

09;10;12

Когерентное излучение пучка, ускоренного в микротроне

© А.В. Серов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: serov@x4u.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 24 августа 2005 г.)

Приведены результаты измерений когерентного излучения релятивистских электронов, ускоренных в микротроне и движущихся через поворотный магнит. Эксперименты показали, что интенсивность излучения зависит не только от количества электронов, но и от того, из какой области сгустка выведены излучающие электроны. Измерения позволяют судить об изменении фазовой протяженности электрического сгустка по поперечному сечению. Численные расчеты зависимости интенсивности излучения от числа частиц, проходящих через поворотный магнит, и зависимости фактора когерентности сгустка от поперечной координаты согласуются с результатами экспериментов.

PACS: 41.20.Jb

Введение

При использовании релятивистских пучков для генерации электромагнитного излучения, высокая степень когерентности излучения достигается, если продольный Δz и поперечные Δx , Δy размеры сгустков удовлетворяют условиям $\Delta z \leq \lambda$, $\Delta x \simeq \Delta y \leq 2\gamma\lambda$ (γ — приведенная энергия частиц, λ — длина волны излучения). Поскольку условие на поперечные размеры в $2\gamma \gg 1$ слабее, чем на продольный, то степень когерентности излучения определяется продольным размером (фазовой протяженностью) сгустка.

В микротроне из-за особенностей фазового движения частиц размеры ускоряемых сгустков во много раз меньше расстояния между сгустками [1]. Это позволяет в микротронах, работающих на магнетронах с диапазоном длин волн 10 см, получать сгустки, продольный размер которых менее 10 мм. Такие сгустки используются в различных источниках электромагнитного излучения и, в частности, в лазерах на свободных электронах (см. [2] и цитированную там литературу). При использовании микротронов для генерации излучения очень важна информация о распределении зарядов в электронных сгустках.

Экспериментальные исследования микротронов показали, что численные методы расчета [3], разработанные для этой цели, достаточно точно описывают процесс захвата электронов в режиме ускорения. При таких расчетах могут вычисляться также пространственные распределения частиц в сгустке. Экспериментальное измерение угловых характеристик излучения, генерируемого микротронным пучком, показывает, что распределения частиц, полученные при расчетах, правильно описывают (по крайней мере, качественно) структуру электронных сгустков, сформированных в микротронах [4]. Это позволяет, учитывая режим работы микротрона, предсказать характеристики излучения, генерируемого пучком. Для практики представляет интерес и другая задача: опре-

деление структуры сгустков по результатам измерения спектрально-углового распределения излучения.

В настоящей работе приводятся результаты измерения когерентного излучения, генерируемого при движении в поворотном магните электронного пучка, ускоренного в микротроне. В экспериментах изменялось не только количество электронов, прошедших через магнит, но менялась также и область электронного сгустка, из которой выводились электроны. Результаты измерений сравнивались с численными расчетами когерентного излучения сформированных сгустков.

Экспериментальное исследование

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Источником электронов являлся микротрон, работающий на первом типе ускорения. Частицы имели энергию 7.4 MeV, ускоренный ток составлял 30 мА. Электроны выводились из микротрона при помощи магнитного

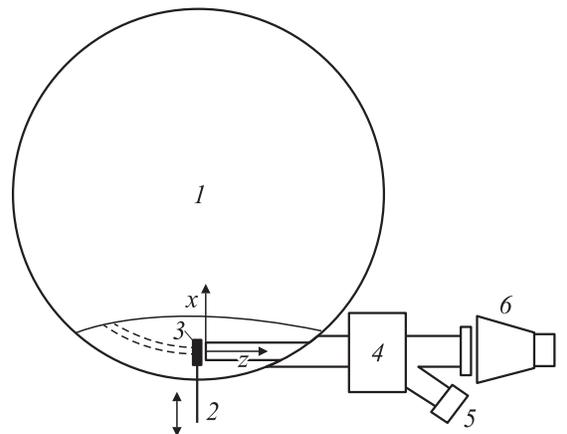


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — микротрон, 2 — зонд микротрона, 3 — канал вывода электронов, 4 — поворотный магнит, 5 — цилиндр Фарадея, 6 — рупор, 7 — датчик излучения.

