

ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЯ УПЛОТНЕНИЯ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ ПРИ РАСШИРЕНИИ ГОРЯЧЕЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ В ХОЛОДНУЮ И РАЗРЕЖЕННУЮ

© 2020 г. А. А. Нечаев^{а,*}, М. А. Гарасёв^а, А. Н. Степанов^а, В. В. Кочаровский^а

^а Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

*e-mail: ant.a.nech@gmail.com

Поступила в редакцию 25.03.2019 г.

После доработки 10.02.2020 г.

Принята к публикации 16.03.2020 г.

Исследовано образование и эволюция слоя уплотнения в электростатической ударной волне при распаде разрыва в плазме с горячими электронами и большим перепадом плотности плазмы по разные стороны от разрыва. С помощью численного моделирования методом частиц в ячейках для широкой области параметров плазмы установлено, что возникновение слоя уплотнения под действием электрического поля энергичных электронов в области фронта бегущей ударной волны изменяет характер генерируемых ионно-звуковых волн и сопровождается сложной, неламинарной кинетикой различных фракций ускоренных и тепловых ионов, в том числе отраженных от фронта. Путем изучения траекторий частиц в реальном и фазовом пространствах показано, что в формировании и поддержании уплотнения в ударной волне участвуют ионы по обе стороны сильного разрыва: и захватываемые волной ионы разреженной плазмы, и нагоняющие ее ускоренные ионы плотной. Проведен качественный анализ вкладов обеих ионных компонент в слой уплотнения и указаны его особенности для типичных параметров лазерной плазмы.

Ключевые слова: бесстолкновительная плазма, распад сильного разрыва, немаксвелловское распределение частиц, электростатическая ударная волна, генерация магнитного поля

DOI: 10.31857/S0367292120080053

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1–7], в неоднородной бесстолкновительной плазме с горячими электронами и холодными ионами — и лабораторной, и космической — могут существовать электростатические ударные волны, поддерживаемые самосогласованным разделением зарядов неравновесных фракций. Поскольку в такой плазме хорошо распространяются и легко возбуждаются, например при взрывах, ионно-звуковые колебания (в частности, солитоны) [7–10], то именно с ними обычно связывают нелинейно-динамические процессы изменения концентрации и тонкую структуру фронта ударной волны. Так, при малой температуре ионов для описания ударной волны в работах [1, 11–13] было предложено использовать стационарные структуры, найденные в приближении ламинарного движения ионов, в том числе с учетом их частичного отражения от фронта [13].

Вместе с тем в условиях малой роли столкновений частиц и наличия больших, ионно-звуковых скоростей ионов, существенно превышающих их тепловые скорости, в ударных волнах возможно возникновение двух- и многопоточности

ионов, ведущей к различным неустойчивостям, прежде всего пучкового типа, и дополнительной генерации различных волн, особенно ионно-звуковых и ленгмюровских [8, 14–18]. В результате для широкой области плазменных параметров неизбежны волновая турбулиизация области фронта ударной волны и нестационарность его тонкой структуры. Проблема многопоточности усугубляется при наличии заданного извне потока ионов с одной или обеих сторон области формирования ударной волны. Хотя о многопоточности электронов (обладающих очень большими тепловыми скоростями) говорить не приходится, их функция распределения по скоростям тоже может быть существенно неравновесной (немаксвелловской) и неоднородной, в том числе небольшие мановской. Особый интерес представляет формирование ударной волны в сильно неоднородной плазме, например, в результате эволюции сильного разрыва ее концентрации, что также может модифицировать динамику ионно-звуковых колебаний и структуру “скачка” плотности плазмы. Более того, неизбежное возникновение анизотропии распределения электронов по

скоростям в указанных условиях ведет к генерации магнитного поля за счет неустойчивости вейбелевского типа [16, 19–21], что обуславливает дальнейшую модификацию ударной волны, которая перестает быть чисто электростатической.

До сих пор перечисленные вопросы оставались открытыми из-за сложности теоретического и экспериментального исследования бесстолкновительных ударных волн, однако в последнее время появились надежды на продвижение в этом направлении. Надежды связаны с прогрессом, во-первых, в экспериментах по лазерной абляции мишеней под действием сверхкоротких импульсов (см., например, [6, 22–26]), особенно фемтосекундных, разогревающих преимущественно электроны, а во-вторых, в численном моделировании методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC-моделировании) динамики разлета плазмы с горячими электронами, позволяющем проследить образование и долговременную эволюцию ударной волны [5, 6, 26–30]. В настоящей статье данные обстоятельства использованы для анализа свойств ударной волны в рамках постановки начальной задачи о сильном разрыве, точнее о расширении лазерной плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму меньшей плотности. Основное внимание уделено явлению образования уединенного слоя уплотнения на фронте ударной волны в таких условиях, экспериментально обнаруженному недавно [22, 23].

