

## Литература

1. *Sasaki R.* // Nucl. Phys. 1979. В 154. Р. 343.
2. *Chern S.S., Tenenblat K.* // Studies in Appl. Math. 1986. 74. Р. 55.
3. *Позняк Э.Г., Попов А.Г.* // ДАН. 1993. 332, № 4. С. 418.
4. *Позняк Э.Г., Попов А.Г.* // Итоги науки и техники. Сер. Геометрия-2. 1994. С. 5.
5. *Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т.* Современная геометрия. Методы и приложения. М., 1986.
6. *Попов А.Г.* Методы геометрии Лобачевского в некоторых классах нелинейных задач математической физики: Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1995.
7. *Карпан А.* Дифференциальное исчисление. Дифференциальные формы. М., 1971.
8. *Абловиц М., Сигур Х.* Солитоны и метод обратной задачи. М., 1987.

Поступила в редакцию  
03.10.97

УДК 533.9

## ПОГЛОЩЕНИЕ МОЩНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СЛОЕМ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Л. В. Бородачев, П. А. Гофман

(кафедра математики)

Методом численного эксперимента исследован бесстолкновительный режим взаимодействия ультракороткого лазерного импульса большой интенсивности с поверхностным слоем плазмы конденсированной мишени. Использована  $(1\frac{1}{2})$ -мерная дискретная кинетическая модель нерелятивистской плазмы с ионным фоном в дарвинском приближении для самосогласованных электромагнитных полей. Найдено, что поведение плазмы скин-слоя существенно отличается от предсказаний линейной теории. Среднее значение энергии электронов сопоставимо с энергией их осцилляций. Функция распределения частиц сильно анизотропна и значительно отличается от максвелловской.

### Введение

Физика взаимодействия субпикосекундных лазерных импульсов большой интенсивности с твердыми мишенями уже достаточно долго привлекает к себе пристальное внимание [1]. Причина этого кроется как в широкомасштабном практическом применении высокотемпературной плазмы, образующейся на поверхности мишени, так и в поисках новых режимов взаимодействия лазер-плазма. До недавнего времени, как правило, обсуждались случаи, когда интенсивность лазера составляет  $10^{15}$ – $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> [2]. В этом диапазоне мощностей происходит «столкновительное» поглощение электромагнитной энергии и поведение плазмы мишени описывается классической моделью нормального скин-эффекта. Лазерные же импульсы большей интенсивности ( $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>), представляющие интерес сегодня, обуславливают круг существенно нелинейных явлений, определяемых бесстолкновительными, коллективными свойствами плазмы [3]. Некоторые из этих явлений, в основном связанных с процессом поглощения энергии лазера, уже рассматривались в ряде публикаций на основе кинетического моделирования [4–7]. В настоящей работе продолжены численные исследования [7] бесстолкновительного режима взаимодействия лазер-плазма. При этом основное внимание уделено связи поглощенной электромагнитной энергии с распределением скоростей и температур частиц в плазме скин-слоя. Для описания

поведения электронов была использована  $(1\frac{1}{2})$ -мерная  $(x, v_x, v_y, v_z)$  дискретная дарвинская модель самосогласованной нерелятивистской плазмы [8, 9]. Движение ионов в силу их практической неподвижности на малых временах действия лазерного импульса не учитывалось. В ходе компьютерных экспериментов было обнаружено, что в противоположность режиму низкой интенсивности волны накачки в случае высокой интенсивности, рассматриваемом ниже, процесс бесстолкновительного поглощения энергии сопровождается сильно неравновесным и анизотропным распределением частиц, которое существенно влияет на коэффициент поглощения лазерного излучения.

