Письма в ЖЭТФ, том 76, вып. 6, с. 397 – 400 © 2002 г. 25 сентября

Когерентное дифракционное излучение пучка электронов микротрона 6 МэВ

А. Н. Алейник, А. С. Арышев, Б. Н. Калинин, Г. А. Науменко[1], А. П. Потылицын, Г. А. Саруев, А. Ф. Шарафутдинов, О. Ю. Малаховский+, Е. А. Монастырев+

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

+Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 19 августа 2002 г.

PACS: 41.60.−m, 41.85.Qg

После эксперимента [1], авторы которого наблюдали когерентное дифракционное излучение (КДИ) банчированного пучка электронов ускорителя KURRY (энергия $E = 150$ МэВ, средний ток $\langle I \rangle = 10$ нА, длина сгустка (банча) $l = 1$ мм, число электронов в банче $N_e = 1.8 \cdot 10^8$), интерес к этому типу излучения заметно возрос. Это связано, во-первых, с возможностью создания интенсивного источника излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн и, во-вторых, с возможностью невозмущающего определения длины электронного банча в создаваемых электрон-позитронных коллайдерах и лазерах на свободных электронах при измерении спектрального состава КДИ [2 – 4]. Однако, как отмечалось в статьях [5, 6], известная "одночастичная" модель дифракционного излучения (ДИ) [7], описывающая характеристики ДИ при пролете релятивистской частицы вблизи полубесконечной идеально проводящей полуплоскости (см. также обзор [8]), должна быть модифицирована в случае, когда поперечный размер мишени a (в направлении, перпендикулярном траектории электрона) соизмерим с характерным параметром $\gamma\lambda/2\pi$ (γ – лоренц-фактор частицы, λ – длина волны излучения). Поэтому сопоставление оценок по теоретической модели [7] с экспериментальными данными для случая $a \le \gamma\lambda/2\pi$ представляет несомненный интерес.

Мы провели эксперимент по генерации ДИ на пучке Томского микротрона с энергией $E = 6.1$ МэВ ($\gamma = 12$). Основные характеристики микротрона приведены ниже:

Энергия ускоренных электронов:	6.1 Мэв
Длительность макроимпульса:	2–6 мкс
Частота следования макроимпульсов:	1–10 Гц
Амплитуда тока в макроимпульсе:	40 мА
Длительность микроимпульса:	17–20 пс
Длина микроимпульса:	0.6 см
Число микроимпульсов в макроимпульсе	10^4
Амплитуда тока в микроимпульсе:	0.6 А
Средний ток микротрона (при Гц):	2.4 мкА
Немоноэнергетичность пучка:	0.5%
Размеры пучка на выходе из микротрона:	4×2 мм
Расходимость:	
по горизонтали	$15 \cdot 10^{-3}$ рад
по вертикали	$5 \cdot 10^{-3}$ рад

Схема эксперимента показана на рис.1. Детектор электромагнитного излучения располагался под углом $\theta_D = 90^\circ$ относительно электронного пучка. Мишень представляла собой алюминиевую пластинку размером $50 \times 50 \times 1$ мм^3 и размещалась в гониометре G, который позволял изменять "импакт-параметр" h (кратчайшее расстояние между краем мишени и осью электронного пучка) и угол наклона ψ относительно пучка (см. рис.1). Система квадрупольных линз обеспечивает такую фокусировку пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях, что пучок в месте прохождения через мишень имеет размер порядка $\Delta_v \times \Delta_h = 4 \times 1$ мм. Он измерялся при помощи люминесцентного экрана и проволочного сканера. Ток пучка измерялся индукционным датчиком.

