

ОСОБЕННОСТИ КОГЕРЕНТНОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА, УСКОРЕННОГО В МИКРОТРОНЕ

А. В. Серов, С. В. Левонян, Б. М. Болотовский*

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 мая 2001 г.

Экспериментально измерено угловое распределение излучения, возбуждаемого релятивистскими сгустками, пересекающими металлическую фольгу. Измерения проводились под углами много большими характерного угла γ^{-1} . Эксперименты показали, что излучение под большими углами имеет ярко выраженный максимум и асимметричное угловое распределение. Численные расчеты переходного излучения сгустка ускоренного в микротроне согласуются с результатами экспериментов.

PACS: 41.60.-m, 52.70.Gm

1. ВВЕДЕНИЕ

Простейший тип переходного излучения, генерируемого релятивистской частицей, вылетающей из проводника перпендикулярно его поверхности, исследован достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально [1, 2]. Как известно, энергия, излучаемая частицей, равна нулю по направлению скорости частицы и максимальна под углом $\theta_m \approx \gamma^{-1}$ к направлению скорости (γ — относительная энергия частицы). При дальнейшем увеличении угла θ интенсивность излучения плавно уменьшается. Вдоль поверхности проводника (т. е. под углом $\theta \approx 90^\circ$) излучается мощность приблизительно в γ^2 раз меньше, чем в направлении $\theta_m \approx \gamma^{-1}$.

Если границу раздела пересекает протяженный сгусток заряженных частиц, то переходное излучение сгустка является результатом интерференции излучения большого числа частиц и может сильно отличаться от излучения одиночного заряда. Это отличие становится особенно заметным, когда излучение регистрируется на длине волны, соизмеримой с размером сгустка. В связи с этим отметим, что переходное излучение от сгустков, имеющих конечные размеры, рассматривалось теоретически в ряде работ (см. монографию [2]). Как правило, авторов интересовали условия, при которых излучение сгустка, содержащего N частиц, было бы таким же, как

излучение точечной частицы с зарядом величиной eN . Такие рассуждения приводили к определенным требованиям на размеры сгустков. Для практики представляет интерес и другая задача: как размеры сгустка и распределение частиц в сгустке влияют на угловое или спектральное распределение переходного излучения. При этом максимальная когерентность излучения может и не достигаться в том смысле, что интенсивность излучения сгустка не будет превышать в N^2 раз интенсивность излучения отдельной частицы.

В данной работе приведены результаты экспериментальных измерений пространственного распределения интенсивности излучения, возникающего при пересечении металлической фольги сгустком частиц, ускоренных в микротроне. Оказалось, что возникающее излучение имеет свойства как переходного излучения, так и излучения Вавилова–Черенкова.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Источником электронов являлся микротрон, работающий на первом типе ускорения. Частицы имели энергию 7.4 МэВ, ускоренный ток составлял 40 мА в импульсе длительностью 4 мкс. Электроны выводились из микротрона при помо-

*E-mail: serov@sgi.lpi.msk.su

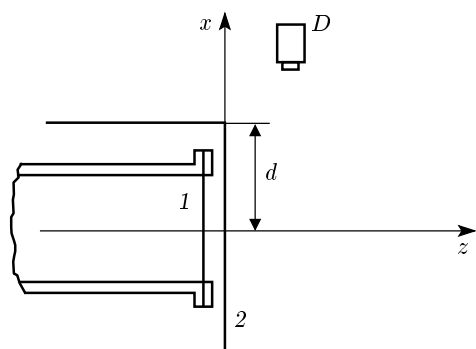


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

щи магнитного канала, внутренний диаметр которого был равен 8 мм. Затем пучок проходил пролетное пространство длиной 1.5 м и выводился в атмосферу через фольгу 1 толщиной 100 мкм, расположенную на фланце микротрона. Выведенный пучок при дальнейшем движении пересекал фольгу 2. Излучение, генерируемое сгустком при пересечении второй фольги, регистрировалось приемником *D*. В качестве приемника излучения использовался кремниевый точечный диод Д404. Диод имеет несколько полос чувствительности в диапазоне длин волн 6–12 мм. Приемник располагался в плоскости орбиты микротрона (в плоскости *xz* на рис. 1) на различных расстояниях от оси пучка и перемещался параллельно этой оси.

