

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ФАКТОРА КОГЕРЕНТНОСТИ ПУЧКА МИКРОТРОНА

С.В. Левонян, А.В. Серов

Исследована зависимость фактора когерентности от режима ускорения и от параметров выведенного из микротрона пучка. Показано, что на длинах волн, соизмеримых с размером ускоряемого сгустка, фактор когерентности сильно зависит от поперечного размера выведенного пучка.

В качестве источника релятивистских частиц для лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) применяется микротрон /1,2/. Для работы ЛСЭ очень важны спектральные характеристики излучения, испускаемого пучком при прохождении через поворотные магниты и ондулятор. В субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн значительный вклад в излучаемую мощность может давать когерентное излучение сгустка частиц. Степень этого вклада характеризуется величиной, называемой фактором когерентности (ФК) пучка. Спектры когерентного излучения определяются главным образом структурой сгустков и существенно отличаются от спектров некогерентного излучения. Аналитические расчеты ФК для идеальных сгустков проведены в работах /3,4/. В настоящем сообщении приводятся результаты численного расчета ФК реального пучка микротрона в миллиметровом диапазоне длин волн, его зависимости от режима ускорения и от параметров выведенного из микротрона пучка.

Интенсивность dI излучения сгустка из N частиц в интервале частот $d\omega$ в телесный угол $d\Omega$ связана с излучением отдельной частицы dI_1 соотношением /3,4/:

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} = \frac{dI_1}{d\omega d\Omega} [SN(N-1) + N],$$

где

$$S = \langle \exp[-i(\omega z_n/v_n + k \vec{\rho}_n)] \exp[i(\omega z_m/v_m + k \vec{\rho}_m)] \rangle \quad (1)$$

— фактор когерентности (усреднение ведется по всем парам частиц $n \neq m$); $z, \rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ — продольная и поперечная координаты частиц, v — их продольная скорость; $k = \omega n/c$ — волновой вектор. При этом возможны два предельных случая: $S = 0$ — излучение некогерентно и его интенсивность $\propto N$; $S = 1$ — излучение полностью когерентно и его интенсивность пропорциональна N^2 . Для частично когерентного излучения $0 < S < 1$, при условии $SN \gg 1$

$$\frac{dI_{\text{coh}}}{d\omega d\Omega} = \frac{dI_1}{d\omega d\Omega} SN^2. \quad (2)$$

Как правило, для достижения высокой степени когерентности необходимо, чтобы продольные и поперечные размеры пучка удовлетворяли условиям: $\Delta z < \lambda$; $\Delta x \cong \Delta y < 2\gamma\lambda$, где γ — релятивистский фактор частиц, λ — длина волны излучения. Поскольку условие на поперечные размеры в $2\gamma \gg 1$ раз слабее, чем на продольный размер, считается, что ФК определяется именно фазовой протяженностью сгустка. Однако условия ускорения в микротроне приводят к сильной корреляции между продольными и поперечными координатами частиц. Поэтому для реального пучка величина S может существенно зависеть и от его поперечных размеров.

Расчет ФК пучка микротрона-инжектора синхротрона "Пахра" проводился в два этапа. Сначала рассчитывались параметры выходного пучка электронов после 12 орбит ($\gamma \approx 14$) в различных режимах ускорения. Затем, согласно (1), для этих пучков определялись значения S на различных длинах волн.

Ниже приведены результаты расчетов для двух режимов ускорения: 1) напряженность электрического поля основной моды E_{010} в резонаторе микротрона $\epsilon_0 = 1,02$; 2) наряду с основной модой с $\epsilon_0 = 1,015$ в резонаторе присутствует также "паразитная" гармоника E_{011} с $\epsilon_1 = 0,06$. Эффективное возбуждение такой моды экспериментально подтверждено в работе /5/. Методика расчета динамики частиц в микротроне изложена в /6,7/, где приведены также параметры микротрона.