### 1. Постановка задачи

Ниже будем рассматривать случай нормального падения плоской электромагнитной волны линейной поляризации на слой  $[0, L]$  бесстолкновительной плазмы с резкой границей. Ось  $x$  направлена вдоль нормали к границе плазмы, ось  $y$  — вдоль вектора электрического поля волны. Ионы неподвижны и составляют однородный положительный фон. В начальный момент распределение электронов считается максвелловским по скоростям (с заданной температурой  $T_0$ ) и однородным по пространству со средней плотностью  $n_0 > n_c$ , где  $n_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$  — критическая плотность,  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона, а  $\omega_0$  — лазерная частота. Интенсивность внешнего лазерного излучения выбирается такой, чтобы вре-

мя свободного пробега электронов оказалось существенно больше времени действия лазерного импульса, но энергия осцилляторного движения электронов в плазме  $\epsilon_{osc}$  при этом была бы много меньше энергии покоя  $mc^2$ . Последнее ограничение является не очень жестким и позволяет рассматривать режимы накачки с интенсивностью более  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, поскольку электрическое поле излучения в плазме намного меньше, чем в вакууме. Как и ранее [7], динамика плазмы скин-слоя описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= v_x, & \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= \frac{e}{m} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right), \\ \frac{dE_x}{dx} &= 4\pi\rho, & 4\pi j_x + \frac{\partial E_x}{\partial t} &= 0, \\ \text{rot } \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_\perp, & \text{rot } \mathbf{E}_\perp &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $B_x = 0$ . Индекс  $\perp$  означает  $y$ - и  $z$ -компоненты векторов. Падающая электромагнитная волна вне плазмы ( $x > L$ ) имеет вид

$$-E_y = B_z = B_0 \sin[\omega_0 t + \omega_0(x - L)/c]. \quad (2)$$

Чтобы прошедшая волна была слабой, толщина расчетного слоя плазмы  $L$  была выбрана заведомо больше глубины скин-слоя. (Обычно выбиралось  $L \approx 3c/\omega_{pe}$ , тогда коэффициент прохождения получался менее 0,03–0,05%.) Граничные условия для электрической и магнитной компонент поля

$$\begin{aligned} B_z(L, t) - E_y(L, t) &= 2B_0 \sin(\omega_0 t), \\ B_y(L, t) + E_z(L, t) &= 0, \\ B_z(0, t) + E_y(0, t) &= 0, \\ B_y(0, t) - E_z(0, t) &= 0, \\ E_x(L, t) = E_x(0, t) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

соответствуют условиям излучения на границах системы  $x = 0$  и  $x = L$  и учитывают отсутствие разделения заряда (поляризации) на них.

Краевые условия для частиц имеют следующий вид: справа ( $x = L$ ) частицы отражаются зеркально, что соответствует резкой границе «плазма–вакуум»:  $f_e(\mathbf{v})|_{v_x > 0} = f_e(\mathbf{v})|_{v_x < 0}$ ; слева моделируется контакт горячего скин-слоя с основным объемом плазмы, где электроны имеют максвелловское распределение с температурой, соответствующей их мгновенной средней по скин-слою энергии. Очевидно, что при сохранении первых двух моментов функции распределения:

$$x = 0 : \begin{cases} \int_{v_x < 0} d\mathbf{v} f_e(\mathbf{v})|_{v_x} = \int_{v_x > 0} d\mathbf{v} f_M(\mathbf{v})v_x, \\ \int_{v_x < 0} d\mathbf{v} f_e(\mathbf{v}) = \int_{v_x > 0} d\mathbf{v} f_M(\mathbf{v}) \end{cases} \quad (4)$$

граничное условие описывает вынос тепла из скин-слоя:

$$D(t) = \int_{v_x < 0} d\mathbf{v} f_e(\mathbf{v}) \frac{mv^2}{2} |v_x| > \int_{v_x > 0} d\mathbf{v} f_M(\mathbf{v}) \frac{mv^2}{2} v_x. \quad (5)$$

При численной реализации граничных условий (4) на каждом временном шаге вылетающие частицы замещаются новыми, с той же средней по скин-слою энергией, но уже изотропно распределенной по Максвеллу. Эти новые частицы помещаются в узкую приграничную область  $\delta x$ . В ходе экспериментов было обнаружено, что процесс взаимодействия лазер–плазма в определенной степени зависит от того, какова величина  $\delta x$ . В частности, если частицы равномерно распределяются по всей расчетной области [7], то резко увеличиваются коэффициент поглощения и средняя энергия частиц из-за искусственной «максвеллизации» и «изотропизации» распределения электронов в скин-слое.