канала и проходили через 30° поворотный магнит. Ток, прошедший через поворотный магнит, измерялся цилиндром Фарадея. Излучение, генерируемое сгустком при движении в поворотном магните, выводилось из вакуумированного объема микротрона через майларовую пленку на фланце. Выведенное излучение испускалось с участка траектории, угловая ширина которого была равна $\approx 0.10 \approx 6^\circ$. Излучение собиралось рупором и регистрировалось приемником. В качестве приемника излучения использовался кремниевый точечный диод Д404, который имеет несколько полос чувствительности в диапазоне длин волн 6–12 мкм. Внутри камеры вдоль общего диаметра всех орбит дистанционно перемещался зонд, который мог последовательно перекрывать последние четыре орбиты.

Экспериментально на длине волны $\lambda = 12$ мкм измерялась зависимость интенсивности излучения W от величины тока I , проведенного через поворотный магнит. Начальное положение зонда показано на рис. 1. В этом положении зонд перекрывал всю последнюю орбиту. Эксперименты проводили при двух направлениях движения зонда. В первом случае зонд двигался к центру микротрона в положительном направлении оси x . При этом сначала выводились электроны сгустка, наиболее удаленные от центра магнита. Во втором случае зонд перемещался от центра микротрона, поэтому сначала выводились электроны, расположенные в сгустке ближе к центру магнита.

Перед входом в поворотный магнит радиальный размер сгустка (по оси x) был равен 8–10 мм, вертикальный размер (по оси y) — 4–6 мм. Ширина (80 мм) и высота (40 мм) зазора магнита во много раз превосходили поперечные размеры сгустка, поэтому можно считать, что все электроны сгустка двигались в практически одинаковых магнитных полях и интенсивность излучения отдельного электрона очень слабо зависела от положения электрона в сгустке.

На рис. 2 приведены экспериментальные результаты, полученные при различных режимах работы микротрона. Видно, что характер зависимостей $W = f(I)$ существенно зависит от направления движения зонда. Как следует из рисунка, интенсивность излучения определяется не только количеством электронов, но зависит и от того, из какой области сгустка эти электроны. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что электроны сгустка, наиболее удаленные от центра магнита, дают больший вклад в интенсивность, чем расположенные ближе к центру. Это особенно хорошо видно на рис. 2, *b*. При одинаковом токе (≈ 12 мА), прошедшем через магнит, интенсивности излучения отличаются приблизительно в 20 раз.

Полученные зависимости объясняются когерентным характером регистрируемого излучения. Поскольку продольный размер сгустка соизмерим с длиной волны, на которой проводились измерения, основной вклад в излучение дает его когерентная составляющая. Интенсивность составляющей зависит не только от количе-