Размеры второй фольги и ее положение относительно пучка можно было изменять. В данном эксперименте использовалась медная фольга толщиной 100 мкм, длиной 300 мм и высотой 200 мм. Для защиты приемника *D* от излучения, генерируемого пучком на фольге 1, вторая фольга изгибалась под прямым углом и располагалась перед фланцем, как показано на рис. 1. Расстояние *d* от оси пучка до изгиба фольги составляло 85 мм.

В данном эксперименте относительная энергия составляла $\gamma \approx 15$ и угол, под которым интенсивность переходного излучения максимальна, был равен

$$\theta_m = \gamma^{-1} \approx 3.5^\circ.$$

Углы θ , под которыми регистрировалось излучение, были много больше θ_m и лежали в диапазоне 45° – 90° . Согласно теории [2], интенсивность излучения пропорциональна

$$\frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2},$$

где $\beta = v/c$ — отношение скорости заряда *v* к ско-

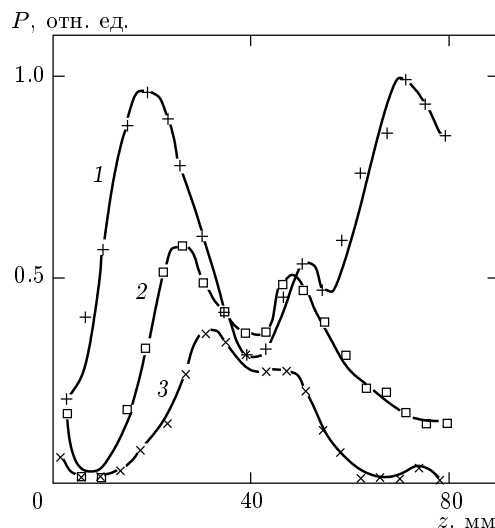


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения *P* от продольной координаты *z*; $\gamma = 15$, $\lambda \approx 8$ мм, $x = 95$ мм (прямые кресты, кривая 1), $x = 135$ мм (квадраты, кривая 2), $x = 165$ мм (косые кресты, кривая 3)

рости света *c*. Поэтому интенсивность излучения одиночной релятивистской частицы при изменении угла от 45° до 90° плавно убывает и уменьшается в два раза.

На рис. 2 приведены экспериментально измеренные зависимости интенсивности излучения от продольной координаты датчика *z*. Кривые относятся к различным значениям поперечной координаты датчика *x*. Измерения проводились на длине волны $\lambda \approx 8$ мм, соизмеримой с размерами сгустка. Из рисунка видно, что распределение сильно отличается от того, которое дает теория переходного излучения одиночного заряда. В эксперименте переходное излучение сгустка имеет резкие максимумы под большими углами. Например, как видно из кривой 1, ярко выраженный максимум достигается при $z \approx 20$ мм и $x = 95$ мм, что соответствует углу излучения $\theta \approx 70^\circ$.

Измерения показали, что имеется еще одно существенное отличие переходного излучения сгустка от излучения электрона, а именно: угловое распределение интенсивности излучения под большими углами асимметрично относительно оси *z*. Если при заданном значении *z* выбрать две точки, у которых координаты *x* равны по величине и противоположны по знаку, то интенсивности излучения в этих двух точках различаются. В экспериментах при одной и той же величине *z* интенсивность излучения в область *c*

положительными значениями поперечной координаты датчика x была больше (в 5–8 раз), чем в область с отрицательными x .

Причина отличия измеренного углового распределения от предсказываемого теорией заключается в когерентном характере излучения. В эксперименте датчик регистрирует излучение не отдельного электрона, а результат интерференции волн, излученных электронами сгустка. Эта интерференция приводит к тому, что угловые распределения переходного излучения для сгустка и для отдельного электрона так сильно различаются. При этом определяющим фактором, влияющим на угловое распределение, является взаимное расположение излучающих частиц.

