

С 34512  
Г-136

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



24/II-75

P11 - 8435

693/2-75

А.М.Газетова, Ю.В.Катышев, В.Г.Маханьков

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ГАЗОВОЙ ФОКУСИРОВКИ  
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
И ПРОБЛЕМА СТОХАСТИЗАЦИИ ДВИЖЕНИЯ  
В НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ

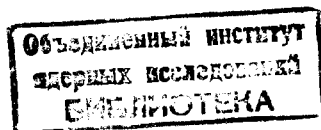
**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ  
ТЕХНИКИ И АВТОМАТИЗАЦИИ

P11 - 8435

А.М.Газетова, Ю.В.Катышев, В.Г.Маханьков

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ГАЗОВОЙ ФОКУСИРОВКИ  
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
И ПРОБЛЕМА СТОХАСТИЗАЦИИ ДВИЖЕНИЯ  
В НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ



Газетова А.М., Катышев Ю.В., Маханьков В.Г.

P11 - 8435

Моделирование на ЭВМ газовой фокусировки релятивистского электронного пучка и проблема стохастизации движения в нелинейных системах

Для моделирования газовой фокусировки релятивистских электронных пучков использован метод укрупненных частиц.

Полученные результаты приводят к выводу о том, что в рассмотренной самосогласованной нелинейной бездиссипативной системе имеет место перераспределение энергии между степенями свободы в соответствии с гипотезой Ферми.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна, 1974

Gazetova A.M., Katyshev Y.V., Makhankov V.G. P11 - 8435

Computer Simulation of Gas Focusing of Relativistic Electron Beam and the Problem of Motion Stochastization in Nonlinear Systems

The finite-size particle method has been used for computer simulation of gas focusing of relativistic electron beams. The results obtained lead to the conclusion that energy redistribution occurs in the considered self-consistent nonlinear nondissipative system between degrees of freedom which is in accordance with the Fermi hypothesis.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1974

В последнее время в связи с экспериментами по сильноточным релятивистским электронным пучкам /1/ возродился интерес к исследованию их формирования, фокусировки и транспортировки. Экспериментального материала к настоящему времени накопилось довольно много, очередь за теорией, которая смогла бы систематизировать и объяснить имеющиеся факты.

Одной из весьма интересных и, с нашей точки зрения, перспективных возможностей создания и транспортировки электронных пучков с требуемыми параметрами \* ) является так называемая "газовая" фокусировка /2/.

Целью настоящей работы было моделирование (сначала довольно грубое) такой фокусировкой с помощью метода укрупненных частиц, нашедшего в последние годы очень широкое применение (см., например, книгу /3/).

\* ) Так, например, для инициирования пучковой термоядерной реакции нужно создать мощный пучок электронов, сфокусированный до весьма малых (порядка или менее 1 мм) размеров. Эти два требования зачастую являются противоречивыми.

Используя ранее разработанную и опробованную нами методику численного моделирования на ЭВМ поведения системы укрупненных частиц /4/, мы провели для одномерного бесстолкновительного случая расчет эволюции системы из 50 укрупненных частиц, взаимно притягивающихся друг к другу так, чтобы моделировать притяжение плоских токовых слоев. Используемая система ста уравнений имеет вид (в безразмерных единицах):

$$\frac{dx_1}{dt} = x_{51}, \quad \frac{dx_2}{dt} = x_{52}, \quad \dots, \quad \frac{dx_{50}}{dt} = x_{100},$$

$$\frac{dx_{51}}{dt} = \frac{L\Gamma}{50\pi} \sum_{k=k_{min}}^{k_{max}} \frac{e^{-k^2 a^2}}{k} \left( \cos kx_1 \sum_{j=1}^{50} \sin kx_j - \sin kx_1 \sum_{j=1}^{50} \cos kx_j \right),$$

.....