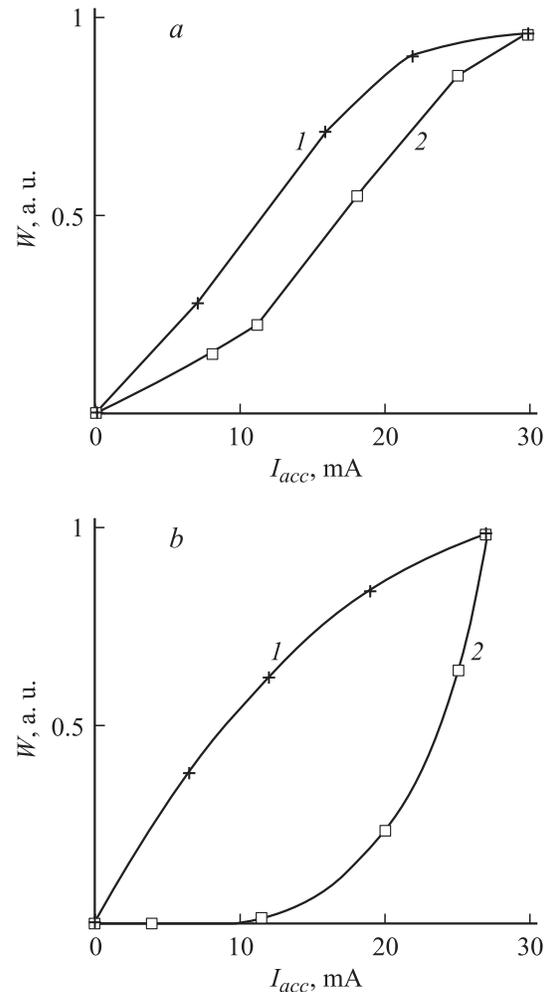


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения W от тока, прошедшего через магнит I_{acc} (мА) при различных режимах работы микротрона. 1 — зонд движется внутрь, 2 — наружу микротрона.

ства электронов, но и от продольного размера сгустка. Из экспериментальных результатов можно сделать вывод о том, что фазовая протяженность сгустка увеличивается при движении поперек пучка в положительном направлении оси x .

Из рис. 2, *a* и *b* следует, что режим работы микротрона также влияет на зависимости $W = f(I)$. Режимы ускорения, при которых получены данные, отличаются, главным образом, величиной напряженности ускоряющего поля. Результаты, представленные на рис. 2, *a*, соответствуют режиму ускорения, в котором напряженность ускоряющего поля выше, чем в режиме ускорения, при котором получены зависимости, показанные на рис. 2, *b*.

Экспериментальные кривые сравнивались с результатами расчетов когерентного излучения сгустков, ускоренных в микротроне. Такое сравнение позволяет понять, насколько реальное пространственное распределение частиц согласуется с полученным при численных расчетах.

Численный расчет

Режим работы микротрона определяется рядом параметров: размером и формой ускоряющего резонатора и пролетных отверстий, положением эмиттера, амплитудой ускоряющего высокочастотного поля и ведущего магнитного поля [1]. Поэтому при численном расчете необходимо учитывать особенности конструкции резонатора и режим работы конкретного микротрона.

Особенности ускорения в микротроне, на котором проводились измерения, описаны в работе [4]. На рис. 3 показано пространственное распределение электронов перед каналом вывода, которое было получено по результатам расчетов динамики частиц. Из рисунка видно, что сгусток имеет довольно резкие границы, а его передний и задний фронты наклонены относительно направления движения частиц. Следует отметить, что при таком распределении частиц электроны на фронтах сгустка попадают в магнит в различные моменты времени, поэтому поля излучения, генерируемые этими электронами, сдвинуты по фазе.

При расчете излучения сгустка предполагалось, что все частицы движутся с постоянной скоростью v по траекториям $r_j(t)$, смещенным друг относительно друга в поперечном направлении на расстояние ρ_j ,

$$r_j(t) = z(t - t_{0j}) + \rho_j.$$

Частицы попадают в магнит в момент времени t_{0j} . Продольная координата частицы z_{0j} в начальный момент времени $t = 0$ равна $z_{0j} = vt_{0j}$, а поперечные — x_{0j} и y_{0j} .

Интенсивность излучения dW_N сгустка из N частиц в интервале частот $d\omega$ в телесный угол $d\Omega$ описывается выражением [5,6]

$$\frac{dW_N}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left| \sum_{j=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} [n_j] \exp\{i(\omega t - \mathbf{k} r_j)\} dt \right|^2, \quad (1)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор. Поскольку считалось, что все частицы движутся одинаково, то излучение всего сгустка W_N может быть представлено в виде произведения интенсивности излучения отдельной частицы W_1 и фактора сгустка S_N — соотношения, учитывающего пространственное распределение частиц, [7]

$$\frac{dW_N}{d\Omega d\omega} = \frac{dW_1}{d\Omega d\omega} S_N, \quad (2)$$

$$S_N = \left\langle \sum_{m,n=1}^N \exp\{-i(\omega t_{0m} - \chi \rho_m)\} \exp\{i(\omega t_{0n} - \chi \rho_n)\} \right\rangle,$$