Для объяснения экспериментальных результатов были проведены численные расчеты распределения зарядов в сгустке, ускоренном в микротроне, и углового распределения переходного излучения, генерируемого этим сгустком.

3. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Традиционно при описании движения частиц в микротроне широко используются разработанные для этой цели численные методы расчета [3]. Экспериментальные исследования режимов ускорения в микротроне показали, что эти расчеты достаточно точно описывают процесс захвата электронов и формирование сгустков. Как известно [4], работа микротрона зависит от ряда параметров: размера и формы ускоряющего резонатора, положения эмиттера, амплитуд ускоряющего высокочастотного поля и ведущего магнитного поля. Поэтому при численном расчете необходимо учитывать геометрические размеры резонатора и режим работы конкретного микротрона.

Резонатор микротрона, на котором проводились эксперименты, имеет некоторые особенности, влияющие на распределение ускоренных частиц. Размеры резонатора таковы, что в нем ускоряемым током возбуждается паразитная высокочастотная мода E_{011} . Возбуждение моды E_{011} приводит к увеличению коэффициента захвата и, за счет фокусирующего действия наведенной моды, к изменению размеров сгустка. Результаты расчетов динамики частиц в этом микротроне приведены в работе [5].

На рис. 3 показано пространственное распределение частиц сгустка перед пересечением фольги. Распределение получено из численных расчетов динамики электронов в режиме ускорения, который

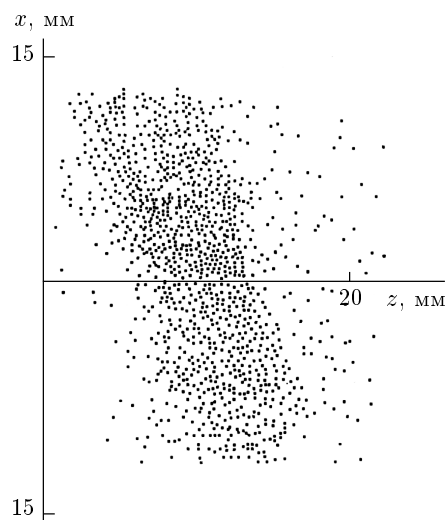


Рис. 3. Пространственное распределение частиц сгустка перед прохождением через фольгу

был использован в эксперименте. Из рисунка видно, что сгусток имеет довольно резкие границы. В поперечном направлении границы определяются диаметром выводного канала и длиной пролетного пространства, а в продольном — особенностями фазового движения частиц в микротроне. При данном режиме работы микротрона сгустки перед фольгой имели продольный размер ≈ 9 мм, горизонтальный и вертикальный размеры соответственно ≈ 28 мм и ≈ 4 мм.

На основании полученного из расчетов пространственного распределения частиц вычислялось переходное излучение сгустка. Из теории известно, что если заряженная частица пересекает плоскую границу металла и вылетает в вакуум, то поле излучения на заданной частоте ω описывается выражением

$$E_\omega = \frac{q}{\pi c R} \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \exp(i \frac{\omega}{c} R - i \omega t_i), \quad (1)$$

где q — величина заряда, R — расстояние от точки перехода до точки наблюдения, t_i — время выхода частицы из металла. Поле излучения сгустка равно сумме полей генерируемых отдельными частицами.

Были выполнены расчеты зависимости интенсивности переходного излучения $P_\omega \sim E_\omega^2$ от продольной координаты z при заданном значении x . Вычисления проводились для различных длин волн. На рис. 4 приведены результаты расчетов. Рисунок 4а относится к случаю, когда длина волны $\lambda = 8$ мм. Именно на данной длине волны были проведены измерения интенсивности излучения P как функции