На каждом прогоне контролировались следующие величины: средняя по длине области функция распределения электронов, значения электрических и магнитных полей в плазме, временная зависимость температуры электронов

$$T_{e\alpha}(t) = \frac{1}{Ln_e} \int_0^L dx \int d\mathbf{v} mv_\alpha^2 f_e(\mathbf{v}) \quad (6)$$

по каждой из координатных осей ( $\alpha = x, y, z$ ), временная зависимость электрического поля прошедшей  $E_t(t)$  и отраженной  $E_r(t)$  волн и поток энергии  $D(t)$  через левую границу плазмы (5).

## 2. Результаты и обсуждение

В численных экспериментах исследовались зависимости величины поглощенной энергии лазера и температуры электронов от мощности импульса и плотности плазмы. Фактически взаимодействие характеризуется двумя безразмерными параметрами: относительной лазерной частотой  $\omega_0/\omega_{pe}$  ( $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота) и эффективным полем волны накачки  $|eB_0|/(m\omega_{pe}c)$ . При этом оба параметра должны быть меньше единицы в области применения модельных уравнений (1).

Значения  $\omega_0/\omega_{pe}$  задавались в диапазоне от 0,35 до 0,035, что соответствует плотности плазмы в  $10 \div 1000$  раз больше критической, а параметр  $|eB_0|/(m\omega_{pe}c)$  — в диапазоне от 0,03 до 0,3, что соответствует интенсивности лазерного излучения от  $10^{17}$  до  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>. Все расчеты проводились на временном интервале порядка 10 периодов волны накачки. Рассматривать более продолжительные интервалы не было необходимости, ибо за время двух–трех периодов достигалось квазистационарное состояние. Входные и выходные параметры экспериментов представлены в таблице.

Основные параметры и результаты расчетов

Номер варианта		1	2	3	4	5	6
Амплитуда накачки	$eB_0/(m\omega_{pe}c)$	0,03	0,1	0,3	0,1	0,3	0,1
Лазерная частота	$\omega_0/\omega_{pe}$	0,035	0,035	0,035	0,1	0,1	0,35
Коэффициент поглощения	$A, \%$	0,12	0,36	0,53	0,24	0,53	0,08
Падение потенциала	$c\Delta\varphi/(mc^2)$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Средняя температура электронов	$T_{ex}/(mc^2)$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$0,7 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \cdot 10^{-3}$
	$T_{ey}/(mc^2)$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$
	$T_{ez}/(mc^2)$	$0,1 \cdot 10^{-4}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$0,15 \cdot 10^{-3}$

Отметим основные результаты расчетов. Очень быстро (через несколько временных шагов) устанавливалось пространственное распределение электрических и магнитных полей в плазме (рис. 1): плавное затухание величин  $E_y$  и  $B_z$  от «входной» плоскости  $x = L$  (более чем на порядок по длине области).