Особенностью подобных экспериментов является то, что основному сверхкороткому лазерному импульсу обычно предшествует более длинный слабый импульс. Несмотря на много меньшую мощность, он также способен создавать плазму, которая к моменту прихода основного импульса успевает расшириться в вакуум и остыть, сохраняя критическую плотность в прилегающем к мишени тонком слое. Таким образом, основной (фемтосекундный) лазерный импульс подвергает локализованному, взрывному нагреву до температур $T_{eL} \sim 1\text{--}10$ кэВ не только электроны твердотельной мишени, но и электроны плотной части предплазмы, созданной предимпульсом и имеющей толщину порядка 1 мкм или более в зависимости от его энергии и длительности. Более разреженная (бесстолкновительная) часть предплазмы, имеющая монотонно спадающий профиль плотности, прозрачна для основного импульса и образована частицами с энергиями порядка единиц эВ, успешными адиабатически остыв в течение разлета. Подобное или даже квазиоднородное распределение холодной фоновой плазмы можно создать и намеренно, при помощи дополнительного лазерного импульса.

По окончании действия лазерного излучения еще долгое время, возможно, наносекунды и более, и нагретая часть мишени, и квазиадиабатически расширяющийся плазменный сгусток с критической концентрацией $\geq 10^{21}$ см⁻³ служат источником разлетающейся плазмы с горячими электронами, взаимодействующей с фоновой холодной плазмой. Полноценная теория такого плазменного источника отсутствует, однако известно, что в нем могут довольно долго сохраняться исходная низкая температура ионов $T_{iL} \sim 1\text{--}10$ эВ и большая температура электронов на уровне долей или нескольких кэВ [31]. В результате из него постоянно вылетают и частично возвращаются обратно горячие электроны, которые тянут за собой сравнительно холодные ионы и постепенно передают им свою кинетическую энергию посредством квазиэлектростатического поля двойного электрического слоя (описание подобного процесса см., например, в [32]). При этом неясными остаются возможность и условия формирования и обрушения локализованного пакета ионно-звуковых волн, а также уровень волновой турбулизации и форма фронта ударной волны с резким скачком плотности плазмы [6, 17, 24, 28–30, 32–34].

Мы покажем, что фоновая плазма играет принципиальную роль в возникновении ударной волны, а динамика последней выходит далеко за рамки использовавшейся ранее теории ионно-звуковых волн и солитонов [1, 7, 11–13, 24, 35] и во многом определяется многопоточностью ионов и согласованным с ней движением неравновесных электронов. Экспериментально эта динамика мало изучена (см. [6, 23, 24, 28]), а анализ ее численного моделирования, включающего формирование слоя уплотнения, до сих пор проводился весьма фрагментарно (см. [5, 9, 17, 26, 29, 30, 36]). Тем не менее численные расчеты (см., например, [37, 38]) свидетельствуют о существенной роли эффектов, связанных с конечной температурой ионов и их отражением от фронта ударной волны и не позволяющих использовать простейшие ламинарные решения [1, 7, 12, 35, 39–41] в широкой области плазменных параметров. Для рассматриваемой задачи о сильном разрыве в плазме не удается использовать и предлагаемый в работах [13, 41, 42] подход к учету отражений части ионов фоновой плазмы от фронта стационарной ударной волны, поскольку он не применим в условиях сильной неоднородности и нестационарности профиля основной плазмы с горячими электронами.

Подчеркнем, что ударные волны, наблюдаемые в современных лазерных экспериментах, образуются и распространяются в почти бесстолкновительной плазме. Действительно, уже при

концентрации $n_{eL} \sim 2 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и температуре $T_{eL} \sim 2.5 \text{ кэВ}$, типичных для плазмы [22, 23], созданной лазерным импульсом на длине волны 800 нм с мощностью $10^{12} - 10^{13} \text{ Вт}$, длина свободного пробега электронов составляет 100–1000 мкм, что больше размеров области, $\sim 50 \text{ мкм}$, существенной для формирования ударных волн. Ионы, вовлеченные в ударную волну и движущиеся направленно с околосвуковой скоростью, на этих масштабах тоже сталкиваются редко. Поэтому эксперименты с лазерной плазмой могут быть использованы для качественного анализа бесстолкновительных ударных волн, существующих в космической плазме [3, 34, 43–46].

В основу настоящей работы положен анализ проведенных нами одномерных (1D) и двумерных (2D) расчетов распада сильного разрыва, которые позволили изучить формирование и эволюцию слоя уплотнения плазмы, сопровождающего ударную волну при наличии фоновой плазмы и сильно неоднородной горячей плазмы. Ранее имелись лишь отдельные примеры подобных PIC-расчетов [5, 29] или же использовались гибридные коды [35, 37, 47, 48], в которых электроны описываются гидродинамически и исследуется только кинетика ионов, что было недостаточно для выявления ряда эффектов. Представленное PIC-моделирование распада разнообразных разрывов плазмы дает качественное описание явления в целом (раздел 2) и выявляет основные динамические свойства слоя уплотнения плазмы в ударной волне, включая как начальную стадию его формирования (раздел 3), так и долговременную эволюцию и постепенное исчезновение (раздел 4). Особенности рассматриваемого явления в случае плавных переходов от горячей к холодной плазме обсуждаются в разделе 5. В разделе 6 даны некоторые результаты изучения генерации магнитного поля, наиболее сильного под фронтом ударной волны. В заключении содержатся общие выводы и некоторые открытые вопросы.