где χ — поперечная составляющая волнового вектора, $\chi = \mathbf{k} \sin \theta$, θ — угол между волновым вектором и осью z . После суммирования в (2) имеем

$$S_N = N^2 F + N(1 - F), \quad (3)$$

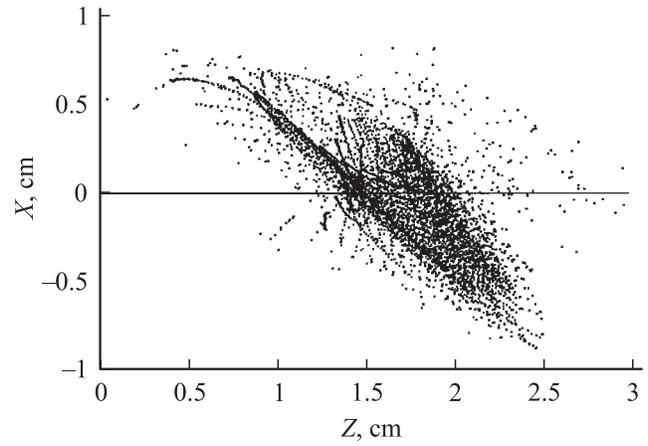


Рис. 3. Распределение частиц на плоскости x, z перед входом в канал.

где F — фактор когерентности сгустка, равный

$$F = F_z(\omega) F_\rho(\omega, \theta, \varphi).$$

$F_z(\omega)$ и $F_\rho(\omega, \theta, \varphi)$ называют продольным и поперечным фактором когерентности.

$$F_z(\omega) = |\langle \exp(-i\omega t_0) \rangle|^2, \quad F_\rho(\omega, \theta, \varphi) = |\langle \exp(-i\chi \rho) \rangle|^2.$$

Когда $F = 0$, излучение некогерентно, и его интенсивность пропорциональна N , при $F = 1$ излучение полностью когерентно и его интенсивность пропорциональна N^2 . Вклад когерентной составляющей излучения сопоставим с некогерентным излучением, если величина $F \simeq 1/N$; когда $F \gg 1/N$, некогерентным излучением сгустка можно пренебречь.

Оценим факторы когерентности сгустка, ускоренного в микротроне. Если продольный и поперечный размеры сгустка равны σ_z и $\sigma_{x,y}$, а распределения частиц являются гауссовыми

$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left(-\frac{z_0^2}{2\sigma_z^2}\right),$$

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{x_0^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y_0^2}{2\sigma_y^2}\right),$$

то факторы когерентности такого сгустка имеют вид

$$F_z = \exp\left[-2\left(\frac{\pi}{\beta} \frac{\sigma_z}{\lambda}\right)^2\right], \quad F_x = \exp\left[-2\left(\frac{\pi\theta}{\beta} \frac{\sigma_x}{\lambda}\right)^2\right]. \quad (4)$$

При вычислении (4) учитывалось, что в экспериментах измерялось излучение, направленное под малыми $\theta \simeq 1/\gamma$ углами к направлению движения частиц, и поэтому $\sin \theta \simeq \theta$. Из выражений (4) следует, что поперечный фактор когерентности во много раз больше продольного.

Поперечные размеры и протяженность сгустков в данном микротроне были определены в работе [8]. Выполненные измерения и расчеты показали, что продольный размер сгустка ≤ 10 мм. Поскольку в настоящей

работе измерения проходили на длине волны $\lambda = 12$ nm, продольный фактор когерентности был равен $F_z \geq 10^{-6}$, число электронов в сгустке $N \simeq 10^8$, поэтому $F_z \gg 1/N$, и некогерентная составляющая излучения мала. В дальнейших расчетах некогерентное излучение пучка не учитывалось.