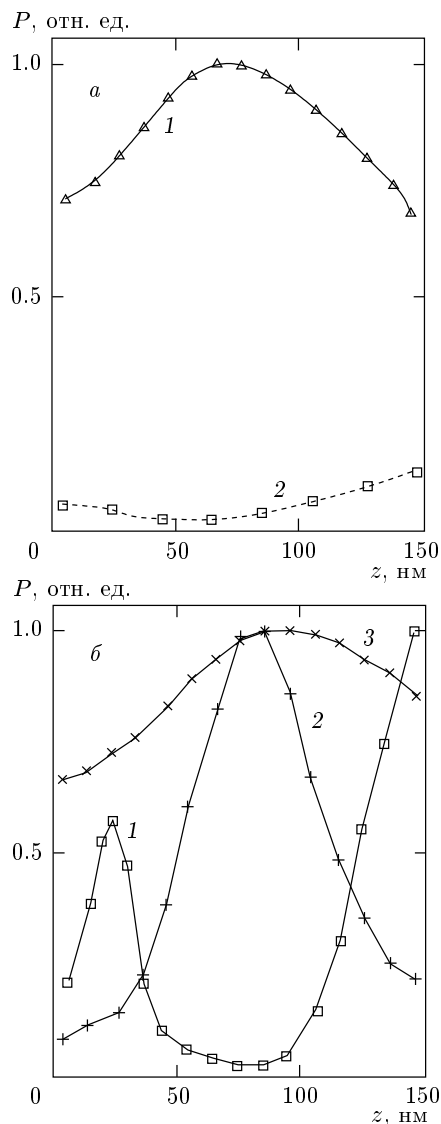


Рис. 4. Зависимость интенсивности излучения P от продольной координаты z : $a - \lambda = 8$ мм, $x = 95$ (1), -95 (2) мм; $b - x = 95$ мм, $\lambda = 1$ (1), 4 (2), 12 (3) мм

продольной координаты z (см. рис. 2, кривая 1). Видно, что результаты расчетов качественно согласуются с экспериментом: при $x = 95$ мм зависимость $P_\omega(z)$ имеет выраженный максимум и амплитуду во много раз большую, чем при $x = -95$ мм. Однако количественно результаты расчета и эксперимента несколько различаются: из расчетов максимум излучения приходится на угол $\theta \approx 60^\circ$, в то время как в эксперименте этот угол составляет $\theta \approx 70^\circ$. Различие, по-видимому, можно объяснить тем обстоятельством, что при расчете движения электронов

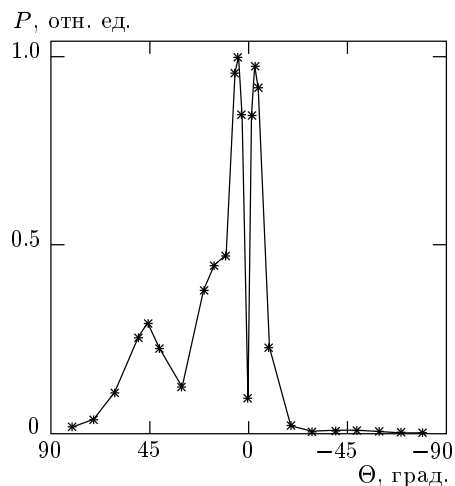


Рис. 5. Угловое распределение интенсивности излучения; $\lambda = 8$ мм, $R = 100$ мм

не учитываются некоторые факторы, влияющие на пространственное распределение электронов в сгустке. В то же время даже малые изменения в пространственном распределении частиц сгустка могут оказывать существенное влияние на характеристики излучения.

На рис. 4б представлены зависимости $P_\omega(z)$ для различных длин волн. Все кривые нормированы на максимальную интенсивность данной длины волны в интервале изменения z от нуля до 150 мм. Из рисунка следует, что в широком диапазоне длин волн излучение под большими углами имеет максимум.

На рис. 5 приведена угловая зависимость интенсивности излучения $P_\omega(\theta)$ в плоскости xz . При этих расчетах расстояние от точки перехода сгустка до приемника излучения принималось равным 100 мм. Из рисунка следует, что переходное излучение сгустка под большими углами к направлению движения частиц резко асимметрично. Излучение, кроме максимумов под углами $\theta = \pm 1/\gamma$, имеет максимум излучения под углом $\theta \approx 60^\circ$.