2. ДИНАМИКА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Согласно известным приближенным аналитическим и численным исследованиям разлета плазмы в вакуум [47–50], немонотонный профиль плотности в ней $n_i(x)$ (в направлении разлета x) может возникать далеко не всегда и только благодаря быстрым, сверхзвуковым ионам на самом переднем крае их потока, поддерживаемого обогнавшими их электронами с температурой $T_e \gg T_i$. Профиль концентрации последних $n_e(x)$ оказывается монотонным, а следовательно, имеет место разделение зарядов, которое может быть сильным только там, где локальный дебаевский

(электронный) радиус не мал по сравнению с масштабом неоднородности концентрации ионов:

$$D_e = \sqrt{\frac{T_e}{4\pi e^2 n_e}} \gtrsim \Lambda_i = n_i \left| \frac{dn_i}{dx} \right|^{-1}. \quad (1)$$

Здесь e – величина заряда электрона, и в дальнейшем для простоты обычно рассматриваются однозарядные ионы. В областях достаточно плотной плазмы с достаточно гладким профилем, где выполнено обратное неравенство и ионы эффективно экранируются электронами, $n_e(x) \approx n_i(x)$, деформация профиля плазмы происходит автомодельным образом. В интересующем нас случае адиабатического расширения, отвечающего поставленной начальной задаче с заданным числом частиц в отсутствие сторонних источников энергии, автомодельный закон указан, например, в [47] и различен для задач разной пространственной размерности. Анализ областей справедливости этого закона и его модификации в условиях присутствия фоновой плазмы и возникновения слоя уплотнения в ударной волне выходит за рамки настоящей работы.

В рассматриваемой нами начальной задаче о сильном разрыве в плазме для формирования электростатической ударной волны со слоем уплотнения, происходящего в области нарушения квазинейтральности, важно, что ограниченная область расширяющейся горячей плазмы либо состыкована с протяженной областью подобной же разреженной плавно неоднородной плазмы, т.е. имеет длинный “хвост” (см. об этом раздел 5), либо погружена в пространство, уже содержащее фоновую разреженную плавно неоднородную плазму с другой (более низкой) температурой. Для лазерных экспериментов характерна как раз последняя ситуация (см., например, [22, 25, 51]) с достаточно крутым начальным профилем разогретой плазмы, и именно для нее в разделах 2–4 исследуется структура ударной волны со слоем уплотнения, на который ранее в литературе не обращалось должного внимания.

Численное моделирование расширения плотной и горячей плазмы в разреженную и холодную проводилось нами в одномерных и двумерных пространственных конфигурациях с помощью кинетического кода ЕРОСН (см. его описание в [52]). Код осуществляет совместное решение уравнений Максвелла для электромагнитных полей,

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi e(n_i - n_e), \end{aligned} \quad (2)$$

и уравнений движения для модельных электронов и ионов плазмы,

$$\frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{v}_\alpha}{c}, \mathbf{B} \right] \right), \quad \frac{d\mathbf{r}_\alpha}{dt} = \mathbf{v}_\alpha. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{v}_\alpha$ – векторы координаты и скорости модельной частицы α ; m_α, e_α – ее масса и заряд; t – время, c – скорость света в вакууме. Согласованные электрическое и магнитное поля, \mathbf{E} и \mathbf{B} , определяются концентрациями и суммарной плотностью тока, $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, всех частиц. Отметим, что и в 1D, и в 2D расчетах векторы полей, плотности тока и скоростей частиц могли иметь все три ненулевые компоненты.

Начальной конфигурацией для моделирования в одномерной геометрии служили ограниченный слой плазмы из холодных ионов и горячих электронов с максимальной концентрацией n_0 , погруженный в фоновую плазму меньшей (на 1–4 порядка) концентрации $n_{bkg,0} < n_0$, причем брались типичные для лазерных экспериментов значения $n_0 \sim 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Переход от слоя к фону в большинстве расчетов задавался супергауссовым профилем $n_L = n_0 \exp(-x^\ell/L^\ell)$, где x – координата вдоль направления расширения, $\ell \geq 1$. (Анализ эволюции других профилей см. в разделе 5.) Слой шириной $\sim L$ занимал примерно шестую часть всей расчетной области и прилегал к ее левой границе, $x = 0$. На этой границе использовалось условие зеркального отражения как для частиц, так и для полей (как от идеального проводника), правая была открытой (поглощающей частицы и волны [52]). Потеря малой доли быстрых электронов через правую границу приводила к появлению возле нее положительного заряда ионов фона, однако локализованный в узкой области далеко от фронта ударной волны, он не мог повлиять на изучаемый процесс возникновения слоя уплотнения. При этом полная энергия всех частиц и полей уменьшалась к концу типичного расчета незначительно, не более чем на 3%. Ряд расчетов был проведен в случае обеих открытых границ – это не нарушало ход рассматриваемых процессов вблизи фронта ударной волны.

Ниже и в разделах 3–4 для иллюстрации результаты даны при $L \approx 130d_e$ и резком профиле с $\ell = 8$. Здесь и далее $d_e = (T_L/m_e)^{1/2} \omega_p^{-1}$ – начальный радиус Дебая горячих электронов (в отличие от D_e в соотношении (1), где он полагался зависящим от координаты и времени) и $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$ – их начальная плазменная частота. Типичными для расчетов были значения $d_e \approx 40$ нм и $\tau_p = 2\pi/\omega_p \approx 10$ фс. Отношение масс ионов и электронов m_i/m_e в разных расчетах выбиралось

в пределах 100–50000. В начальный момент частицы имели изотропные максвелловские распределения по скоростям: температура электронов в плотном слое составляла $T_L = 2.5 \text{ кэВ}$, ионов в плотном слое и всех частиц фона – $T_{bkg} = 3 \text{ эВ}$. (Отдельные 1D расчеты при $m_i/m_e = 100$ были проведены для температуры ионов слоя, равной T_L , при холодном фоне и при фоне с горячими электронами с температурой T_L , что не повлияло качественно на возникновение слоя уплотнения, поскольку тепловые скорости тяжелых ионов все равно были значительно меньше, чем у электронов, а число и энергия электронов фона малы по сравнению с имеющимися в основной плазме.)