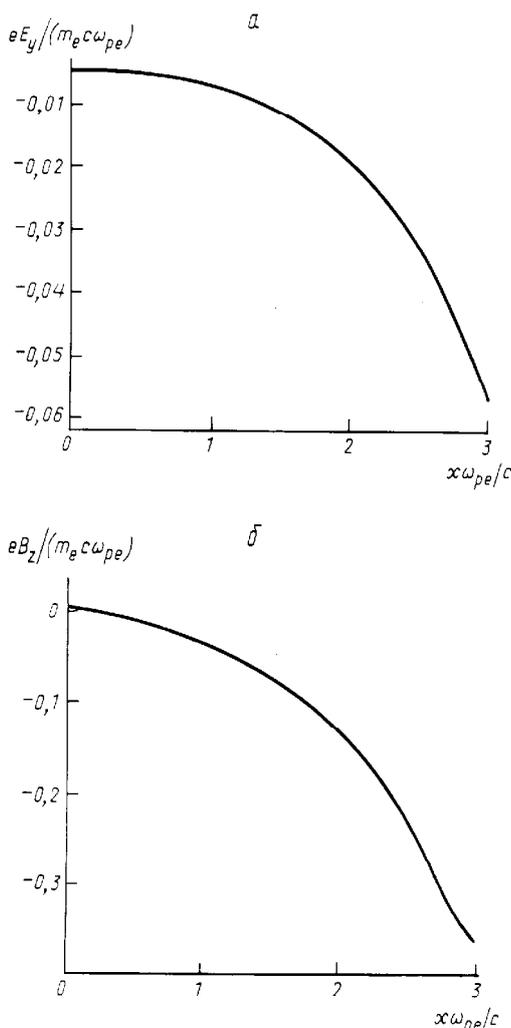


Рис. 1. Характерные пространственные распределения электрического (а) и магнитного (б) полей (вариант 5,  $t\omega_{pe} = 1000$ )

Энергия прошедшего излучения оказывалась пренебрежимо малой по сравнению с энергией падающего, при этом временная зависимость практически сохранялась. Последнее говорит о малом влиянии нелинейных эффектов на электромагнитные поля в рамках рассматриваемой модели. Отраженное поле тоже имело синусоидальный характер, причем амплитуда его была близка к амплитуде падающего, что указывает на малость коэффициента поглощения  $A$  (менее 1%, см. таблицу). Этот же результат подтверждается аналитически. На каждом прогоне проверялся закон сохранения энергии в квазистационарном состоянии:  $AI_0 = TI_0 + D$ , где  $I_0 = cB_0^2/8\pi$  — интенсивность падающей волны, а  $T$  — коэффициент прохождения энергии волны. Поскольку в нашем случае  $T \ll A$ , можно положить  $A = D/I_0$ . С другой стороны, вычитая поле падающей волны  $B_0(t)$  из полного магнитного поля на правой границе:  $B_z(L, t) - B_0(t) = B_{out}(t)$ , получим коэффициент отражения  $R = [B_{out}(t)]_{max}^2/B_0^2$  и затем вычислим коэффициент поглощения  $A = 1 - R$ . Оба метода дают одинаковые результаты в поздней стадии расчетов, когда достигается квазистационарное состояние. Из таблицы следует, что коэффициент поглощения пропорционален плотности лазерного излучения и плотности плазмы в степени 0,35–0,4, хотя эти данные можно рассматривать как предварительные.

Средняя температура электронов (б) почти линейно зависит от интенсивности лазерного излучения (примерно как  $I_0^{0,9}$ ) и практически обратно пропорциональна плотности плазмы. Из рис. 2 видно, что энергия частиц сильно анизотропна и осциллирует во времени с удвоенной лазерной частотой. Колебания в направлении поляризации лазерного луча сдвинуты на четверть периода вперед относительно колебаний в других направлениях. Это напрямую связано со сдвигом фазы между электрической и магнитной частями силы Лоренца, действующей на электроны в направлениях  $x$  и  $y$ . Амплитуда колебаний энергии в направлении  $y$  сопоставима со средним значением. Этот факт и почти линейная зависимость  $T_{ey}$  от  $I_0$  показывают, что средняя энергия

электронов примерно равна энергии осциляторного движения частиц в самосогласованном электрическом поле. Амплитуда колебаний и средняя величина энергии электронов по  $x$  меньше, чем по  $y$  (что связано с действием лишь магнитной составляющей силы Лоренца вдоль оси  $x$ ), при этом разница между ними растет с уменьшением плотности плазмы. Выравнивание  $x$ - и  $y$ -компонент энергии можно приписать падению электростатического потенциала в скин-слое, поскольку магнитное поле само по себе

