

УДК 533.951

РАДИАЛЬНОЕ УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИНТЕНСИВНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. Л. Галкин, В. В. Коробкин, М. Ю. Романовский, О. Б. Ширяев

Показано, что при самоканализованном распространении в веществе интенсивных лазерных импульсов возможно ускорение до больших энергий электронов под действием поперечной силы и ионов вследствие кулоновского взрыва. Разработан метод расчета параметров ускоренных частиц. Энергии электронов и ионов могут достигать величины ~ 1 МэВ. Для достижения максимального эффекта длительность лазерного импульса должна быть ~ 300 фс. Излучение титан-сарфирового лазера с длительностью импульса 30 фс для ускорения ионов малоэффективно. Проведен анализ энергетических спектров частиц в радиальных сечениях. Результаты расчетов PIC-методом согласуются с описанием релятивистской стрижки с помощью асимптотической гидродинамики, что выражается в качественном совпадении плотности электронов с формой шредингеровской моды.

Достигнутый в последние годы прогресс в получении мощных коротких лазерных импульсов стимулировал проведение новых экспериментальных и теоретических исследований в области взаимодействия лазерного излучения с веществом. Одним из важных и интересных направлений подобных исследований является нелинейное распространение лазерных импульсов в материальных средах, особенно в газах и плазме. При фокусировке короткого мощного лазерного импульса в газ образуется плазменный канал, превращение газа в плазму происходит на переднем фронте импульса, а его основная

часть нелинейно взаимодействует уже с плазмой. В процессе распространения импульса в плазме может быть реализован режим самоканализированного распространения [1]. Эксперименты по самоканализированию представляют интерес с точки зрения фундаментальных исследований вещества в экстремальном состоянии (для лазерного термоядерного синтеза, создания рентгеновских лазеров, генерация электрон-позитронных пар, ускорения частиц и т.д.).

Целью данной работы является исследование радиального ускорения электронной и ионной компонент плазмы и практического использования ускоренных частиц, в том числе для возбуждения ядер. В режиме самоканализированного распространения под действием пондеромоторной силы сначала происходит вытеснение электронов из области электромагнитного поля с образованием канала, состоящего из ионов, а затем происходит кулоновский взрыв этого канала. Процессы формирования и взрыва канала чувствительны к форме и длительности лазерного импульса. Характерное время кулоновского взрыва зависит от поперечного размера канала и плотности ионов в нем.

Существует три основных сценария развития этих процессов.

1. Лазерный импульс с длительностью меньше характерного времени кулоновского взрыва. В этом случае электроны быстро ускоряются до больших энергий и уходят из канала, а сразу после прохождения импульса их место занимают окружающие канал холодные электроны. Кулоновский взрыв при этом не происходит.

2. Лазерный импульс с длительностью, превосходящей характерное время кулоновского взрыва. При этом электроны также быстро ускоряются до больших энергий, а так как пондеромоторная сила препятствует проникновению в канал холодных электронов, то происходит кулоновский взрыв канала с образованием быстрых ионов.

3. Лазерный импульс с пологим передним фронтом и с длительностью много больше характерного времени кулоновского взрыва. В этом случае электроны и ионы вместе вытесняются из канала (процесс электрострикции плазмы), и существенного разделения зарядов и ускорения заряженных частиц не происходит.

Электроны ускоряются как в поперечном направлении по отношению к распространению лазерного излучения, так и в продольном. На переднем фронте лазерного импульса существует продольная компонента пондеромоторной силы, которая обеспечивает ускорение электронов вдоль оси. Соотношение продольного и поперечного ускорений определяется временной формой и поперечным распределением интенсивности в лазерном импульсе. Поскольку длина образующегося ионного канала значительно превышает его поперечный размер, то при кулоновском взрыве ионы ускоряются в основном

в радиальном направлении. Таким образом, правомерно, хотя бы в виде приближения, рассмотреть только поперечного ускорения заряженных частиц, в то время как в последнее время в литературе более интенсивно изучается продольное ускорение электронов (в кильватерной волне). По-видимому, основная причина малоизученности схемы радиального ускорения заряженных частиц обусловлена существенными трудностями применения гидродинамического описания.