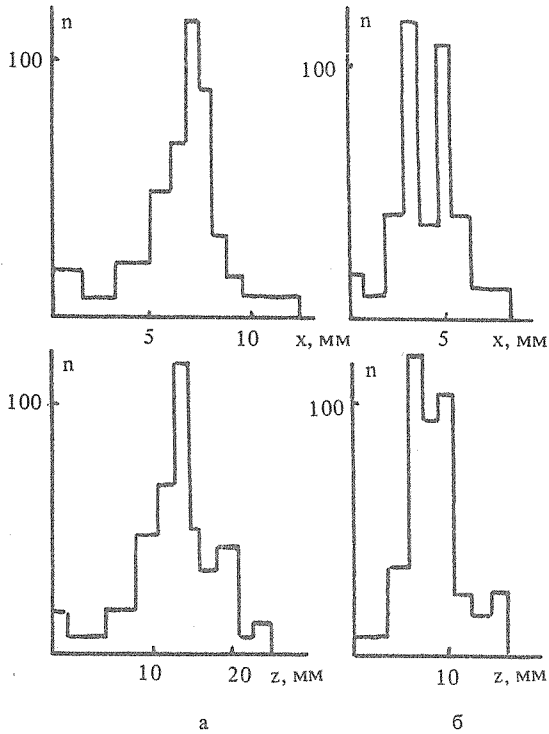


Рис. 1

Рис. 1. Поперечные (x) и продольные (z) распределения частиц, ускоренных при различных режимах работы микротрона: $\epsilon_0 = 1,02$, $\epsilon_1 = 0$ (а); $\epsilon_0 = 1,015$, $\epsilon_1 = 0,06$ (б).

Рис. 2. Зависимость фактора когерентности от длины волны излучения: $\epsilon_0 = 1,02$, $\epsilon_1 = 0$ (1); $\epsilon_0 = 1,015$, $\epsilon_1 = 0,06$ (2).

Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения от тока выведенного из микротрона пучка (в относительных единицах): $\lambda = 80$ мм (1), 8 мм (2).

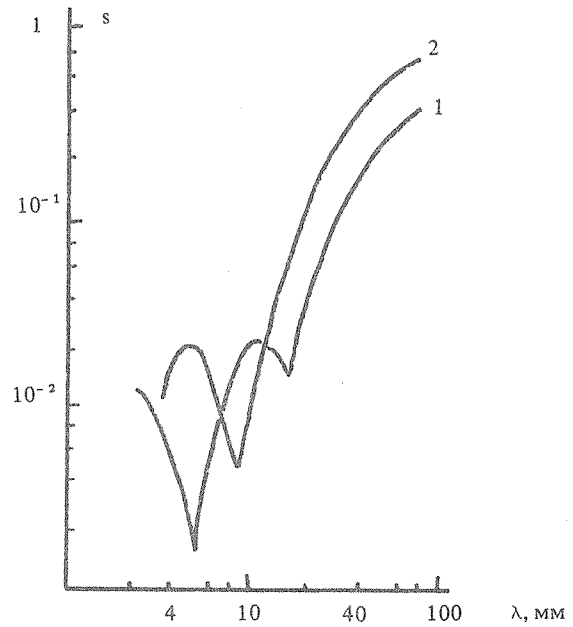


Рис. 2

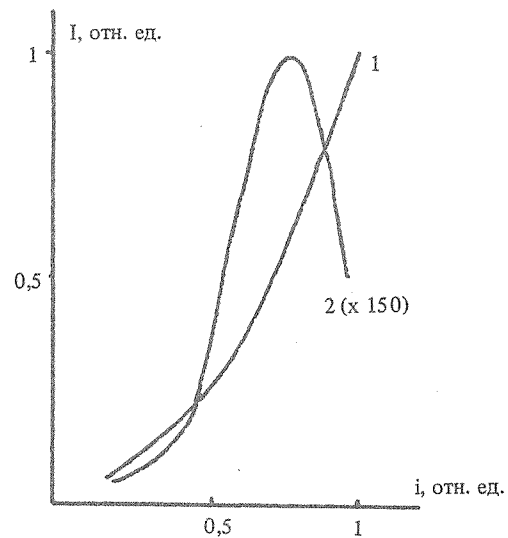


Рис. 3

Точность конечного результата определяется двумя основными факторами: точностью интегрирования уравнений движения и количеством частиц в пучке, для которых производится расчет. Шаг интегрирования выбирался, исходя из требования устойчивости получаемых результатов, необходимое количество частиц n можно оценить из следующих соображений.