не совершает работы над частицей. Как видно из таблицы, в вариантах 2, 4 и 6 средняя энергия электронов в направлении  $y$  почти та же самая, а падение потенциала увеличивается с ростом плотности плазмы, так как увеличивается поток поглощенной энергии. Это падение потенциала препятствует выходу электронов из скин-слоя и, следовательно, приводит к росту энергии по оси  $x$ . Распределение электростатического потенциала в расчетной области (рис. 3) подкрепляет это утверждение. Заметим,

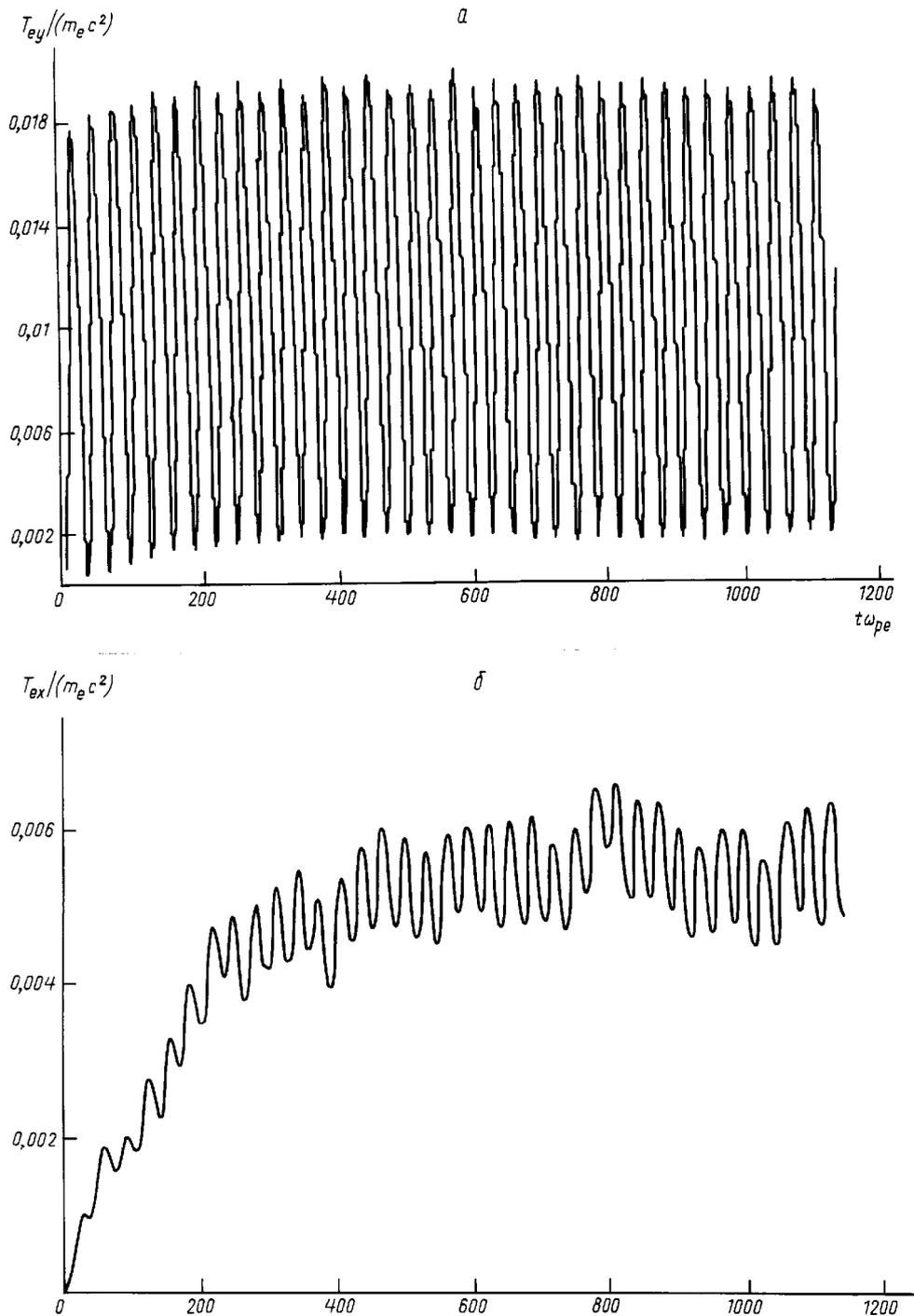


Рис. 2, а, б. Временные зависимости температуры электронов вдоль оси  $y$  (а) и оси  $x$  (б) (вариант 5)