Можно предложить два подхода к описанию поперечного ускорения заряженных частиц в поле светового импульса, положив в основу либо уравнения гидродинамики, либо уравнения Ньютона. Первому варианту соответствует работа [2]. Впрочем, эта модель не подходит непосредственно для решения рассматриваемой задачи, поскольку не учитывает разделение зарядов. При численной реализации второго подхода по причине ограниченности вычислительных возможностей обычно используются уравнения не для всех исходных частиц, а для их укрупненных ансамблей, т.е. применяется аналог метода частиц в ячейке (PIC) [3]. PIC-метод использовался для решения задач близкой тематики в работах [4 – 6].

В данной работе применяется вариант PIC-метода, основанный на использовании "крупных частиц". С его помощью рассчитано ускорение электронов и ионов при самоканалированном распространении лазерных импульсов и определены параметры ускоренных частиц.

О применимости гидродинамического подхода к решению задачи. Вопрос о применимости гидродинамического описания в контексте решения рассматриваемой задачи является важным. Если гидродинамика [2] применялась для плазмы в поле лазерного импульса длительностью $\tau = 1 \text{ пс}$, то модель холодной плазмы и гидродинамики релятивистских электронов (например, [7]) использовалась и для более коротких импульсов, вплоть до $\tau = 10 \text{ фс}$. Следует отметить, что гидродинамическое описание, включая последнюю высокоструктурную модель, использующую потенциалы, предполагает плавность (адиабатичность) изменения параметров системы. Поэтому граница применимости гидродинамики определяется нарушением плавности изменения параметров системы, например, в результате возникновения разрывных решений. Чем больше интенсивность и чем короче длительность лазерного импульса, тем хуже условия применимости гидродинамики.

Однако и разрывы в решениях не являются достаточным условием неприменимости гидродинамики. Гидродинамика может содержать разрывные решения в виде ударных волн, порожденных пондеромоторной силой, которые размываются эффектами вязкости

и теплопроводности, так что гидродинамическое описание опять применимо [2].

При применении гидродинамики к рассматриваемой задаче ключевым является уравнение Эйлера для электронов с учетом воздействия на них кулоновской силы суммарного внутреннего заряда (рассматривается аксиально-симметричный вариант задачи) и пондеромоторной силы. Это уравнение можно дополнить уравнением для плотности электронов. На малых временах ионы можно считать неподвижными. Получается замкнутая постановка задачи гидродинамики электронов. По типу это система квазилинейных уравнений, что определяется коэффициентом (зависящим от решения) в дифференциальной части уравнения. Задача может быть записана в лагранжевых переменных, при этом дифференциальная часть преобразуется в полную производную по времени вдоль характеристики. Численное решение задачи гидродинамики показывает, что из начально нулевого профиля скоростей электронов возникает немонотонный профиль, качественно стремящийся к типу, представленному на рис. 1а, с дальнейшим переходом к типу, представленному на рис. 3а. Этот переход в терминах гидродинамики интерпретируется как градиентная катастрофа, а возникающий далее разрыв – как контактный (быстрые лагранжевы ячейки стремятся проникнуть в область медленных). Форма профиля скоростей электронов стремится к отмеченным формам, но их не достигает, поскольку дифференциальная гидродинамика перестает работать. При построении возникающих разрывных решений следует учитывать условия на разрывах [8], которые получаются из интегральных законов сохранения.

Напомним, что целью данной работы является изучение параметров ускоренных частиц, т.е. максимальных скоростей и энергии. Поэтому дальнейшие попытки использования гидродинамики, даже с учетом разрывов, не приведут к искомым профилям с четко прописанными максимумами. Непосредственное выделение разрывов или сквозной расчет с размыванием разрыва за счет включения эффектов вязкости и теплопроводности приведет к тому, что лагранжева ячейка с максимальной энергией не сможет обогнать соседнюю, а только поделится с ней энергией. Кстати, из всех эффектов, которые реально (а не в виде искусственного приема) могли бы оказать "размывающее" влияние на разрыв, в данной задаче существенны столкновения электронов, но на малых расстояниях потери энергии и импульса электронов невелики.