Моделирование выведенного из микротрона реального пучка с помощью расчета траекторий n равномерно испущенных из области захвата $R(\varphi_0, x_0, y_0, z_0)$ пробных частиц эквивалентно замене сгустка из N частиц на n групп по $m = N/n$ тождественных частиц в каждой. Это приводит к относительной ошибке в определении ФК на длине волны λ

$$\delta = [S(n,m) - S(N)]/S(N) = D(\Delta\varphi) \approx (2\pi \Delta r/\lambda n)^2,$$

где Δr — характерный размер всего сгустка; $\Delta r/n$ — средний размер одной группы; $D(\Delta\varphi)$ — дисперсия распределения отклонений реальных фаз $\varphi_i = \omega z_i/v_i + k\vec{p}_i$ ($i = 1, \dots, m$) частиц в группах от средней фа-

зы $\bar{\varphi}$ этой группы (т.е. фазы пробной частицы). Таким образом, для достижения заданной точности δ необходимое число частиц

$$n \geq 2\pi \Delta r / \lambda \delta^{1/2}. \quad (3)$$

В данном случае $\Delta r \cong 10 \div 20$ мм, поэтому для определения ФК с точностью 5% на длине волны $\lambda = 1$ мм нужно использовать $n \geq 500$ пробных частиц. Для первого режима ускорения было рассчитано 960 частиц, для второго — 620. Каждая пробная частица из области захвата R входила в пучок с весом $w(\varphi_0)$, пропорциональным току эмиссии при фазе $\varphi_0 / 8$. Из соотношения (3) видно, что определение ФК для очень малых длин волн связано с существенным увеличением времени расчета*.

На рис. 1 изображены гистограммы поперечных и продольных распределений электронов в выводном канале микротрона. Видно, что присутствие наведенной моды E_{011} даже сравнительно малой величины ($\epsilon_1 = 0,06$) приводит к заметной группировке пучка. Следствием этого являются разные зависимости ФК от длины волны излучения для двух режимов ускорения, приведенные на рис. 2. Указанные зависимости имеют немонотонный характер, а длина волны, при которой значение S проходит через самый правый минимум, отражает продольный размер сгустка. Из рисунка следует, что незначительное изменение режима ускорения, которое существенно не меняет величину ускоренного тока, сильно влияет на ФК пучка, а следовательно, и на мощность излучения на данной длине волны.

На рис. 3 приведены зависимости интенсивности излучения от выведенного из микротрона тока, рассчитанные для второго режима по формуле (2). При этом учитывался только вклад от частиц, имеющих поперечную координату $x \leq x_0$. Изменением граничного значения x_0 мы меняли поперечный размер и ток выведенного пучка. Экспериментально такое изменение тока обеспечивается перемещением вдоль общего диаметра орбит микротрона цилиндра Фарадея, "зарезающего" часть ускоренных частиц. Кривая 1, полученная для $\lambda = 80$ мм, соответствует случаю $S \approx 1$ и дает квадратичную зависимость интенсивности излучения от тока. Для соизмеримых с продольным размером пучка длин волн (кривая 2) интенсивность излучения может падать с ростом тока.

Основные результаты проведенных расчетов заключаются в следующем.

1) В микротроне ФК на некоторых длинах волн существенно зависит от поперечных размеров выведенного пучка.

2) На длинах волн, сравнимых с характерными размерами пучка, возможны ситуации, когда часть сгустка дает излучение более интенсивное, чем весь сгусток. Вырезая специальными коллиматорами определенную часть пучка, можно добиваться значительного увеличения мощности излучения за счет резкого повышения фактора когерентности.

3) При использовании микротронных пучков для ЛСЭ необходимо учитывать, что интенсивность когерентного излучения на малых длинах волн будет весьма чувствительной ко всяким изменениям режима ускорения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shaw E. D. et al. Nucl. Instr. Meth., A250, 44 (1986).
2. Bizzari U. et al. Journ. Phys., 44, 313 (1983).
3. Корхмазян Н. А., Геворкян Л. А., Петросян М. Л. ЖТФ, 47, 1583 (1977).
4. Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. Препринт ФИАН № 163, М., 1976; ЖТФ, 48, 1592 (1978).
5. Беловинцев К. А., Серов А. В. Препринт ФИАН № 44, М., 1981; Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 18 (1983).
6. Беловинцев К. А., Левонян С. В., Серов А. В. Препринт ФИАН № 4, М., 1979.
7. Беловинцев К. А., Левонян С. В., Серов А. В. ЖТФ, 51, 752 (1981).
8. Капица С. П., Мелехин В. Н. Микротрон. М., Наука, 1969.

Поступила в редакцию 1 июля 1987 г.

* Полный расчет движения одной частицы занимает ~ 30 с процессорного времени на ЭВМ ЕС-1040.