В двумерных расчетах, когда плазма расширялась в плоскости xu , использовались схожие начальные условия, за исключением того, что основная плазма с горячими электронами заполняла область, как правило, в виде полукруга, $n_L = n_0 \exp(-r^\ell/L^\ell)$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, с радиусом $L \approx 220d_e$ (см. рис. 1 для $t = 0$). Все границы расчетной 2D области, кроме $x = 0$ (мишень), задавались открытыми (поглощающими).

Подобная постановка начальной задачи для моделирования расширения сгустка плазмы, полученной путем лазерной абляции мишени сверхкоротким импульсом, используется в литературе повсеместно (см., например, [5, 6, 29, 30, 51]).

Проведение анализа целого ряда начальных профилей плазмы обусловлено не только отсутствием экспериментальных данных о фактическом профиле на момент нагрева мишени лазерным импульсом, но и желанием удостовериться в универсальном характере обнаруженного явления. Действительно, оказалось, что слой уплотнения образуется в широкой области параметров и для большого класса начальных профилей плазмы, причем его передняя граница совпадает со скачком плотности на фронте ударной волны. Типичные примеры эволюции распределения концентрации плазмы и электрического поля в ней от времени в 2D и 1D конфигурациях приведены на рис. 1–5 для указанного супергауссового начального профиля плотной плазмы с $\ell = 8$.

Вся динамика распада разрыва в плазме диктуется переходом тепловой энергии горячих электронов в энергию направленного движения ионов (см. рис. 6). В целом о профиле основной расширяющейся плазмы можно сказать только то, что быстрее всего выполаживаются его более крутые участки, т.е. масштабы неоднородности в разных его частях – и до слоя уплотнения, и после – постепенно выравниваются. Поэтому со временем профиль в среднем приближается к экспоненциальному с единым характерным мас-

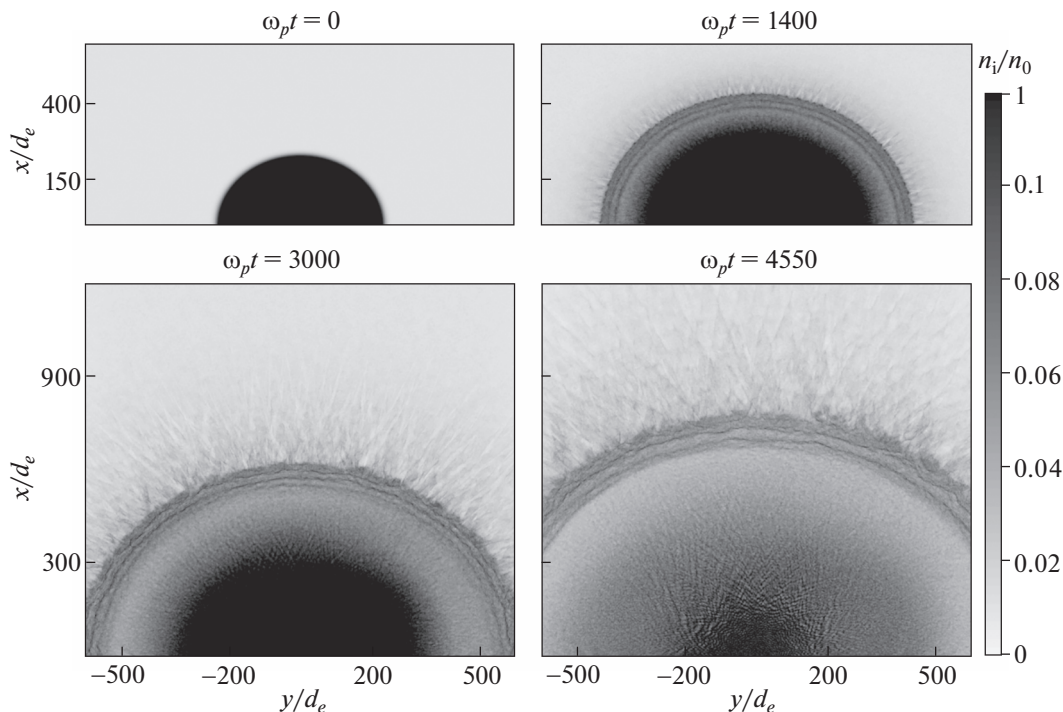


Рис. 1. Распределение нормированной концентрации плазмы в разные моменты времени, полученное в 2D расчете со следующими параметрами плазмы: $n_{bkg,0} = 0.01n_0$, $L \approx 220d_e$, $m_i/m_e = 100$; размер области счета в плоскости $xу$ составляет $1700d_e \times 1700d_e$.

штабом, что позволяет локализовать слой уплотнения.