Выражения для плотности вытесненных пондеромоторной силой электронов в работе [9] получены в рамках модели гидродинамики, но не при описании эволюции системы, а в асимптотике по времени, когда следы от разрывов, если они были, перестали быть существенными. В этом смысле результаты асимптотической гидродинамики могут

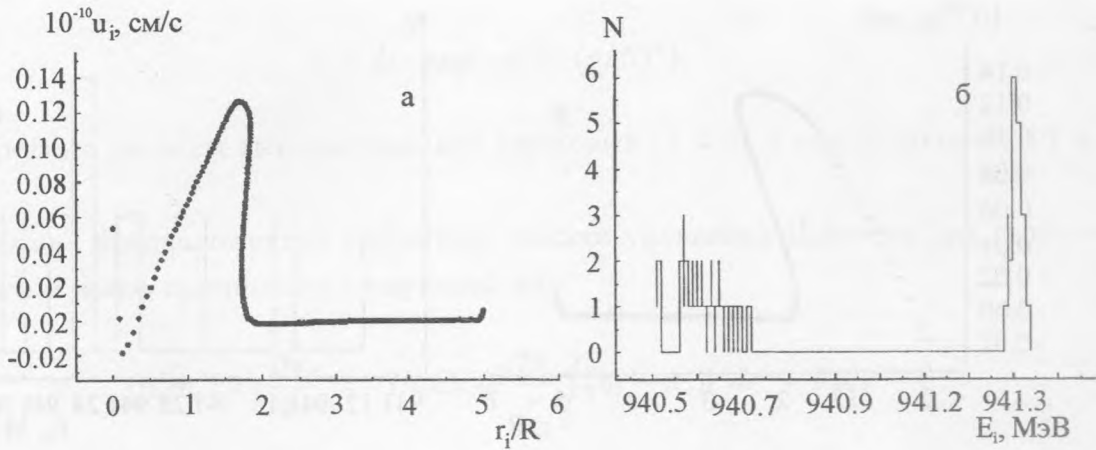


Рис. 1. Скорость (а) крупных частиц ионов в зависимости от радиальной координаты для момента $t = 0$ (максимум интенсивности) и спектр (б) ионов в сечении $r_i = 1.75R$ в интервале времени $t = \pm 1.5t_0$.

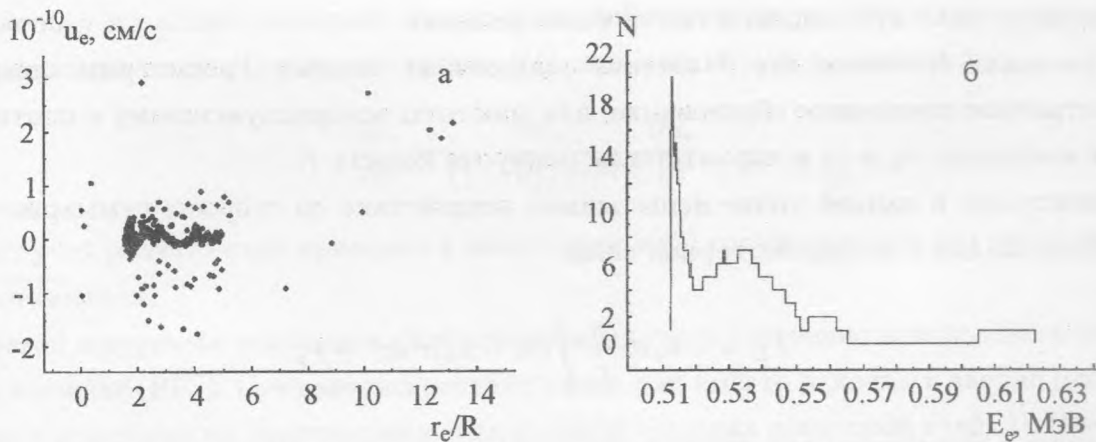


Рис. 2. Скорость (а) крупных частиц электронов в зависимости от радиальной координаты для момента $t = 0$ и спектр (б) электронов в сечении $r_e = 2R$ в интервале времени $t = \pm 1.5t_0$.