В эксперименте при перемещении зонда к N электронам добавлялась группа из n электронов и регистрировалось излучение сгустка из суммы $N + n$ частиц. Можно показать, что форм-фактор суммарного сгустка $S_{(N+n)}$ описывается выражением

$$S_{(N+n)} \simeq N^2 F_N + n^2 F_n + 2Nn \sqrt{F_N F_n} \cos(\varphi_N - \varphi_n), \quad (5)$$

где $F_N, \varphi_N, F_n, \varphi_n$ — факторы когерентности и средние фазы сгустков из N и n частиц

$$\varphi_N = \frac{\omega}{N} \sum_{j=1}^N t_{0j}, \quad \varphi_n = \frac{\omega}{n} \sum_{j=1}^n t_{0j}.$$

В случае, когда $N \gg n$, (5) можно представить в виде

$$S_{(N+n)} \simeq S_N \left[1 + 2 \frac{n}{N} \sqrt{\frac{F_n}{F_N}} \cos(\varphi_N - \varphi_n) \right]. \quad (6)$$

Из выражения (6) следует, что интенсивность излучения суммарного сгустка определяется не только фактором когерентности и количеством частиц в каждом сгустке, но и сдвигом фаз между сгустками. Если средние фазы сгустков равны между собой или отличаются на $2\pi m$, где m — целое число, то форм-фактор суммарного сгустка не может быть меньше форм-фактора сгустка, содержащего N электронов ($S_{(N+n)} \geq S_N$).

При симметричном распределении частиц относительно продольной и поперечных осей все части сгустков имеют одинаковые средние фазы. Эти сгустки не могут дать такой зависимости интенсивности излучения от количества излучающих частиц $W = f(I)$, которая наблюдалась в проведенных экспериментах.

Сгустки с асимметричным распределением частиц, подобным показанному на рис. 3, имеют особенности в угловых характеристиках излучения [4] и в зависимостях интенсивности излучения от количества выведенных частиц. В частности, при таких распределениях на некоторых длинах волн часть сгустка может давать излучение более интенсивное, чем весь сгусток. Это может наблюдаться когда средние фазы частей сгустка сдвинуты друг относительно друга на величину, большую чем $\pi/4$ ($|\varphi_N - \varphi_n| > \pi/4$).

На основании полученного, из расчетов пространственного распределения частиц (рис. 3) вычислялись зависимости интенсивности излучения от количества электронов, прошедших через поворотный магнит. Рассматривалось излучение под малыми углами к направлению движения сгустка. При расчете моделировались условия эксперимента — выведенными из микротрона считались частицы, поперечные координаты которых

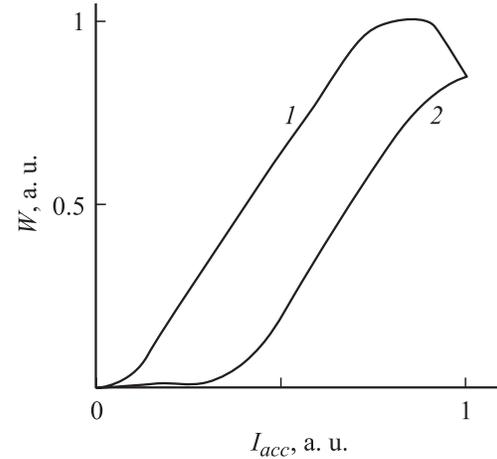


Рис. 4. Расчетная зависимость интенсивности излучения W от тока, прошедшего через магнит I_{acc} .