$$\frac{dx_{100}}{dt} = \frac{L\Gamma}{50\pi} \sum_{k=k_{min}}^{k_{max}} \frac{e^{-k^2 a^2}}{k} \left( \cos kx_{50} \sum_{j=1}^{50} \sin kx_j - \sin kx_{50} \sum_{j=1}^{50} \cos kx_j \right),$$

где  $x_1$  - координата центра первой укрупненной частицы,  $x_{51}$  - ее скорость,  $t$  - время,  $L$  - начальный размер системы,  $\Gamma = \beta^2 \sqrt{1-\beta^2} = (\gamma_0^2 - 1)/\gamma_0^3$ ,  $k$  - волновое число (номер моды),  $a$  - полуширина укрупненной частицы,  $\gamma_0$  - релятивистский фактор. Расчеты проводились на вычислительной системе СДС-6200 ЛВТА ОИЯИ.

За единицу длины принята дебаевская длина волны  $\lambda_D$ , за единицу времени - величина  $\sqrt{m_e/(4\pi n_e e^2)}$  ( $m_e$  - масса покоя электрона,  $n_e$  - линейная плотность электронов), за единицу волнового числа - величина  $\lambda_D^{-1}$ .

При расчете использовались следующие численные значения параметров: число электронов в одном укрупненном сгустке  $N_e = 10^{10}$ , шаг по волновому числу  $k_{min} = 1$ , число учитываемых мод  $k_{max} = 10$ , полуширина укрупненной частицы  $a = 10^{-3}$ ,  $\gamma_0 = 30$ ,  $\Gamma = 1/30$ . Плотность

заряда укрупненной частицы была взята в виде распределения Гаусса (см. статью Доусона в /3/):

$$\beta_i(x) = \frac{\sigma \exp[-(x-x_i)^2/2a^2]}{a\sqrt{2\pi}},$$

где  $x_i$  - положение центра  $i$ -го сгустка;  
 $\sigma$  - полный заряд укрупненной частицы.

В качестве начальных условий взяты: начальные координаты всех 50 укрупненных частиц  $x_i = 0$  ( $i = 1, 2, \dots, 50$ ), начальные скорости  $\dot{x}_i$  равномерно распределены от  $-0,25$  до  $+0,25$ .

Результаты расчета показаны на фазовой плоскости ( $x_i, \dot{x}_i$ ) для нескольких моментов времени (см. рис.1). Из этого рисунка видно, что с течением времени частицы, совершающие нелинейные колебания в самосогласованном поле, занимают некоторый фазовый объем (средний по периоду линейных колебаний).

Величина этого фазового объема в пределах времени счета уменьшается. Это означает, во-первых, что имеет место нелинейная фокусировка пучка в рассматриваемой модели и, во-вторых, что кинетическая энергия частиц перераспределяется между ними, т.е. происходит нелинейная стохастизация движения.

Результаты расчета с другими начальными данными  $\dot{x}_i = 0$ ,  $-0,25 \leq x_i \leq +0,25$  (равномерно) ( $i = 1, \dots, 50$ ) качественно подтверждают этот вывод.

Таким образом, найден еще один пример нелинейной бездиссипативной системы, в которой происходит стохастизация движения, аналогично тому, что имеет место, как недавно было показано /5/, для ленгмювских волн в плазме, описываемых уравнением Шредингера с самосогласованным потенциалом.