Для проверки оптического тракта и оценки расходимости электронного пучка была измерена ориентационная зависимость выхода оптического переходного излучения. В этих измерениях в качестве детектора использовался фотоумножитель ФЭУ-110 (с областью чувствительности фотокатода $\lambda = 350 \div 850$ нм). Полученная зависимость хорошо описывается теорией для расходимости пучка $\Delta\theta = 3.5$ мрад [9], причем центр симметрии измеренного распределения соот-

[1] e-mail: naumenko@npi.tpu.ru

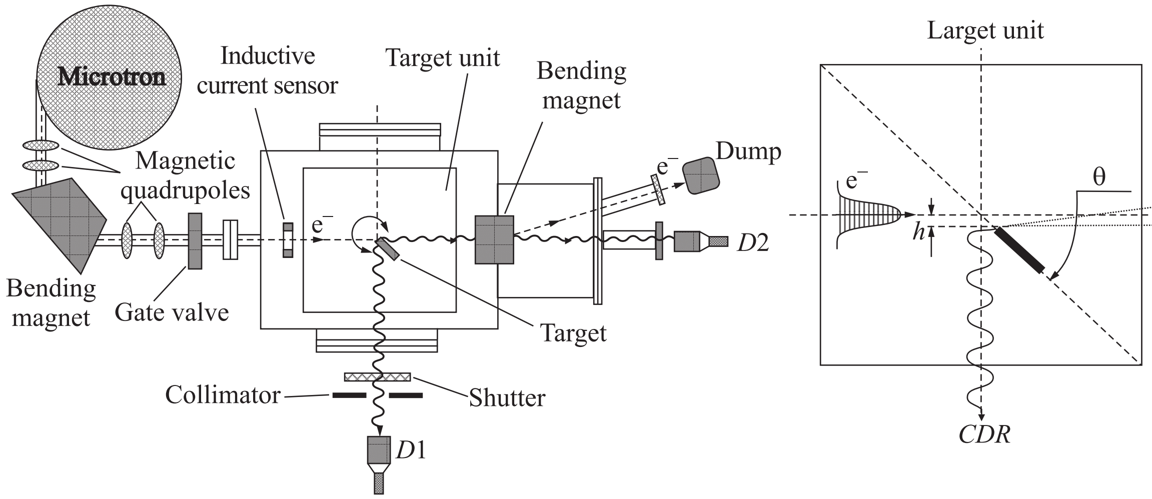

Рис.1. Схема экспериментальной установки

ветствует углу $\psi = 45 \pm 1.5^\circ = \theta_D/2$, что подтверждает работоспособность выбранной экспериментальной схемы.

Для регистрации импульса КДИ был использован детектор на основе широкополосной антенны диаметром $\phi = 15$ мм с предусилителем выходного сигнала. Характеристики детектора исследовались с помощью генератора миллиметрового излучения на специальном стенде. Полоса чувствительности детектора лежит в диапазоне $\lambda = 1 \div 25$ мм. Линейность показаний детектора проверялась при изменении расстояния R между генератором излучения и детектором. Полученная убывающая квадратичная зависимость сигнала Y подтверждает, что детектор работает в линейном режиме.

На рис.2 представлены результаты измерения выхода КДИ от среднего тока ускоренных электронов в макроимпульсе (то есть от величины, пропорциональной числу электронов в банче). Ускоренный ток изменялся в пределах $I = 5 \div 30$ мА. Как следует из рисунка, мы наблюдали квадратичную зависимость выхода КДИ от тока I. При аппроксимации измеренной зависимости функцией $Y = k \cdot I^B$ получен показатель $B = 2.28 \pm 0.08$, что подтверждает факт регистрации когерентного дифракционного излучения в следующей геометрии: угол наклона мишени $\psi = 45 \pm 1.5^\circ = \theta_D/2$, импакт-параметр $h = 7$ мм, размер электронного пучка $\Delta = 4 \times 1.5$.

В эксперименте была также измерена зависимость выхода КДИ от импакт-параметра при параллельном пролете пучка электронов мимо мишени. В этой геометрии "физический нуль" импакт-параметра (то есть совпадение оси электронного пучка с мишенью) можно легко определить с хорошей точностью. Кроме того, в этом случае "поперечный" размер мишени много меньше параметра $\gamma\lambda/2\pi$.

