

# ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ\*

Т. В. ЛИСЕЙКИНА

*Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия*

e-mail: tanja@net.ict.nsc.ru

The generation process of a quasi-stationary magnetic field in the wake of a laser pulse has been studied on the basis of the numerical modelling. It was shown that the inversion of plasma waves induced by a large-amplitude laser pulse leads to the emergence of fast electron beams and the resulting quasi-stationary dipole magnetic field is due to the energy transfer of those electrons to the magnetic field through electromagnetic instability.

В последнее время появилось большое число работ, посвященных исследованию процесса генерации квазистационарного магнитного поля в кильватерном следе лазерного импульса (см. обзоры [1, 2]). В этих работах показано, что при проникновении короткого импульса большой интенсивности в докритическую плазму магнитное поле может достигать величины порядка  $10^5$  Тл, что в свою очередь может значительно повлиять на динамику плазмы, передачу энергии, а также на распространение и локализацию самого лазерного импульса [3].

Трудности построения адекватной численной модели рассматриваемого явления связаны с существенной нелинейностью и нестационарностью протекающих процессов, разнообразием пространственно-временных масштабов, наличием частиц с высокими скоростями. В данной работе для исследования процесса проникновения лазерного излучения в плазму использовалась двумерная кинетическая модель. Основой численной модели являются кинетические уравнения Власова для ионов и электронов в релятивистском приближении, а также уравнения Максвелла для самосогласованного электромагнитного поля.

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим следующую задачу. На границу области, заполненной плазмой, падает под произвольным углом электромагнитный импульс заданной формы. Амплитуда и поляризация импульса могут быть выбраны произвольным образом. Процесс взаимодействия импульса с плазмой сопровождается рядом физических явлений: генерацией квазистационарных магнитных полей, ускорением заряженных частиц, филаментацией импульса и т. д.

---

\*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Итальянского научного фонда INFN (3399/96).

© Т. В. Лисейкина, 1998.

В безразмерном виде система уравнений движения электронов и ионов плазмы и уравнения Максвелла имеет следующий вид:

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = -(\vec{E} + [\vec{v}_e, \vec{H}]) \quad (\text{для электронов}), \quad (1.1)$$

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \frac{m_e}{m_i}(\vec{E} + [\vec{v}_i, \vec{H}]) \quad (\text{для ионов}), \quad (1.2)$$

$$\frac{d\vec{r}_{e,i}}{dt} = \vec{v}_{e,i}, \quad (2)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}, \quad \text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\text{div}\vec{E} = \rho, \quad \text{div}\vec{H} = 0, \quad (4)$$

где  $\vec{p}_{e,i} = \vec{v}_{e,i}/\sqrt{1 - v_{e,i}^2}$ . Плотность заряда  $\rho$  и плотность тока  $\vec{j}$  удовлетворяют уравнению неразрывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}\vec{j} = 0.$$

В качестве нормировочных величин выбраны: длина волны лазерного импульса  $\lambda = 2\pi c/\omega_0$ , где  $\omega_0$  — частота импульса; скорость света  $c$ ; период набегающего импульса  $t_0 = \lambda/c = 2\pi/\omega_0$ ; напряженность электрического поля  $E_0 = m_e\omega_0 c/(2\pi e)$ ; плотность плазмы  $n_0 = m_e\omega_0^2/(16\pi^3 e^2)$ . Решение ищется в двумерной области  $x \in [0, L_x]$ ,  $y \in [-L_y/2, L_y/2]$ .

В начальный момент времени внутри области электрическое и магнитное поля равны нулю:

$$\vec{E}(x, y) = \vec{H}(x, y) = 0. \quad (5)$$

Для уменьшения влияния границы плазмы на кильватерное поле, образующееся в результате прохождения импульса, плотность плазмы в начальный момент времени задается следующим образом:

$$\begin{aligned} n_i(x, y) = n_e(x, y) = F(x), \quad x > x_1, \\ n_i(x, y) = n_e(x, y) = 0, \quad x < x_1, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $F(x) = n_0(x - x_1)/(x_2 - x_1)$  — линейно растущая функция,  $x_1, x_2$  — точки внутри расчетной области. Величина  $n_0$  задается так, чтобы в начальный момент времени выполнялось равенство  $\omega_{pe}/\omega_0 = \alpha$ , где  $\alpha = \text{const}$ ,  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$  — электронная плазменная частота.