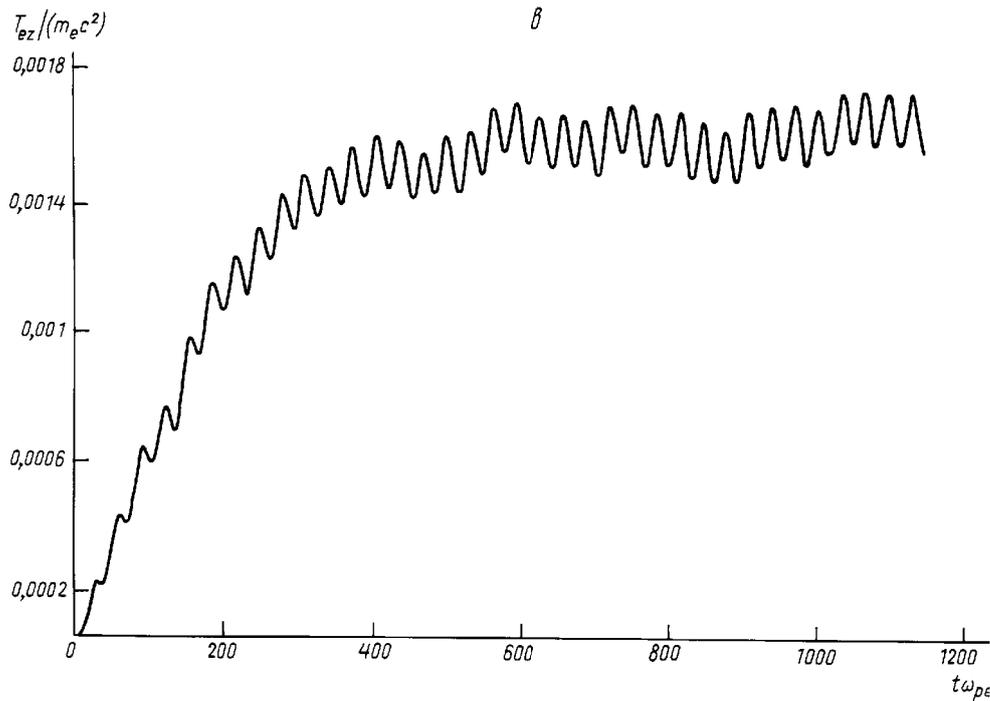


Рис. 2, б. Временные зависимости температуры электронов вдоль оси  $z$  (вариант 5)

что некоторый рост температуры частиц по оси  $z$  связан с реализацией граничных условий (4): быстрые электроны, вылетевшие через границу  $x = 0$ , замещаются усредненными по энергии частицами с изотропным распределением скоростей.

Коэффициент потока энергии  $f = AI_0/n_e T_e v_{ex}$ , где  $T_e = (1/3)(T_{ex} + T_{ey} + T_{ez})$  — температура электронов,  $v_{ex} = (T_{ex}/m)^{1/2}$  — их средняя скорость по оси  $x$ , в наших расчетах несколько убывает с падением интенсивности излучения лазера и увеличивается с ростом плотности плазмы, изменяясь от  $f \approx 0,6$  в вариантах 1 и 5 до  $f \approx 0,4$  в вариантах 3 и 6. В связи с вышесказанным интересна функция распределения электронов  $f_e(v_x)$ , усредненная по периоду волны