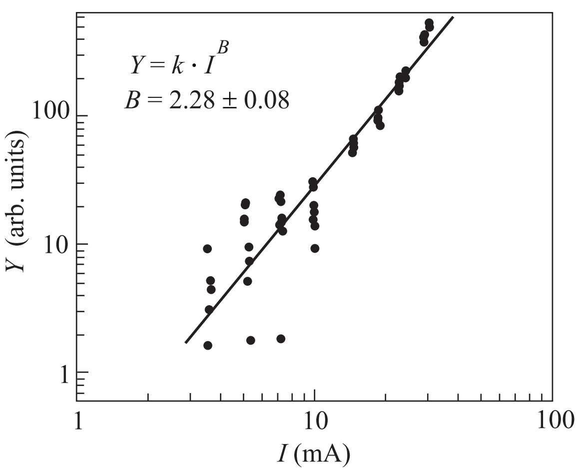

Рис.2. Зависимость выхода КДИ от среднего тока микротрона (точки – экспериментальные данные, сплошная линия – аппроксимация зависимостью $Y = k \cdot I^B$)

Эту зависимость можно описать, используя простую модель КДИ для гауссовского распределения плотности заряда в электронном банче с дисперсией σ_z [1, 2]:

$$Y_B(h) = N_e^2 \int\limits_{\Delta\Omega} d\Omega \int\limits_0^\infty d\omega \frac{d^2 W_0(\theta_x, \theta_y, \omega, h)}{d\omega \cdot d\Omega} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{\sigma_z^2 \omega^2}{c^2}\right) \varepsilon(\omega). \qquad (1)$$

Здесь $Y_B(h)$ – выход КДИ одного банча с числом электронов N_e, $d^2 W_0(\theta_x, \theta_y, \omega, h)/d\omega \cdot d\Omega$ –

спектрально-угловая интенсивность дифракционного излучения одного электрона, $\exp\left(-\sigma_z^2\omega^2/c^2\right)$ – квадрат модуля фурье образа продольного распределения электронов в банче (квадрат модуля продольного формфактоора), $\varepsilon(\omega)$ – передаточная функция детектора[10].

Далее мы будем использовать простейший вид передаточной функции:

$$\varepsilon(\omega) = \begin{cases} \text{const} & \omega_{\min} \le \omega \le \omega_{\max} \\ 0 & \omega < \omega_{\min}, \quad \omega > \omega_{\max} \end{cases}. \qquad (2)$$

В этом приближении вместо (1) имеем:

$$Y_B(h) = \text{const} \times \\ \times N_e^2 \int\limits_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} d\omega \frac{dW_0(0,\pi/2,\omega,h)}{d\omega} \exp\left(-\frac{\sigma_z^2\omega^2}{c^2}\right). \qquad (3)$$

Пределы интегрирования составляют $\omega_{\min} = 0.094$ ТГц ($\lambda_{\max} = 20$ мм), $\omega_{\max} = \frac{2\pi}{\lambda_{\min}} \cdot c = 1.88$ ТГц. В эксперименте использовался детектор с малой угловой апертурой $\Delta\Omega \ll \gamma^{-1}$, поэтому частотный спектр интенсивности дифракционного излучения одного электрона при пролете параллельно полуплоскости $\frac{d^2W_0}{d\omega d\Omega}$ имеет весьма простой вид [11]

$$\frac{dW_0(0,\pi/2,\omega,h)}{d\omega} \approx \frac{\alpha}{2\pi^2} \exp\left(-\frac{4\pi h}{\gamma\lambda}\right). \qquad (4)$$

Поскольку продольный размер мишени существенно превышает максимальную длину волны излучения, можно использовать формулу (4), пренебрегая интерференцией от краев мишени. На рис.3 приведены спектральные зависимости КДИ для различных длин банча при разных импакт-параметрах.

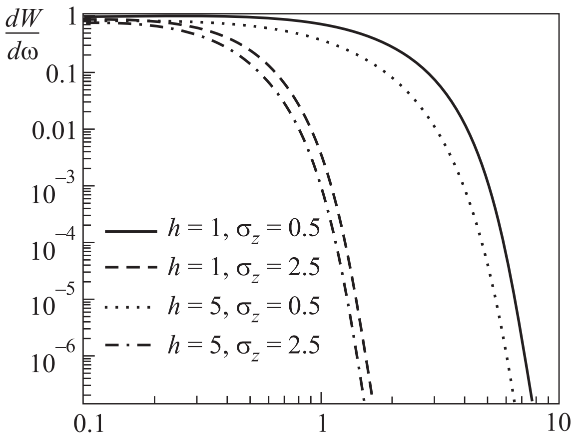

Рис.3. Спектральные зависимости КДИ для различных длин банча при разных импакт-параметрах