сохранять значимость.

Таким образом, рассматриваемая задача является тем случаем, когда гидродинамическое описание неприменимо. Необходима либо модификация, например, в виде четырехкомпонентной гидродинамики (быстрые и медленные электроны и ионы), либо

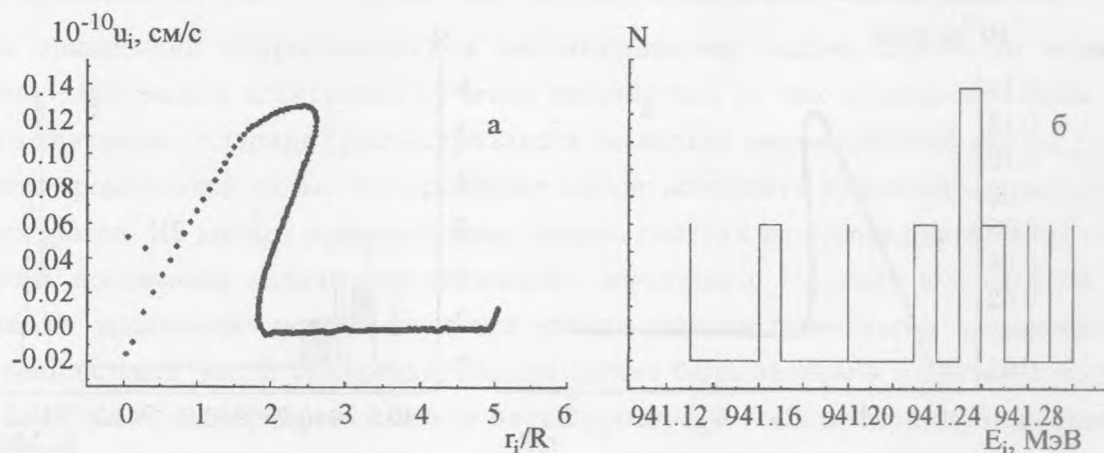


Рис. 3. Скорость (а) крупных частиц ионов в зависимости от радиальной координаты для момента $t = 20t_0$ (задний фронт приходится на $t \approx 33t_0$) и спектр (б) ионов в сечении $r_i = 2.65R$ в интервале времени $t = (20 \pm 1.5)t_0$.

негидродинамический подход к построению решения.

Уравнения Ньютона для движения заряженных частиц. Рассмотрим аксиально-симметричное плазменное образование, для простоты водородную плазму с плотностью обеих компонент n_e и n_i и характерным радиусом канала R .

Электроны в данной точке испытывают воздействие со стороны суммарного внутреннего заряда и пондеромоторной силы

$$F_{\Sigma} = -n_e e^2 \frac{2\pi}{r} \int_0^r (n_i - n_e) r' dr' + F_p. \quad (1)$$

Входящие в выражение для кулоновской силы плотности зарядов пересчитываются на единицу длины. Пондеромоторная сила для релятивистского случая равна

$$F_p = -\frac{n_e}{n_{e,cr}} 2I_r \nabla (1 + I/I_r)^{1/2}, \quad (2)$$

где $n_{e,cr}$ – критическая плотность электронов, I_r – релятивистская интенсивность [7]. Такая форма наиболее обоснованна для излучения циркулярной поляризации. В нерелятивистском случае выражение (2) переходит в

$$F_p = -\frac{n_e}{n_{e,cr}} \nabla I. \quad (3)$$

Исследовались пучки с радиальным распределением типа

$$I = I_0 \cdot \exp(-\ln 2 \cdot (r/R)^\gamma). \quad (4)$$

Конкретные расчеты выполнялись для гауссовых ($\gamma = 2$) и гипергауссовых ($\gamma = 4$) пучков.