Качественно результаты 1D и 2D-расчетов согласуются друг с другом и соответствуют экспериментально наблюдаемым явлениям [22, 23] на рассматриваемом переходном этапе формирования ударной волны и эволюции слоя уплотнения в ней. В частности, образование ударной волны всегда происходит на границе области (1) и обязательно, прежде всего, возникновению слоя уплотне-

ния из ионов фоновой плазмы (см. раздел 3). При этом вычисление интегральных характеристик последнего (рис. 6) показывает, что довольно быстро после его образования кинетическая энергия ионов фоновой плазмы в нем становится малой по сравнению с энергией ионов, и электронов основной плазмы. Долговременная эво-

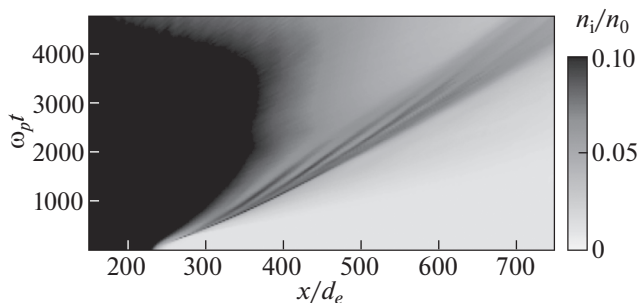


Рис. 2. Усредненное по азимуту распределение нормированной концентрации плазмы, изображенной на рис. 1, как функция радиальной координаты (горизонтальная ось) в разные моменты времени (вертикальная).

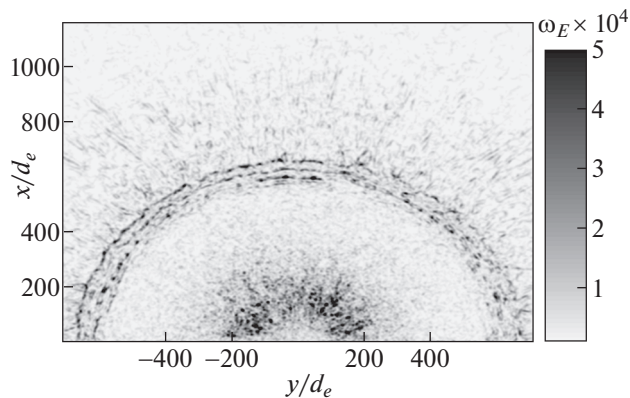


Рис. 3. Распределение плотности энергии электрического поля в единицах начальной тепловой энергии горячих частиц, $w_E = E^2 / (8\pi n_0 T_L)$, в момент времени $\omega_p t = 3600$, полученное в том же расчете, что и рис. 1.

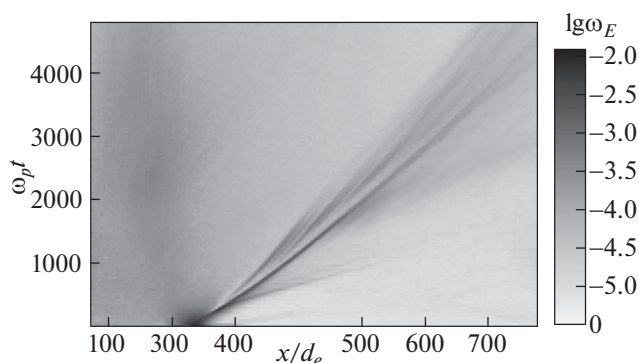


Рис. 4. Усредненная по азимуту нормированная плотность энергии электрического поля, изображенная на рис. 3, как функция радиальной координаты (горизонтальная ось) в разные моменты времени (вертикальная).

люция слоя уплотнения в первую очередь обусловлена многопоточностью ионов (см. раздел 4). Имеющиеся незначительные отличия в скорости движения слоя уплотнения в 2D и 1D-расчетах (рис. 5) в основном вызваны более быстрым падением концентрации расширяющейся плазмы в цилиндрической геометрии по сравнению с плоской и соответствующим различным уменьшением температуры горячих электронов. Отметим, что слой уплотнения в процессе расширения плазмы продолжает служить границей, на которой характерный масштаб неоднородности кон-

центрации сравнивается с локальным радиусом Дебая для горячих электронов (см. (1)). Скорость этого слоя на десятки процентов превышает локальную скорость ионного звука $v_s = \sqrt{T_e/m_i}$ ($\sim 2 \times 10^8$ см \cdot с $^{-1}$ для $m_i/m_e = 100$ и $\sim 10^7$ см \cdot с $^{-1}$ для $m/m_e = 50000$) вплоть до распада этого слоя на ионно-звуковые волны вследствие исчерпания запаса энергичных электронов, когда профиль концентрации плазмы выполаживается на протяженном участке под фронтом ударной волны.

Вся совокупность проведенных нами расчетов свидетельствует о том, что механизм формирования слоя уплотнения для любых не слишком плавных профилей плазмы является довольно универсальным и действует при наличии фоновой плазмы с относительно невысокой температурой и градиента давления горячих электронов, летящих из области плотной плазмы. Динамика плазмы перед фронтом ударной волны не столь универсальна и требует специального анализа, поскольку она обусловлена нестационарным неоднородным потоком ионов основной плазмы, смешанных с отраженными ионами фоновой плазмы и вместе с ними ускоренных нерегулярным, флуктуирующим электрическим полем. Концентрация ионов в данном потоке, вообще говоря, сравнима с концентрацией ионов той части фоновой плазмы, которая еще не затронута ударной волной, но “разогревается” благодаря развитию волновой турбулентности.