Заметим, что величина $S(h) = \ln(Y(h)/Y(0))$ не зависит от абсолютного значения интенсивности излучения и мы можем легко сравнивать ее с результатом эксперимента. В то же время $S(h)$ зависит от длины электронных банчей. Таким образом, проводя подгонку зависимости $S(h)$ по длине банча L ($L = 4.58\sigma_z$ – длина банча на уровне 10% в представлении распределения электронов в банче гауссианом) к аналогичной экспериментальной зависимости, можно получить оценку L. На рис.4 приведены результаты описанной процедуры (кривая *3* при

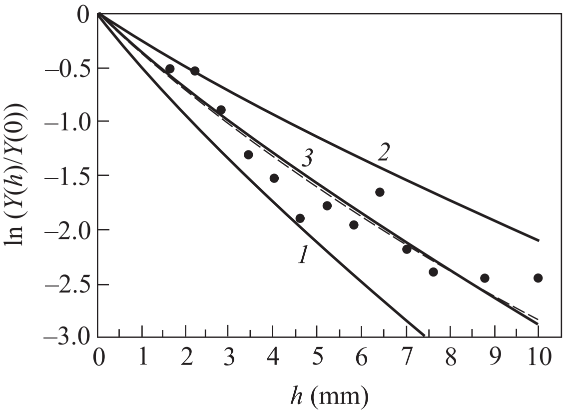

Рис.4. Зависимость логарифма выхода КДИ от прицельного параметра при параллельном пролете пучка электронов мимо мишени. Точки – экспериментальные данные, пунктирная кривая – непараметрическая аппроксимация экспериментальных данных, кривые *1*, *2*, *3* – расчетные зависимости при $L = 1$, 2, 1.4 мм (соответственно)

$L = 1.4$ мм) и, для сравнения, зависимость $S(h)$ для $L = 1$ мм (кривая *1*) и $L = 2$ мм (кривая *2*). Значение $Y(0)$ для экспериментальных данных взято экстраполяцией их непараметрической аппроксимации.

В заключение отметим следующее:

1) на банчированном пучке электронов микротрона с энергией $E = 6.1$ МэВ и числом электронов в банче $N_e = 10^8$ зарегистрировано когерентное дифракционное излучение, интенсивность которого пропорциональна квадрату числа электронов в банче;

2) при использовании широкополосного детектора длина электронного банча может быть измерена по зависимости выхода КДИ от импакт-параметра, не прибегая к громоздким спектральным измерениям.

Работа выполнена при поддержке Минобразования РФ (проект # 226 “Разработка интенсивных источников позитронов и средств диагностики пучков для современных коллайдеров” программы “Государственная поддержка региональной научно-

технической политики высшей школы и развитие ее научного потенциала").

---

1. Y. Shibata, Sh. Hasebe et al., Phys. Rev. **E52**, 6787 (1995).
2. A. H. Lumpkin, N. S. Sereno et al., CP546, Beam Instrumentation Workshop, 2000.
3. M. Castellano, V. A. Verzilov et al., Phys. Rev. **E63**, 056501 (2001).
4. B. Feng, M. Oyamada et al., Nucl. Instr. and Meth. **A475**, 492 (2001).
5. A. P. Potylitsyn, Nucl. Instr. and Meth. **B145**, 169 (1998).
6. A. P. Potylitsyn, Phys. Rev. **E60**, 2272 (1998).
7. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, Докл. Акад. Наук СССР **147**(1), 74 (1962).
8. Б. М. Болотовский, Е. А. Галстьян, УФН **170**, 8 (2001).
9. А. Н. Алейник, О. В. Чефонов, Б. Н. Калинин et al., Nucl. Instr. and Meth. **B** (to be published).
10. Л. Н. Курбатов, *Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра*, М.: Издательство МФТИ, 1999.
11. А. П. Потылицын, Изв. Вузов. Физика **3**, 93 (2001).