Для объяснения полученных результатов важное значение имеет тот факт, что фронт сгустка наклонен по отношению к скорости, т. е. нормаль к фронту не совпадает с вектором скорости. Угол между ними составляет около 10° . Поэтому разные участки фронта пересекают фольгу в различные моменты времени. Причем линия пересечения перемещается по фольге со скоростью, превышающей скорость света. Таким образом, размеры той области фольги, из которой выходит переходное излучение, со временем меняется. Нетрудно показать, что граница из-

лучающей области движется со сверхсветовой скоростью. Сверхсветовое движение границы приводит к тому, что результирующее излучение имеет как свойства переходного излучения, так и излучения Вавилова–Черенкова. При этом дело обстоит так, как если бы источник переходного излучения двигался по нормали к фольге, а источник излучения Вавилова–Черенкова двигался в плоскости фольги. Следует иметь в виду, что каждая отдельная частица сгустка, пересекая фольгу, дает только переходное излучение, но источник переходного излучения перемещается вдоль поверхности раздела со сверхсветовой скоростью. В результате интерференции волн, излученных отдельными частицами, появляется направленность, характерная для излучения Вавилова–Черенкова.

При сравнении экспериментальных результатов с классическим излучением Вавилова–Черенкова нужно принимать во внимание условия эксперимента. Если бы длина пути L сверхсветового источника вдоль поверхности раздела была достаточно большой, излучение имело бы узкую диаграмму направленности, характерную для традиционных источников черенковского излучения. В нашем эксперименте путь L сверхсветового источника вдоль фольги имеет протяженность порядка нескольких длин волн (3–4). В этом случае угловое распределение излучения Вавилова–Черенкова имеет ширину $\Delta\theta$, величина которой приближенно описывается формулой

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{2L} \sin \theta_0 \cos \theta_0, \quad (2)$$

где θ_0 — черенковский угол.

Кроме того, следует иметь в виду, что скорость возникающего в описанных экспериментах сверхсветового источника не является постоянной, поскольку и границы сгустка не являются плоскими, и его плотность не является однородной. Эти причины также приводят к увеличению угловой ширины. Уменьшение угловой ширины с уменьшением длины волны видно на графиках углового распределения, изображенных на рис. 4.

Следует отметить, что такие особенности когерентного излучения могут наблюдаться в экспериментах с релятивистскими пучками, полученными на большинстве линейных ускорителей. Максимумы излучения под большими углами будут наиболее ярко выражены в случаях, когда

поперечный размер сгустка больше его продольного размера, как, например, на ускорителе лаборатории ядерной физики Тохоку Университета, города Сендай, Япония [6].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные измерения распределения интенсивности переходного излучения, генерируемого электронным сгустком, ускоренным в микротроне. Измерения проводились на длине волны $\lambda = 8$ мм, соизмеримой с размером сгустка, под углами много больше $\theta_m = 1/\gamma$. Показано, что когерентное излучение сгустка имеет максимум под углом $\theta \approx 70^\circ \gg \theta_m$ и асимметричное угловое распределение интенсивности.

Выполнен численный расчет движения электронов в микротроне и получено пространственное распределение частиц в сгустке, пересекающем металлическую фольгу. На основании данных о распределении частиц вычислялась угловая зависимость интенсивности когерентного переходного излучения. Результаты расчетов качественно согласуются с результатами экспериментальных измерений.

Авторы благодарны Б. С. Думешу (ИСАН), любезно предоставившему нам диоды Д404. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 99-02-18183 и 00-02-17381).

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. С. П. Капица, В. Н. Мелехин, И. Г. Крутикова, Г. П. Прудковский, ЖЭТФ **41**, 376 (1961).
4. С. П. Капица, В. Н. Мелехин, *Микротрон*, Наука, Москва (1969).
5. К. А. Беловинцев, С. В. Левонян, А. В. Серов, ЖТФ **51**, 752 (1981).
6. T. Takahashi, Y. Shibata, R. Ishi, M. Ikezawa, M. Oyamada, and Y. Kondo, Phys. Rev. E **50**, 4041 (2001).