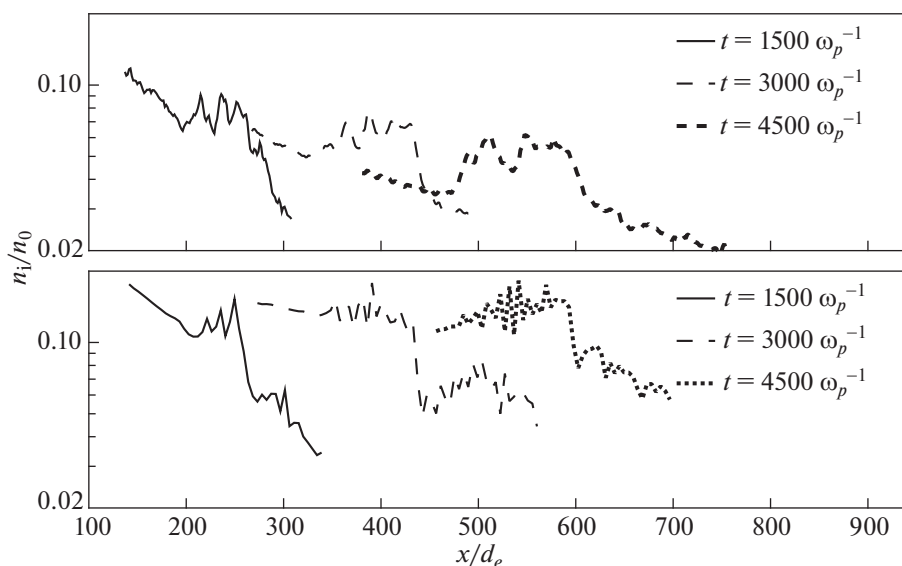


Рис. 5. Профили концентрации плазмы в районе слоя уплотнения для 2D ($L \approx 220d_e$, верхняя панель, профиль вдоль среза по оси x) и 1D ($L \approx 130d_e$, нижняя панель) расчетов с параметрами плазмы, соответствующими рис. 1, для трех последовательных моментов времени; начало отсчета по оси x помещено в точку образования слоя уплотнения, которая в обоих расчетах происходит в момент времени $\approx 240\omega_p^{-1}$.

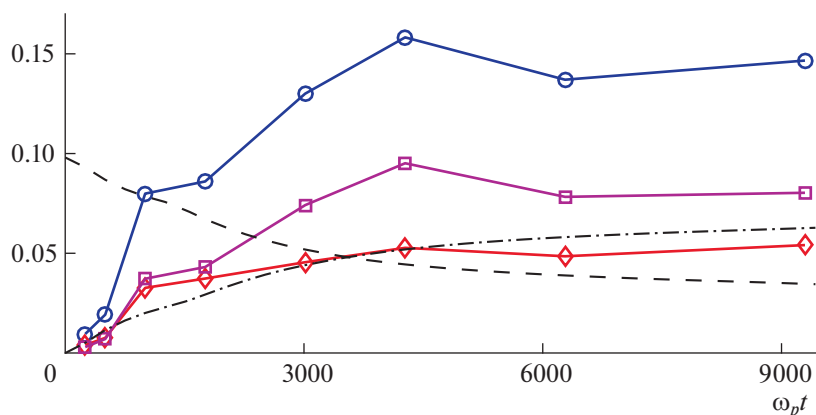


Рис. 6. Энергетические характеристики всей плазмы и слоя уплотнения в ней (в единицах начальной энергии всех частиц плазмы) в зависимости от времени для 1D-расчета с теми же параметрами плазмы, что на рис. 1. Штриховая и штрихпунктирные кривые – энергия всех электронов и ионов плазмы соответственно (умножены на 10^{-1}); круги – кинетическая энергия всех частиц, составляющих слой уплотнения; ромбы – кинетическая энергия только электронов основной плазмы в слое уплотнения; квадраты – только ионов основной плазмы.