В прежних предположениях симметрии задачи уравнения Ньютона для скоростей электронов и ионов принимают следующий вид:

$$(n_e m_e \delta V) \frac{\partial u_e}{\partial t} = -(n_e \delta V) e^2 \frac{2\pi}{r} \int_0^r (n_i - n_e) r' dr' + F_p \delta V, \quad (5)$$

$$(n_i m_i \delta V) \frac{\partial u_i}{\partial t} = (n_i \delta V) e^2 \frac{2\pi}{r} \int_0^r (n_i - n_e) r' dr'. \quad (6)$$

В системе (5)–(6) введен элементарный объем δV с целью дальнейшего перехода к крупным частицам.

Поскольку в рассматриваемой задаче сила, действующая на электроны, совпадает по направлению со скоростью электронов [10], выражение для p_e имеет вид

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} = \frac{m_e}{(1 - u_e^2/c^2)^{3/2}} \frac{\partial u_e}{\partial t}.$$

Поэтому учет релятивизма приводит к включению в (5) соответствующего релятивистского множителя.

Переход к крупным частицам. Для решения задачи естественно использовать метод частиц в ячейке (PIC). Суть метода состоит в том, что вместо исходных частиц рассматривается динамика их укрупненных ансамблей (в пределах некоторой ячейки). Предполагается, что такая крупная частица содержит заряд и массу всей ячейки, но является точечной. Отметим, что PIC-методы в силу недостаточной теоретической (вычислительной) обоснованности имеют единственное ограничение – результаты не должны противоречить законам физики. Стандарты в разработке PIC-метода (обеспечивающие сходимость как в разностных методах) фактически отсутствуют, поэтому открывается простор для воплощения фантазий исследователя.

В рассматриваемой задаче ускорения частиц в качестве ячейки естественно выбрать цилиндрический слой. Если начальная плотность заряженных частиц постоянна, а сечения слоев одинаковы по площади, то масса фиктивных частиц одинакова.

Пусть $R_1 = 5R$ – радиус области, где передним фронтом импульса создается двухкомпонентная полностью ионизованная плазма с одинаковой (для простоты – постоянной) плотностью зарядов. Разобьем эту область на $N = 1000$ слоев с границами $r_j = R_1(j/N)^{1/2}$, $j = 1, \dots, N$. Суммарные массы электронов и ионов m_e^* и m_i^* в расчете на единицу продольной длины в пределах слоя одинаковы по слоям

$$m_e^* = m_e n \pi R_1^2 / N, \quad m_i^* = m_i n \pi R_1^2 / N.$$

Примем эти величины за массы крупных частиц, а в качестве начального положения точечных частиц примем полусумму ограничивающих радиусов. Тогда уравнения (5), (6) можно записать в следующем виде:

$$\frac{m_e}{(1 - u_e^2/c^2)^{3/2}} \frac{\partial u_e}{\partial t} = -e^2 \frac{1}{r_e} \frac{m_e^*}{m_e} S(r_e) - \frac{m_e}{n_{e,cr}} 2I_r \nabla (1 + I/I_r)^{1/2}, \quad (7)$$

$$m_i \frac{\partial u_i}{\partial t} = e^2 \frac{1}{r_i} \frac{m_i^*}{m_i} S(r_i). \quad (8)$$

В уравнениях (7), (8) величины $S(r_e)$ и $S(r_i)$ суть разность количества "электронных" и "ионных" крупных частиц, сосредоточенных в сфере с радиусом r_e или r_i . В начальный момент времени эти величины равны нулю, начальные скорости также нулевые. Общее число уравнений $2N$, эти уравнения легко обобщаются на случай неводородной плазмы. Двукратное интегрирование системы уравнений по времени позволяет исследовать динамику системы, в частности, определить максимальные достигаемые значения скоростей и энергий.

В каждый момент времени по расположению крупных частиц можно восстановить плотности электронов и ионов процедурой усреднения плотностей, сосредоточенных в крупных частицах, по радиусу на его величинах, превосходящих максимальный исходный размер (ширину цилиндрического слоя) крупной частицы.