попадали в интервал между границами выводимой части сгустка x_{min} и x_{max} , т.е. удовлетворяли условию $x_{min} \leq x \leq x_{max}$. На рис. 4 представлены полученные зависимости. Кривая 1 соответствует случаю, когда граница x_{min} совпадала с наиболее удаленной от центра магнита стороной сгустка и оставалась постоянной, а другая граница x_{max} перемещалась в положительном направлении оси x . Кривая 2 соответствует неподвижной границе x_{max} , совпадающей в этом случае со стороной сгустка, наиболее близко расположенной к центру магнита, и движению границы x_{min} в отрицательном направлении оси x . Сравнивая экспериментальные зависимости, показанные на рис. 2, с расчетными, представленными на рис. 4, можно сказать, что результаты расчетов качественно согласуются с экспериментом.

Вычислялись также факторы когерентности F отдельных групп частиц из различных областей поперечного сечения сгустка. Для этого при расчетах вдоль оси x перемещались ось границы, расстояние между

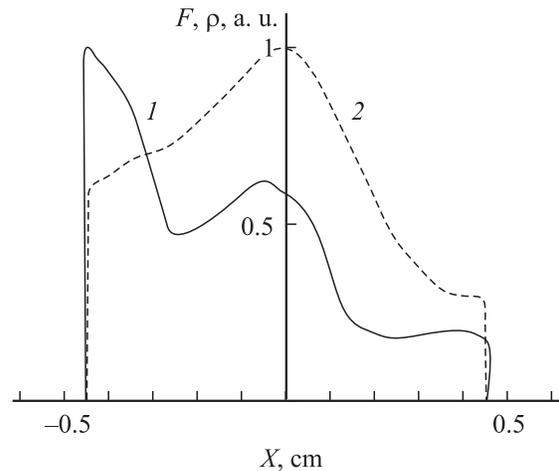


Рис. 5. Зависимость фактора когерентности излучения F (а.у.) (1) и плотности частиц ρ (2) от поперечной координаты сгустка.

границами оставалось постоянным ($x_{\max} - x_{\min} = \Delta x / 20$). Зависимость фактора когерентности F от поперечной координаты x показана на рис. 5 сплошной кривой, пунктиром показана зависимость плотности частиц ρ от координаты x . Результаты этих расчетов также согласуются с экспериментом. Фактор когерентности сгустка имеет максимум при отрицательных значениях поперечной координаты и спадает при движении в положительном направлении оси x . Это говорит о том, что электроны на дальней стороне сгустка сгруппированы сильнее, чем на ближней к центру магнита стороне сгустка.

Заключение

Измерено когерентное синхротронное излучение электронного пучка, выведенного из микротрона. Измерения проводились на длине волны, приближенно равной продольному размеру сгустка. Количество выведенных электронов и их положение в сгустке регулировалось перемещением зонда перед каналом вывода. Показано, что фактор когерентности пучка зависит от поперечной координаты. Экспериментальные результаты указывают на асимметричное пространственное распределение частиц в сгустке.

Выполнены расчеты зависимости интенсивности излучения от числа частиц, проходящих через поворотный магнит, и зависимости фактора когерентности сгустка от поперечной координаты. Результаты расчетов согласуются с результатами экспериментальных измерений.

Сравнение экспериментов с расчетами позволяет сделать вывод о том, что численные методы расчета позволяют не только описывать процесс захвата электронов в режим ускорения, но также достаточно точно вычислять пространственные распределения частиц в сгустке. Это дает возможность, зная режим работы микротрона, правильно оценить характеристики излучения, генерируемого ускоренными электронами.

Список литературы

- [1] Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон. М.: Наука, 1969.
- [2] Tsipenyuk Y.M. The Microtron. Development and Applications. London; New York: Taylor and Francis. 2002.
- [3] Капица С.П., Мелехин В.Н., Крутикова И.Г., Прудковский Г.П. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 376.
- [4] Серов А.В., Левонян С.В., Болотовский Б.М. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. Вып. 6 (12). С. 1346.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
- [6] Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.
- [7] Корхмазян Н.А., Геворгян Л.А., Петросян М.Л. // ЖТФ. 1977. Т. 48. Вып. 8. С. 1543.
- [8] Серов А.В. // Краткие сообщения по физике. 2003. Т. 6. С. 46.