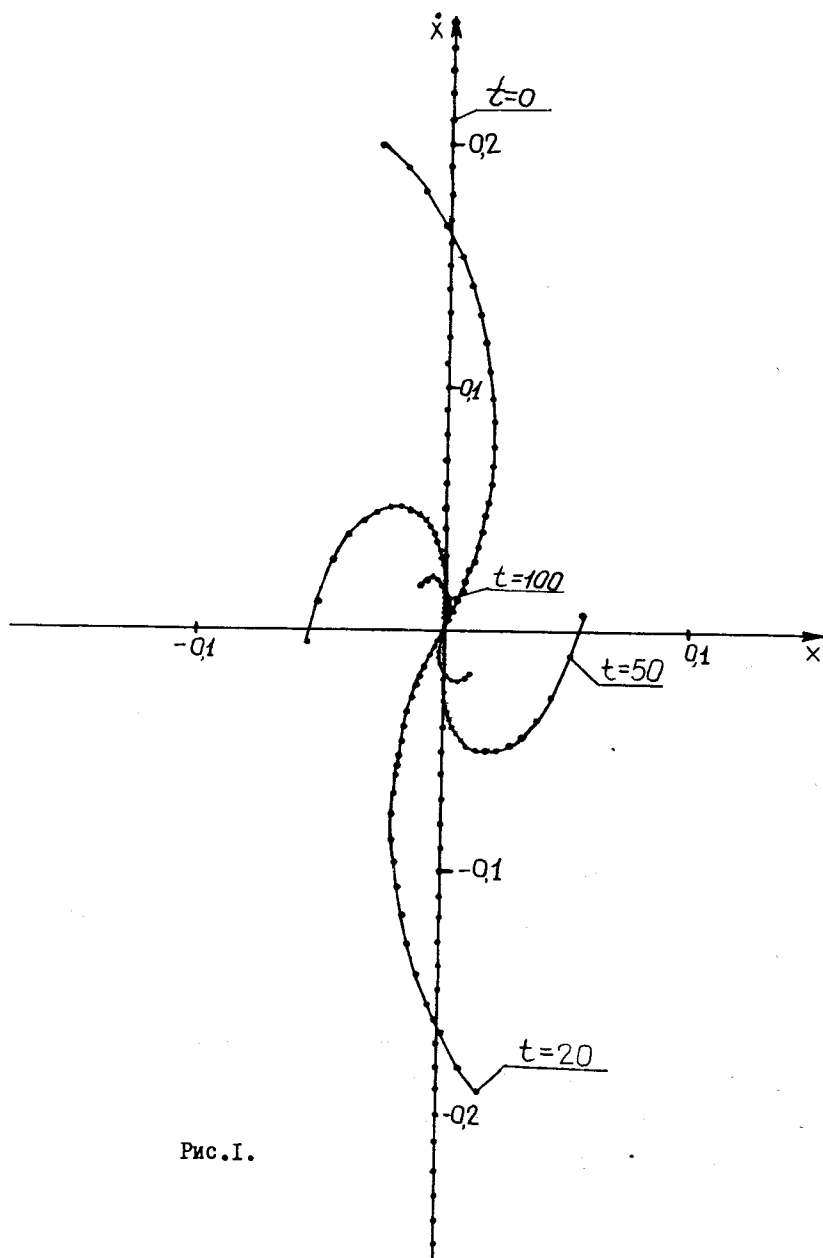


Рис. I.

В заключение приведем некоторые соображения, касающиеся устойчивости колец электронов, образованных с помощью зеркального захвата /6/ и "газовой" фокусировки.

Одно из основных преимуществ рассматриваемого метода заключается в том, что при "газовой" фокусировке разорвана связь между ведущим и фокусирующим полями, подобно тому, что имеет место в жесткофокусирующих ускорителях. В связи с этим обычные и довольно жесткие ограничения на число частиц в кольце релятивистских электронов, связанные неустойчивостями отрицательной массы /7/, радиационной /8/ и шланговой (последнюю иногда называют неустойчивостью на резонансах связи /9/), здесь могут быть сняты при достаточно больших токах и энергетических разбросах.