Отметим, что фигурирующие в уравнениях (5)–(8) скорости являются не гидродинамическими полями скоростей, а скоростями отдельных частиц. Поэтому понятие радиального профиля скоростей в данном случае является достаточно условным. Однако нулевые начальные скорости для всех частиц легко воспринимаются как непрерывное распределение скоростей. Это восприятие распространяется на малые времена и экстраполируется для ионов на большие времена. Поэтому будем отождествлять такие непрерывные образования с гидродинамическим понятием радиального профиля скоростей. Следует подчеркнуть, что такое расширенное понятие включает необычную для гидродинамики ситуацию, когда несколько частиц с одинаковыми координатами имеют

разные скорости. В терминах гидродинамики этой ситуации предшествует градиентная катастрофа (обращение в бесконечность градиента скорости, входящего в дифференциальные уравнения гидродинамики), которую можно интерпретировать как точку ветвления моделей. В гидродинамике за градиентной катастрофой возникает разрывное решение. При негидродинамическом же подходе обострение градиента скорости не воспринимается как нечто катастрофическое, равно как и последующее возникновение многозначного профиля скоростей.

Мгновенное включение интенсивности. Расчеты проводились для $R = 3 \text{ мкм}$ и начальной плотности частиц $n = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Предполагалось, что используется излучение неодимового лазера ($n_{e,cr} = 9.93 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $I_r = 2.45 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$) с гипергауссовым радиальным распределением интенсивности (4) и диапазоном максимальных интенсивностей $I_0 = 10^{19}; 10^{20}; 10^{21} \text{ Вт/см}^2$. В качестве характерной скорости использовалась скорость света, тогда характерное время $t_0 = R/c$. В таблице 1 приведены результаты расчетов энергии релятивистских электронов.

Т а б л и ц а 1

Значения энергии релятивистских электронов

I_0	t/t_0	$E_{e,max} - E_{e,0} [\text{МэВ}]$
10^{19}	5	0.42
10^{20}	3	1.73
10^{21}	5	8.56

($E_{e,0}$ – энергия покоя электрона).

Импульсы гауссовской формы по времени. В выражении для интенсивности (4) можно также учесть длительность лазерного импульса. Временная зависимость принималась гауссовой, импульс обрезался на высоте $0.03I_0$. Ускорение электронов в осевом направлении не рассматривалось. Нулевой отсчет времени располагался на максимуме интенсивности, переднему фронту импульса соответствовали отрицательные моменты времени. Проиллюстрируем результаты расчетов для излучения с интенсивностью $I_0 = 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ применительно к двум типам лазеров: лазер на неодимовом стекле с длительностью импульса $\tau = 300 \text{ фс}$ и титан-сапфировый лазер с длительностью импульса $\tau = 30 \text{ фс}$. Для последнего $n_{e,cr} = 1.74 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $I_r = 4.30 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$.

Для неодимового лазера полная энергия электронов в максимуме интенсивности достигает значения $E_e - E_{e,0} \approx 1.68 \text{ МэВ}$ (рис. 2а), а скорость ионов $u_i/c \approx 4.3 \cdot 10^{-2}$ (рис. 1а), что соответствует энергии движения $E_i - E_{i,0} \leq 884 \text{ КэВ}$.

Для титан-сапфирового лазера полная энергия электронов в максимуме интенсивности достигает значения $E_e - E_{e,0} \approx 0.36 \text{ МэВ}$ и далее слабо меняется, а скорость ионов $u_i/c \approx 9.2 \cdot 10^{-3}$, что соответствует энергии движения $E_i - E_{i,0} \leq 40 \text{ КэВ}$. Некоторое уменьшение энергии электронов и большое уменьшение энергии ионов (по сравнению с неодимовым лазером) объясняется тем, что импульс слишком короткий и электроны не успевают ускоряться до максимальных энергий, а кулоновский взрыв ионов не происходит.