На левой границе ( $x = 0$ ) задаются электрическое и магнитное поля как функции времени и координаты  $y$ . В зависимости от выбора этих функций локализованный электромагнитный импульс, моделирующий лазерный, можно задавать различными способами. В данном случае лазерный импульс моделировался линейно поляризованным монохроматическим волновым пакетом гауссовской формы

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, t) = \vec{e}_z f(t, y), \quad \vec{H}(x, y, t) = \vec{e}_y f(t, y), \\ f(t, y) = A \sin 2\pi t \cdot \exp\left(\frac{((y - y_0)/R_0)^2 + ((x_0 - t)/R_L)^2}{2}\right), \end{aligned} \quad (7)$$

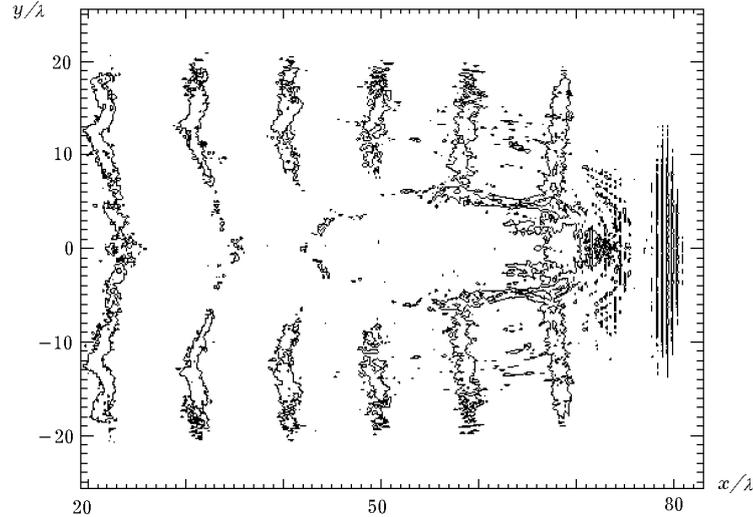


Рис. 1.

где  $A$  — амплитуда импульса,  $R_0, R_L$  — его характерные продольный и поперечный размеры,  $x_0, y_0$  — координаты центра импульса в начальный момент времени.

На противоположной границе ( $x = L_x$ ) задаются условия, позволяющие электромагнитным волнам свободно покинуть расчетную область:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} = 0. \quad (8)$$

На границах  $y = -L_y/2, y = L_y/2$  задаются периодические условия.

Метод решения задачи (1)–(8) основан на применении конечно-разностных схем с перешагиванием для уравнений Максвелла и метода частиц для уравнений движения электронов и ионов [4].

Расчеты проводились на компьютерах CRAY T3E (распараллеленный вариант) и Origin 2000. Время, затрачиваемое на проведение типичного расчета для  $\sim 10^7$  частиц на сетке  $[800 \times 800]$ , составляет около 3 часов для CRAY и около 40 часов для Origin.

## 2. Результаты расчета

Известно, что для эффективной генерации кильватерного поля предпочтительно использовать лазерные импульсы с длиной  $L$ , меньшей длины ленгмюровской волны  $\lambda_{pe} = 2\pi c/\omega_{pe}$ , т.е.  $L < \lambda_{pe}$ , а для того, чтобы усилить релятивистское движение электронов и эффекты опрокидывания, интенсивность импульса должна быть достаточно велика. В связи с этим параметры представленного расчета были выбраны следующими: амплитуда лазерного импульса  $A = 2.5$ , его длина  $8\lambda$ , ширина  $30\lambda$ ; импульс проникает в плазму докритической плотности с  $\alpha = \omega_{pe}/\omega_0 = 0.1$ . Размер расчетной области  $125\lambda \times 100\lambda$ .

На рис. 1 представлены изолинии плотности плазмы при  $t = 120$ . Рисунок демонстрирует формирование областей сжатия и разрежения, причем области сжатия находятся друг от друга на расстоянии, приблизительно равном длине плазменной волны  $\lambda_{pe} = \lambda(\omega_0/\omega_{pe}) = 10\lambda$ . Область максимального сжатия  $n = 4.2n_0$  расположена на заднем фронте прошедшего лазерного импульса ( $x = 74$ ), который в данный момент времени локализован в области  $75 < x < 83$ .

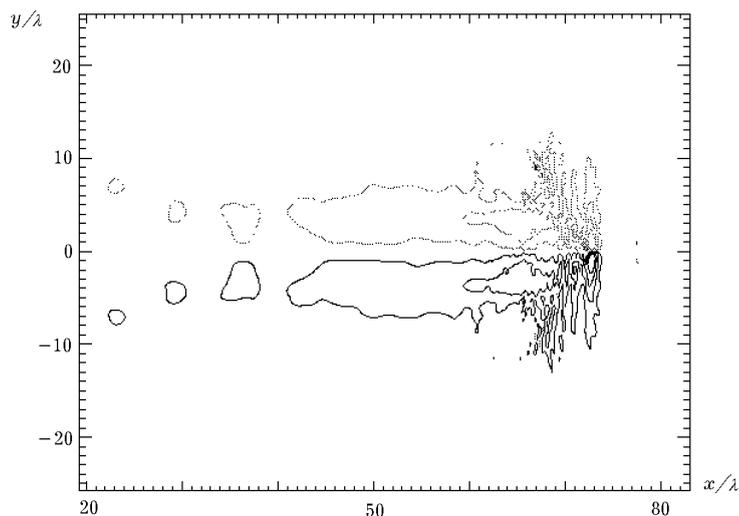


Рис. 2.