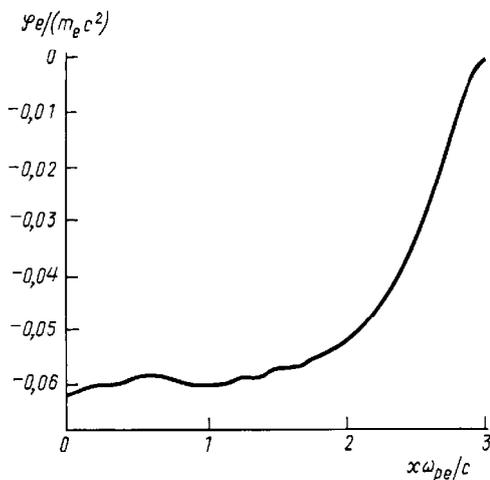


Рис. 3. Характерное пространственное распределение электростатического потенциала (вариант 5,  $t\omega_{pe} = 1000$ )

накачки и глубине скин-слоя (рис. 4, а). Виден «горячий» хвост энергонесущих электронов и обратный поток холодных частиц. Энергия горячих электронов приблизительно на порядок больше средней. Это соотношение примерно соответствует величине падения потенциала в скин-слое. Средняя скорость холодных электронов, образующих обратный ток, сопоставима с тепловой скоростью электронов и превышает звуковую скорость ионов для любых разумных значений их масс. Этот обратный ток может быть причиной ионно-звуковой неустойчивости и дополнительного торможения потока энергии из расчетной области, которые не наблюдались в нашей модели с неподвижными ионами. В отличие от  $\langle f_e(v_x) \rangle$  усредненная функция распределения электронов в направлении поляризации излучения  $\langle f_e(v_y) \rangle$  (рис. 4, б) симметрична, однако заметно отличается от максвелловской (недостаток как медленных, так и быстрых частиц). Заметим также, что вследствие существенной анизотропизации плазмы можно было бы ожидать развития вайбелевской неустойчивости с характерным искажением профиля  $B_z$  [10, 11]. Однако (по-видимому, в силу фазовой конфигурации системы) этого не наблюдалось (рис. 1, б, см. также [7]).

Интересно сравнить результаты настоящих экспериментов с расчетами на базе  $(1/2)$ -мерной полной электромагнитной модели с подвижными ионами и электрон-ионными столкновениями [6]. В работе [6] изучалось взаимодействие лазерного излучения (длина волны 0,8 мкм, интенсивность  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>) с углеродной фольгой (толщина 60 нм, плотность электронов  $n_e \approx 400 n_c$ ). Судя по данным [6], коэффициент поглощения составляет чуть менее 1,3%, но при этом

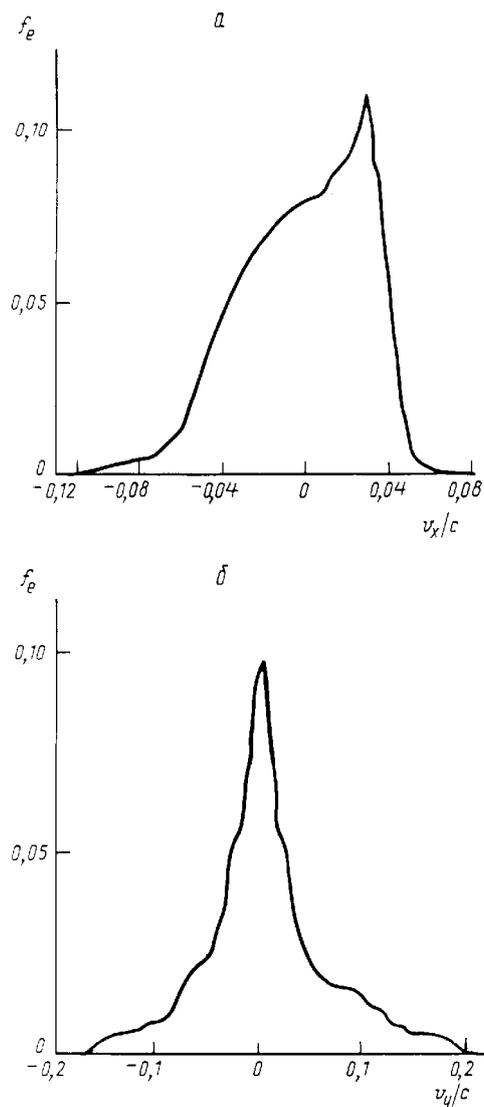


Рис. 4. Усредненная по времени функция распределения электронов вдоль оси  $x$  (а) и оси  $y$  (б) (вариант 3,  $t\omega_{pe} = 1000$ )