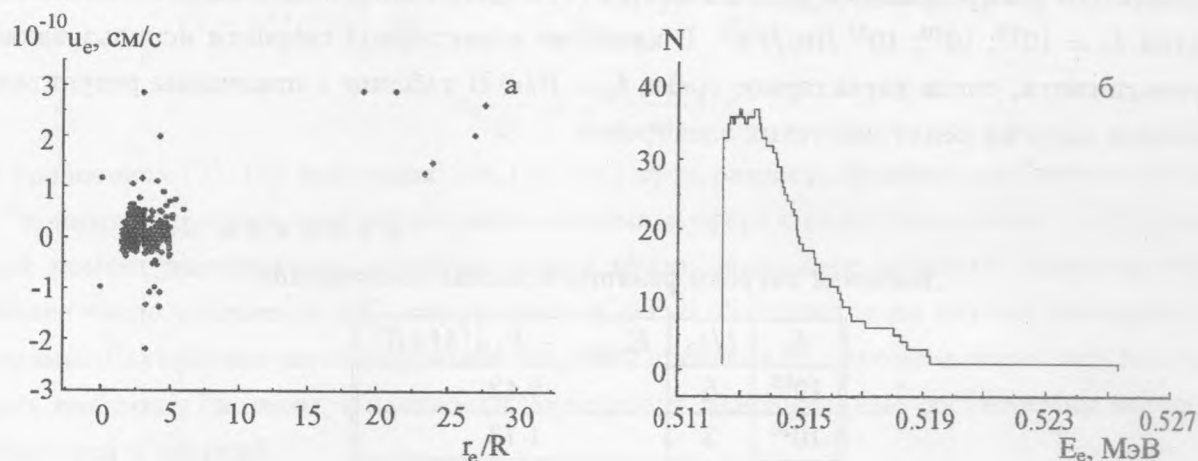


Рис. 4. Скорость (а) крупных частиц электронов в зависимости от радиальной координаты для момента $t = 20t_0$ и спектр (б) электронов в сечении $r_e = 2R$ в интервале времени $t = (20 \pm 1.5)t_0$.

На рис. 1 – рис. 4 представлены характеристики ускоренных частиц, полученные в результате интегрирования системы (7), (8) для варианта с лазером на неодимовом стекле. Распределение частиц по энергиям вычислялось в два этапа. Сначала фиксировались все крупные частицы, пересекающие данное радиальное сечение в данном временном интервале. На втором этапе определялся диапазон изменения полной энергии для каждой из этих частиц. Далее в общем диапазоне энергий для каждого значения определялось число крупных частиц.

Обсуждение результатов. В динамике электронов можно выделить несколько этапов. При мгновенном включении интенсивности за характерное время $t_0 = R/c = 10 \text{ фс}$ появляются релятивистские электроны. Уход последних из канала приводит к избытку ионов тем большому, чем выше интенсивность лазерного излучения. В результате канал заряжается положительно, что приводит в движение холодные электроны в окружающей канал области плазмы и частично тормозит релятивистские электроны. Притягиваемые каналом электроны приобретают некоторую кинетическую энергию, частично проникают в канал и вновь выбрасываются пондеромоторной силой. В результате на периферии канала формируется облако сравнительно холодных электронов, движение которых можно рассматривать как хаотическое.

Ионы достигают значительной скорости только через несколько десятков характерных времен.

Учет конечной длительности лазерного импульса не проявляется существенным образом в диапазоне длинных импульсов $\tau = 300 \text{ фс}$. Рассмотрим подробно случай интенсивности $I_0 = 10^{20} \text{ Вт/см}^2$, описывающий как существенное ускорение электронов пондеромоторной силой, так и кулоновский взрыв ионов. Радиальный профиль скорости электронов остается достаточно гладким лишь в течение нескольких характерных времен и на этапе хаотизации движения электронов (рис. 2а) это гидродинамическое понятие теряет смысл. Эффективная хаотизация происходит не из-за соударений, а вследствие прихода холодных электронов с разных расстояний с разными скоростями, т.е. является результатом взаимодействия холодных электронов со столбом ионов. При хаотизации (рис. 2б) можно говорить о средней энергии и температуре электронов. Далее значительная часть электронов группируется (останавливается, рис. 4б) вне канала, что можно интерпретировать как стремление плотности электронов к форме шредингеровской моды, описывающей релятивистскую стрижку.