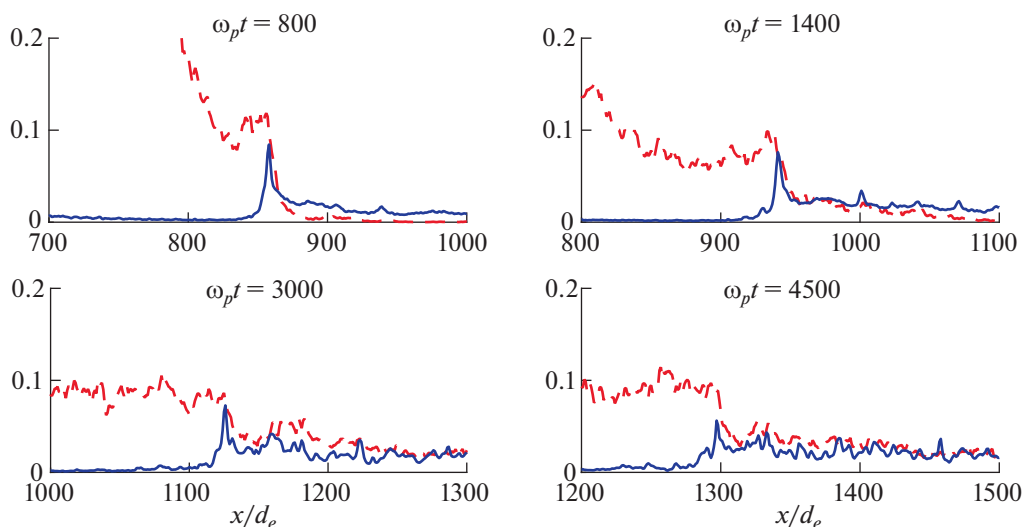


Рис. 7. Штриховая кривая – давление горячих электронов (в единицах начального) в зависимости от продольной координаты в последовательные моменты времени, $n_{eL} (\langle v_x^2 \rangle - \langle v_x \rangle^2)$, угловые скобки обозначают усреднение по функции распределения в данной точке пространства. Сплошная – концентрация ионов фоновой плазмы, $n_{i,bkg}$, пик в которой указывает положение передней границы слоя уплотнения. Параметры плазмы соответствуют рис. 1.

В случае резкого перехода от горячей плазмы к холодному фону указанная неравновесность проявляется наиболее ярко. Иллюстрацией служит рис. 7, где показаны типичные распределения давления газа электронов и концентрации ионов фоновой плазмы, а также рис. 8 и 9, где представлена эволюция распада разрыва в плазме для двух значений отношения концентрации основной и фоновой плазмы. На рис. 8 такое отношение равно 2 и, как при любом небольшом перепаде концентрации плотной и фоновой плазмы,

$n_0/n_{bkg,0} \lesssim 2$, неравновесность электронов оказывается недостаточной для образования слоя уплотнения. При этом на фронте разрыва, который движется со скоростью, примерно равной скорости ионного звука, образуется пакет ионно-звуковых волн в соответствии с известной теорией ламинарного течения ионов [7, 8, 12, 24, 35]; проводившиеся ранее расчеты, например [35], в этом случае согласуются с нашими.

В случае же многократного перепада концентрации, как на рис. 9, через некоторое время по-

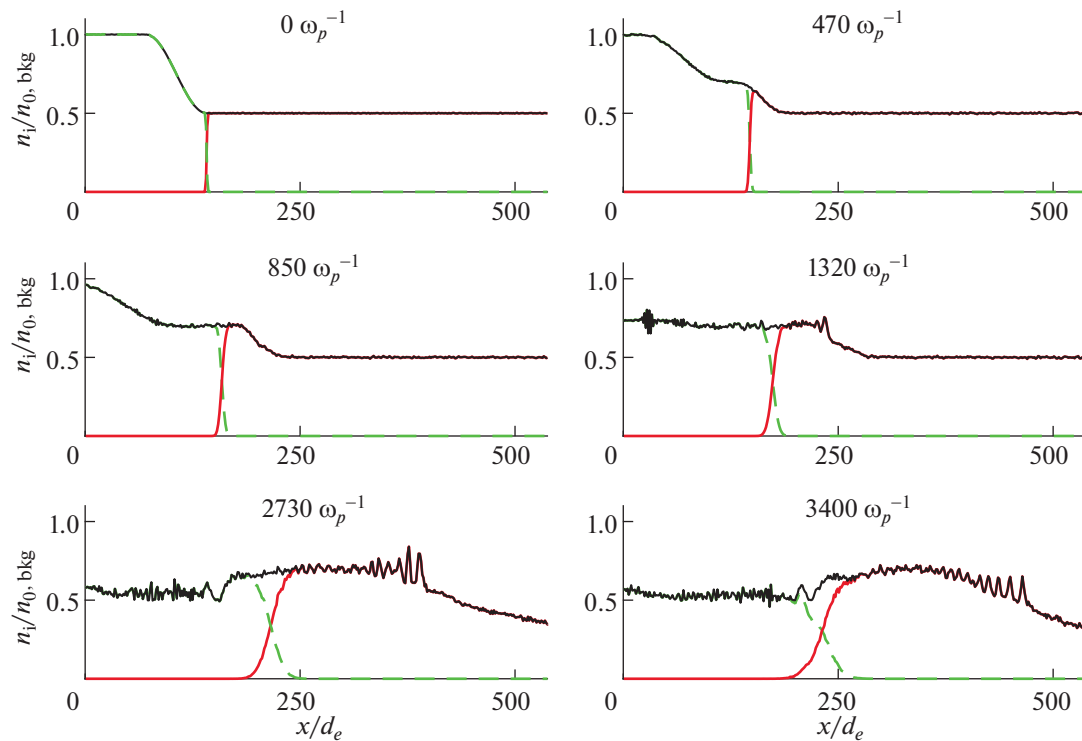


Рис. 8. Профили концентрации плазмы в последовательные моменты времени (в единицах ω_p^{-1}), полученные в 1D расчете с профилем спада концентрации основной плазмы, аналогичным взятому в работе [35], и тем же небольшим перепадом концентрации плазмы, $n_{\text{right},0}/n_{\text{left},0} = 0.5$, при одинаковых остальных параметрах плазмы справа и слева от разрыва (как у основной плазмы на рис. 1–7). Сплошная толстая кривая – концентрация ионов справа от исходного разрыва, штриховая – концентрация ионов слева, сплошная тонкая – их суммарная концентрация.