половина энергии поглощается ионами. Таким образом, электронное поглощение по данным [6] почти совпадает с полученным в вариантах 3 и 5 с похожими параметрами ( $\sim 0,5\%$ ). Температура электронов в работе [6] была 26 кэВ, что примерно в 4,5 раза больше полученного в данных расчетах значения  $\sim 6$  кэВ. Однако бесстолкновительный режим в [6] уже дал температуру 11 кэВ при тех же параметрах. Кроме того, в настоящей работе толщина слоя плазмы в 4 раза меньше, чем в работе [6], и граничные условия обеспечивают дополнительное охлаждение системы. Таким образом, можно сделать вывод, что настоящие результаты находятся в разумном соответствии с полученными ранее. Вместе с тем сравнение пока-

зывает, что учет столкновений важен даже для случая большой мощности излучения, поскольку они увеличивают поглощение энергии скин-слоем.

### Заключение

Исследован процесс поглощения лазерного излучения и нагрева электронов в сверхплотной плазме с резкой границей. Использование дискретного дарвинского моделирования позволило адекватно описать непотенциальное движение частиц в сильных электромагнитных полях и рассмотреть нелинейный случай, когда осцилляторная энергия колебания электронов сравнима с их тепловой энергией. Основные результаты исследования состоят в следующем:

1) величина коэффициента поглощения составляет менее 1% и медленно растет с ростом мощности излучения лазера;

2) распределение скоростей электронов сильно анизотропно и порождает большой обратный ток, который может вызвать неустойчивость в скин-слое;

3) величина средней энергии электронов соответствует модели «почти свободного потока энергии частиц», что обуславливает относительно низкие температуры электронов.

Авторы признательны В. Т. Тихончуку за исключительно полезные обсуждения задачи.

### Литература

1. Luther-Davies B., Gamaly E.G., Wang Y. et al. // Laser Physics. 1991. **1**. P. 325.
2. Milchberg H.M., Freeman R.R. // Phys. Fluids. 1990. **B2**. P. 1395; Fedosejevs R., Ottmann R., Sigel R. et al. // Appl. Phys. 1990. **B 50**. P. 79; Chaker M., Kieffer J.C., Matter J.P. et al. // Phys. Fluids. 1991. **B 3**. P. 167.
3. Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E. et al. // Phys. Plasmas. 1994. **1**, No. 5. P. 1626; Jiang Z., Kieffer J.C., Matter J.P. et al. // Ibid. 1995. **2**, No. 5. P. 1702.
4. Андреев А.А., Гамалий Е.Г., Новиков В.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1992. **74**. С. 973.
5. Wilks S.C., Kruer W.L., Tabak M., Langdon A. B. // Phys. Rev. Lett. 1992. **69**. P. 1383.
6. Denavit J. // Phys. Rev. Lett. 1992. **69**. P. 3052.
7. Бородачев Л.В., Тихончук В.Т. // Физ. плазмы. 1993. **19**, № 6. С. 813.
8. Нильсон К., Льюис Г. // Управляемый термоядерный синтез. М., 1980. С. 395.
9. Бородачев Л.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. № 3. С. 87.
10. Weibel E.S. // Phys. Rev. Lett. 1959. **2**. P. 83.
11. Быченков В.Ю., Новиков В.Н., Силин В.П., Тихончук В.Т. // Физ. плазмы. 1991. **17**. С. 403.

Поступила в редакцию  
03.10.97