Ионы достигают значительной скорости через несколько десятков характерных времен и имеют достаточно гладкий радиальный профиль скорости (рис. 1а, рис. 3а). Быстрые ионы, вышедшие из канала с некоторым запаздыванием, способны догнать вышедшие ранее более медленные ионы, что приводит к неоднозначности профиля скоростей. Скорость ионов достигает величины $u_i/c \approx 4.3 \cdot 10^{-2}$, что соответствует энергии движения $E_i - E_{i,0} \approx 0.88 \text{ МэВ}$. Таким образом, этот вариант близок к мгновенному включению по эффективности ускорения ионов при кулоновском взрыве. Электроны, "севшие" на шредингеровскую моды, практически не влияют на изменение энергии быстрых ионов (рис. 3б). Этот факт можно интерпретировать как инерцион-

ную фазу кулоновского взрыва ионов, которая возникает в окрестности заднего фронта импульса.

Результаты, полученные при расчете короткого импульса ($\tau = 30 \text{ фс}$), показывают, что в этом случае (по сравнению как с мгновенным включением, так и с длинным импульсом) происходит заметное уменьшение максимальных значений энергии электронов (до 2 раз), ионы не успевают ускориться, кулоновский взрыв ионов малоэффективен.

В данной работе исследована возможность ускорения заряженных частиц: электронов под действием пондеромоторной силы и ионов вследствие кулоновского взрыва.

Разработан метод расчета релятивистских скоростей и энергий ускоренных частиц. Этот метод может быть применен для широкого класса временных и радиальных распределений интенсивности поля лазерного импульса. В данной работе метод применен для аксиально-симметричного плазменного шнура с длиной $L \gg R$, образованного лазерным импульсом с гауссовым временным (а также мгновенным включением постоянной "ступеньки") и гипергауссовым радиальными распределениями интенсивности. Рассмотрена схема радиального ускорения заряженных частиц. Метод может быть обобщен на случай, когда электроны ускоряются как в радиальном направлении, так и вдоль оси импульса.

Применяемый метод, являясь аналогом метода частиц в ячейке, имеет вычислительные особенности, что позволяет преодолеть градиентную катастрофу гидродинамического описания. Реализация метода в пространственно одномерной постановке позволила достичь удовлетворительной точности на стандартных вычислительных средствах.

Рассчитаны энергии ускоренных электронов и ионов. Эти величины могут достигать порядка $E - E_0 \approx 1 \text{ МэВ}$, что открывает перспективы практического использования таких высокоэнергетических частиц. Показано, что кулоновский взрыв ионов происходит только при длительности импульса, превышающей некоторое пороговое значение. Поэтому излучение титан-сапфирового лазера с длительностью импульса $\tau = 30 \text{ фс}$ для ускорения ионов малоэффективно.

Результаты расчетов PIC-методом согласуются с описанием релятивистской стрижки с помощью асимптотической гидродинамики, что выражается в качественном совпадении плотности электронов с формой шредингеровской моды.

Авторы благодарят Я. М. Жилейкина за плодотворные дискуссии.

Работа выполнена при частичном финансировании по гранту РФФИ N 01-02-040134.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Borisov A. V., Borovskiy A. V., Korobkin V. V., et al. Phys. Rev. Lett., **68**, 2309 (1992).
- [2] Ivanov I. V., Taranukhin V. D. Laser Physics, **3**, 706 (1993).
- [3] Дьяченко В. Г., Имшенник В. С. ЖЭТФ, **56**, 1766 (1969).
- [4] Bulanov S. V., Esirkerov T. Zh., Lontane M., et al. Phys. Rev. Lett., **76**, 3562 (1996).
- [5] Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. N. Phys. Rev. Lett., **76**, 3975 (1996).
- [6] Ruhl H., Bulanov S. V., Cowan T. E., et al. Plasma Phys. Report, **27**, 363 (2001). Translated from Fizika Plazmy, **27**, 387 (2001).
- [7] Боровский А. В., Галкин А. Л. Лазерная физика. М., Изд-во литературы по атомной технике, 1996.
- [8] Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений. М., Наука, 1978.
- [9] Borisov A. V., Borovsky A. V., Shiryaev O. V., et al. Phys. Rev., **A45**, 5830 (1992).
- [10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, М., Наука, 1978.

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 1 февраля 2002 г.