

## НЕРАВНОВЕСНАЯ ДИНАМИКА РЭП В ГАЗЕ

Л.В. Глазычев, А.Е. Наурызбаев, Г.А. Сорокин

*Приводятся результаты численного моделирования неравновесной радиальной динамики квазистационарного релятивистского электронного пучка в цилиндрической трубе, заполненной плотным газом. Полученные результаты сравниваются с решением уравнения огибающей и экспериментальными данными.*

Для описания динамики релятивистского электронного пучка (РЭП) в газе, наряду с уравнением огибающей /1/, используются и численные методы /2–8/. Однако различные дополнительные ограничения сужают область применимости полученных в этих работах результатов. Так, в /4, 5/ пренебрегается действием собственного магнитного поля тока пучка, а в /6/ – рассеянием электронов в газе.

В настоящей работе, являющейся продолжением /3/, используется численная модель, учитывающая магнитную фокусировку, многократное рассеяние и торможение электронов РЭП. Динамика РЭП в газе в сходной постановке задачи рассматривалась в /7, 8/, однако в этих работах не учитывалось торможение электронов.

Рассмотрим распространение квазистационарного (скомпенсированного по заряду и нескомпенсированного по току) осесимметричного самофокусирующегося РЭП в трубе, заполненной плотным газом. В отсутствие внешнего магнитного поля радиальная динамика РЭП полностью определяется собственным самоогласованным магнитным полем пучка и рассеянием электронов на атомах газа.

Предположим, что ток пучка  $I \ll I_A$ , что позволяет использовать параксиальное квазистационарное приближение  $|V_r|, |V_a| \ll V_z$ ,  $V \approx V_z = \text{const}$ . Здесь  $I_A = mc^3 \beta \gamma / e$  – альфвеновский ток;  $m$  – масса покоя;  $e$  – заряд электрона;  $\beta = V/c$  – безразмерная скорость;  $c$  – скорость света;  $V_r, V_a, V_z$  – компоненты скорости электрона  $V$ ;  $\gamma$  – релятивистский фактор (переменная величина при учете торможения электронов).

Пучок моделируется набором макрочастиц с заданным в плоскости инжекции  $z = 0$  профилем плотности тока и распределением по поперечным скоростям. Уравнения движения для  $i$ -ой частицы

$$\gamma m d^2 r_i / dt^2 = - e \beta B(r_i) + M_i^2 / \gamma m r_i^3 + \chi_i,$$

$$dM_i / dt = \eta_i, \quad d\gamma / dt = f$$

замыкаются уравнением электродинамики для собственного самосогласованного магнитного поля пучка  $B(r_i) = 2I(r_i) / r_i c$ , где  $i = 1, 2, \dots, N$ ;  $I(r)$  – ток пучка, заключенный в трубке радиуса  $r$ ;  $M = \gamma m r V_a$  – азимутальный момент, являющийся интегралом движения в отсутствие рассеяния;  $\chi$  и  $\eta$  – случайные силы, связанные с рассеянием электронов, а  $f$  – с ионизационными потерями.

Интенсивность рассеяния электронов характеризуется длиной рассеяния  $L$ , определяемой соотношением /2, 3/  $\Delta V^2 = V_0^2 \Delta z / L$ , где  $V_0^2$  – средний квадрат поперечной скорости частиц пучка с равновесной (беннетовской) температурой.

В расчетах использовались следующие профили плотности тока:

$$\text{беннетовский } j(r) = \frac{I}{\pi R_0^2 (1 + r^2 / R_0^2)^2}$$

$$\text{ступенчатый } j(r) = \begin{cases} j_0, & 0 \leq r \leq R_0 \\ 0, & r > R_0, \end{cases}$$

$$\text{параболический } j(r) = j_0 (1 - (r/R_0)^2).$$

В качестве радиуса РЭП выбирался радиус, охватывающий половину тока пучка. В силу квазистационарности задачи уравнения движения решались с постоянным шагом  $\Delta z$ . Магнитное поле внутри трубы рассчитывалось на равномерной сетке с шагом  $h$ , для вычисления поля между узлами использовалась линейная интерполяция. При  $r > R_t$  в модельных расчетах использовалась аппроксимация  $B(r) = B(R_t)R_t/r$ , а при анализе эксперимента /9/ (см. ниже) частицы считались выбывающими из пучка.

Результаты расчетов в случае слабого рассеяния  $\lambda < L$ , где  $\lambda$  — длина волны бетатронных колебаний пучка, показывают, что при изменении радиуса пучка начальное беннетовское распределение плотности тока сохраняет свой вид с точностью до статистических флуктуаций, связанных с конечным числом макро-частиц ( $N = 1500$ ). Распространение пучков с неравновесной температурой сопровождается появлением анизотропного распределения в поперечной энергии, которое сохраняется до конца расчета. Сопоставление полученных результатов с решением уравнения огибающей показывает, что последнее дает завышенные значения радиуса по сравнению с результатами моделирования.