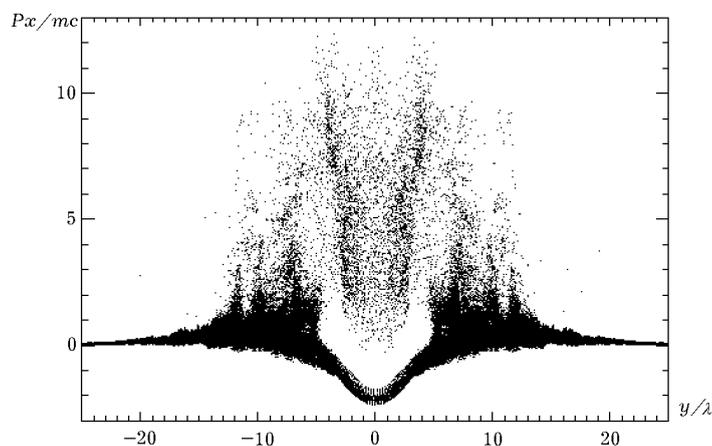


Рис. 3.

На рис. 2 для того же момента времени  $t = 120$  представлены изолинии  $z$ -компоненты магнитного поля в кильватерном следе импульса ( $x < 70$ ). Магнитное поле исчезает на оси симметрии лазерного импульса ( $y = 0$ ) и при переходе через эту ось меняет знак. В направлении распространения лазерного импульса знак магнитного поля остается неизменным, хотя и наблюдается небольшая модуляция (в частности, при  $x = 28$  и  $x = 36$ ), соответствующая формированию локальных максимумов поля и завихренностей в поле скоростей электронов. Отметим, что магнитное поле на границе плазмы ( $x < 0$ ) имеет знак, противоположный тому, который оно имеет в области кильватерного следа. Тонкая структура магнитного поля ( $x \in (63, 70)$ ) обусловлена, по-видимому, филаментацией импульса и требует дополнительного исследования.

На рис. 3 показана фазовая плоскость  $(p_x, y)$  для частиц с координатами  $67 < x < 69$ , что соответствует области наиболее интенсивного магнитного поля. На фазовой плоскости виден пучок электронов, ускоренных до релятивистских скоростей. Импульс, равный  $p = 10$ , соответствует релятивистскому фактору  $\gamma \sim 10$ . В этой же области видна популяция более медленных электронов, движущихся в противоположном направлении с импульсами меньшими 2.5.

Наличие сильной анизотропии в распределении электронов является условием для развития вейбелевской неустойчивости [5, 6], которая в свою очередь может передавать часть этой анизотропной энергии в магнитную энергию и способствовать тем самым генерации дипольного магнитного поля, показанного на рис. 2. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о том, что быстрые и “медленные” встречные пучки электронов формируются вблизи областей опрокидывания плазменных волн, т. е. при  $x \simeq 30, 40, 50, 60, 70$  (см. рис. 1). Появление обратного тока электронов связано с генерацией пучка быстрых электронов, т. е. с нарушением квазинейтральности.

### 3. Заключение

Таким образом, в работе на основе двумерного моделирования методом частиц показано, что в релятивистских режимах процесс генерации магнитного поля коррелирует с процессом образования встречных пучков быстрых частиц. Появление таких пучков является условием развития электромагнитной неустойчивости, аналогичной вейбелевской, которая имеет место в анизотропной плазме. Эта неустойчивость приводит к передаче энергии, сконцентрированной в быстрых и “медленных” электронных пучках, в энергию магнитного поля.

Автор выражает благодарность Ф. Пегораро, Г. И. Дудниковой и В. А. Вшивкову за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] HAINES M. G. Magnetic field generation in laser fusion and hotelectron transport. *Can. J. Phys.*, **64**, 1986.
- [2] STAMPER J. Review on spontaneous magnetic fields in laserproduced plasmas: phenomena and measurements. *Laser and Particle Beams*, **9**, 1990.
- [3] АСКАРЬЯН Г. А. Лазерная генерация токов и магнитных полей. *Труды ИОФАН*, **16**, 1988.
- [4] БЕРЕЗИН Ю. А., ВШИВКОВ В. А. *Метод частиц в динамике разреженной плазмы*. Наука, Новосибирск, 1980.
- [5] WEIBEL E. Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to anisotropic velocity distribution. *Phys. Rev. Lett.*, **2**, 1959.
- [6] БЫЧЕНКОВ В. Ю. и др. Самосогласованная теория генерации вихревых структур в плазме с анизотропным давлением в условиях неустойчивости Вейбеля. *ЖЭТФ*, **98**, 1990.

Поступила в редакцию 26 мая 1998 г.