Однако замена внешних фокусирующих сил внутренними имеет свой недостаток - мы получаем плазменную систему с током, а такая система неустойчива. В простейшем случае возникает бунемановская неустойчивость, описываемая следующим дисперсионным уравнением:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma_0^3(\omega - kc)} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} = 0,$$

где  $\omega_{pe}$  и  $\omega_{pi}$  - плазменные частоты электронов и ионов, соответственно. Из него следует условие, что система устойчива, если

$$\gamma_0^{3/2} kc > \omega_{pe}.$$

Отсюда для кольца, заменяя волновое число  $k$  на  $\frac{m}{R}$  (где  $m$  - номер гармоники,  $R$  - большой радиус кольца), получим условие устойчивости ( $n$  - плотность электронов):

$$n < 2,8 \cdot 10^{14} \gamma_0^3 \frac{m^2}{R^2}, \quad (I)$$

что для полного числа электронов в кольце дает:

$$N < 5,5 \cdot 10^{12} \gamma_0^3 m^2 \frac{a^2}{R} \equiv N_{\text{ср}} \quad (2)$$

Рассмотренная неустойчивость должна приводить к баншировке кольца, что, в свою очередь, в силу уравнения (см. /6/, формула (8) )

$$\frac{b-R}{R} = \frac{\gamma}{\gamma_0}$$

(здесь  $\gamma$  - погонный электрон,  $b$  - радиус проводящего экрана) ведет к существенному искажению его формы вплоть до высыпания электронов на стенку камеры.

Рассмотрим с этой точки зрения в качестве примера весьма интересные экспериментальные результаты по формированию кольцевых сгустков с помощью проводящего экрана и газовой фокусировки, полученные томской группой /10/.

Подставляя параметры этого эксперимента  $R=75$  см,  $a \approx 3-5$  см,  $\gamma_0 \approx 2$ , получим

$$N \lesssim (6 \div 8) \cdot 10^{12}$$

Из формулы (2) в связи с сильной зависимостью  $N_{\text{ср}}$  от релятивистского фактора  $\gamma_0$  следует, что число электронов в кольце можно значительно увеличить, поднимая энергию частиц и уменьшая размеры камеры.

## ЛИТЕРАТУРА

1. I.M.Vitkovitsky et al., in Record of the 11 th Symp. on Electron, Ion, and Laser Beam Technology (R.F.M. Thornley, ed.), San Francisco Press, San Francisco, Calif., 1971, p.513; G.Yonas, P.Spence, in Record of the 10th. Symp. on EILBT (L.Marton, ed.), San Francisco Press, 1969, p.143; L.S.Levine, I.M.Vitkovitsky et al., J.Appl.Phys. 42, 1863, 1971; D.A.McArthur, J.W.Poukey, Phys.Fluids 16, 1996, 1973.
2. А.А.Коломенский и др. Письма в ЖЭТФ, 18, 153, 1973; К.В.Ходатаев, там же, стр. 184.
3. Вычислительные методы в физике плазмы. Под редакцией Б.Олдера, С.Фербаха и М.Ротенберга. Перевод с английского, "Мир", Москва, 1974 г., стр.29.
4. А.М.Газетова, Е.П.Лидков, А.А.Карлов, Д.В.Катышев, Г.А.Ососков. Сообщение ОИЯИ, РИИ-7299, Дубна, 1973 г.
5. Kh.O. Abdulloev, I.L.Bogoljubskii, V.G.Makhenkov, Phys. Lett. 48A, 161, 1974; Л.М.Дегтярев, В.Г.Маханьков, Л.И.Рудаков, ЖЭТФ 67, 533, 1974.

6. К.В.Ходатаев. Атомная энергия, 32, 379, 1972.
7. R.Briggs, in Proc. of Symp. on ERA (LRL,Berkeley,Calif.,1968), UCRL 18103,p. 434.
8. Г.И.Будкер. Атомная энергия, I, 9, 1956.
9. P.R.Zenkevich, D.G.Koshkarev, Particle Accelerators 3,1,1972.
10. В.П.Григорьев, А.Н.Диденко и др. "ТРЭК - установка для получения плотных релятивистских колец". Аннотация доклада на IV Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц (Москва, 18-20 ноября 1974 г.). Сб. аннотаций, М., 1974, стр. 99.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 декабря 1974 г.