Для проверки адекватности разработанной модели были проведены расчеты в условиях, соответствующих эксперименту /9/. Рассчитывалось изменение тока пучка в зависимости от длины  $z$  для двух наборов параметров РЭП: 1)  $E = 360$  кэВ,  $I = 1,4$  кА,  $R_k = 1,5$  см и 2)  $E = 450$  кэВ,  $I = 250$  А,  $R_k = 2,5$  см, где  $R_k$  — радиус катода. В первом случае существенно собственное магнитное поле РЭП, во втором можно им пренебречь и рассчитывать задачу в одночастичном приближении. В обоих случаях пучок инжектировался в трубу диаметром 6 см, заполненную воздухом при атмосферном давлении. При достижении стенок трубы частицы считались выбывшими из пучка. Начальный угловой разброс частиц пучка выбирался соответствующим рассеянию электронов на фольге. Начальный профиль плотности тока задавался в виде ступенчатого или параболического. Многократное рассеяние и торможение частиц пучка учитывались стандартным образом /10/ без использования подгоночных параметров.

На рис. 1 приведены результаты расчетов и экспериментальные данные для первого случая. Видно, что расчетные кривые с двух сторон облегают экспериментальные точки на длинах  $z \leq 40$  см, а на длинах  $z > 40$  см правильно отражают резкое уменьшение тока пучка. В то же время видно, что одним только рассеянием частиц без учета их торможения нельзя объяснить наблюдаемый спад тока РЭП.

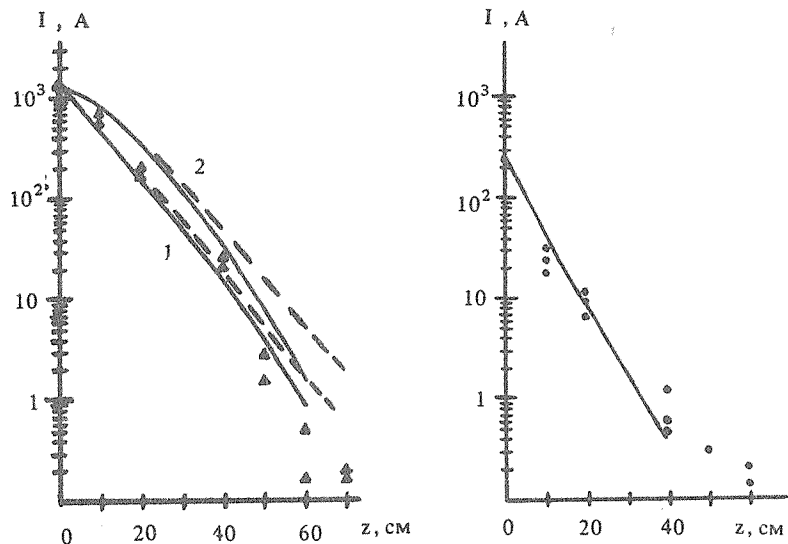


Рис. 1. Изменение тока пучка в зависимости от длины распространения для ступенчатого (1) и параболического (2) профиля плотности тока; пунктир — расчет без учета торможения частиц;  $\blacktriangle$  — эксперимент /9/. Параметры расчета  $E = 360$  кэВ,  $I = 1,4$  кА,  $R_k = 1,5$  см.

Рис. 2. Изменение тока пучка в зависимости от длины распространения для ступенчатого профиля тока; сплошная линия — расчет;  $\bullet$  — эксперимент /9/. Параметр расчета  $E = 450$  кэВ,  $I = 250$  А,  $R_k = 2,5$  см.

На рис. 2 приведены расчетные и экспериментальные данные для второго случая. Расчет проводился для ступенчатого профиля плотности тока. Согласие расчетных и экспериментальных данных в пределах применимости модели удовлетворительное.

Таким образом, в настоящей работе исследована неравновесная радиальная динамика РЭП в плотном газе при учете собственного самосогласованного магнитного поля пучка, многократного рассеяния электронов и их торможения. Для случая слабого рассеяния получены расчетные значения параметров РЭП в зависимости от длины распространения  $z$ . Уравнение огибающей правильно описывает изменение радиуса пучка только на начальном этапе, на длинах не более длины волны бетатронных колебаний. Сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными показывает их удовлетворительное согласие в пределах применимости модели.

Авторы признательны А.А. Рухадзе за внимание и поддержку работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lee E. P., Cooper R. K. Part. Accel., 7, 83 (1976).
2. Глазычев Л. В., Сорокин Г. А. ТВТ, 25, 604 (1987).
3. Наурызбаев А. Е., Сорокин Г. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 45 (1987).
4. Арланцев С. В. и др. Препринт ФИАН № 269, М., 1982.
5. Аккерман А. Ф., Никитишев Ю. М., Ботвин В. А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата, Наука, 1972.
6. Власов М. А., Никонов С. В. РЭ, 28, 965 (1983).
7. Hughes T. P., Godfrey V. V. Phys. Fluids, 27, 1531 (1984).
8. Будник А. П., Свиркунов П. Н. ЖТФ, 51, 2506 (1981).
9. Киквидзе Р. Р. и др. Физика плазмы, 10, 976 (1984).
10. Бете Г., Ашкин Ю. В кн. Экспериментальная ядерная физика. Под. ред. Э. Сегре, т. I, М., ИЛ, 1955, с. 143.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 8 июля 1988 г.