М. Болотовскому за обсуждение работы, Г. Г. Субботину и С. А. Ралко за помощь при проведении экспериментов, В. А. Панфилову (ИСАН) за любезно предоставленные для экспериментов диоды Д-402.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-01481).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Ryazanov and A. N. Safronov, Laser Phys. **6**, 708 (1996).
2. А. В. Серов, Б. М. Болотовский, ЖЭТФ **131**, 994 (2007).
3. А. И. Кольцов, А. В. Серов, ЖЭТФ **136**, 44 (2009).
4. А. В. Серов, ЖЭТФ **135**, 678 (2009).
5. А. И. Кольцов, А. В. Серов, ЖЭТФ **140**, 662 (2011).
6. С. В. Левонян, А. В. Серов, Кратк. сообщ. по физике № 10, 38 (1987).
7. И. Е. Тамм, J. Phys. USSR **1**, 439 (1939).