сле начала расчета на профиле расширяющейся плазмы образуется слой уплотнения, существующий долгое время, вплоть до момента, когда средняя концентрация расширяющейся основной плазмы становится сравнимой с концентрацией фоновой, т.е. пока существует достаточный градиент давления горячих электронов. После указанного момента времени этот слой уплотнения исчезает и на его месте остается пакет ионно-звуковых волн, которые, как на рис. 8, могут вполне свободно распространяться по плавно неоднородной плазме. До указанного момента времени эти волны также генерируются на бегущем фронте ударной волны и в его окрестности, в том числе за счет встречных потоков ионов (см. несколько переосцилляций концентрации плазмы и электрического поля перед фронтом и, в основном, под ним на рис. 2 и 4); однако генерируемые волны не могут ни обогнать быстро бегущий фронт, ни отстать от него благодаря наличию резко нарастающей за ним концентрации расширяющейся плазмы.

Мы не будем останавливаться на анализе зависимости времени существования и формы слоя уплотнения от начального профиля перехода от

плотной к разреженной плазме. Эти зависимости, кратко обсуждаемые в разд. 5, обнаружены нами в расчетах с достаточно плавными степенными, экспоненциальными и линейными профилями концентрации плазмы. Подчеркнем только, что такая зависимость по существу отсутствует для более резких, супергауссовых профилей, рассматриваемых в разделах 3–4.

3. ФОРМИРОВАНИЕ ФРОНТА УДАРНОЙ ВОЛНЫ КАК СЛОЯ УПЛОТНЕНИЯ

Согласно сказанному во Введении, настоящая работа посвящена, главным образом, качественному исследованию недавно обнаруженной указанной динамической структуры в электростатической ударной волне – слоя уплотнения, который возникает при расширении плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму с гораздо меньшей плотностью. Инерция ионов и опережающее расширение электронной компоненты, благодаря ее более высокой, чем у ионов, начальной температуре, приводят к образованию амбиполярного электрического поля, замедляющего электроны и ускоряющего ионы.

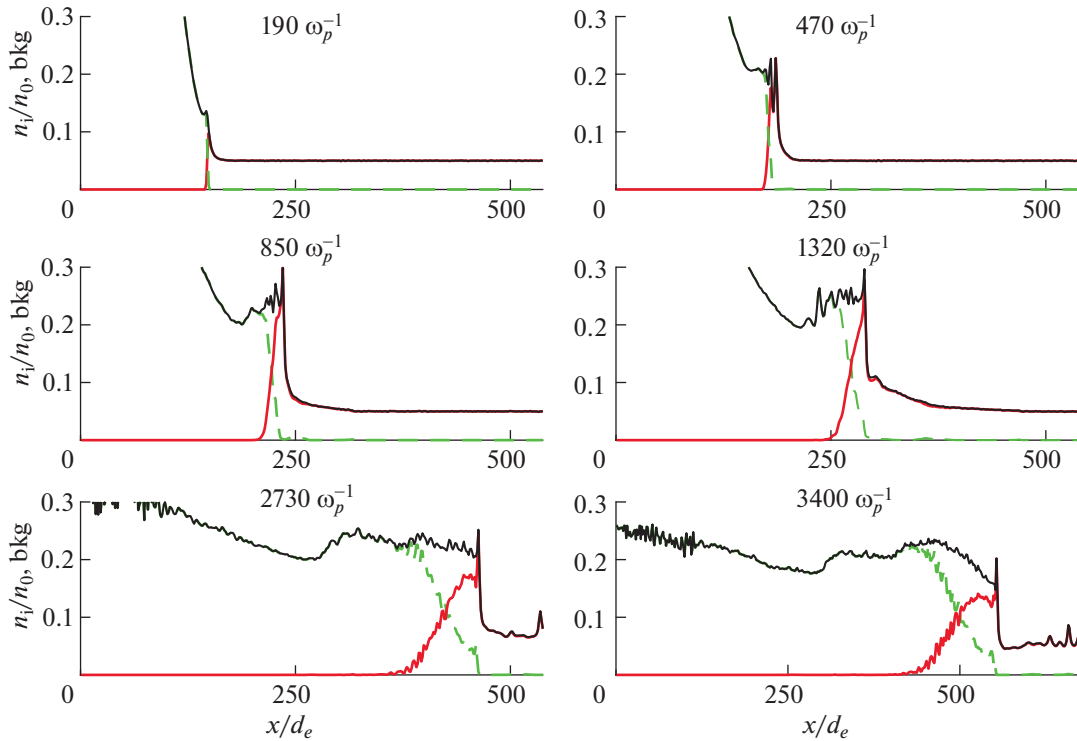


Рис. 9. Профили концентрации плазмы в последовательные моменты времени (в единицах ω_p^{-1}), полученные в 1D расчете с профилем спада концентрации основной плазмы, аналогичным взятому в работе [35], и значительным перепадом концентрации плазмы, $n_{\text{right},0}/n_{\text{left},0} = 0.05$, с теми же параметрами, что на рис. 8. Обозначения те же, что на рис. 8.

Согласованная амбиполярная структура поля и плотности зарядов, расширяясь наружу, ускоряет и гонит перед собой значительную часть ионов фона (до 70–90% их числа в наших расчетах), отражая не слишком быстро набегающие ионы и собирая их в бегущий слой уплотнения, который постепенно обогащается и размывается догоняющими его ионами основной плазмы и скапливающимися ионами фоновой.

Профили концентрации ионов фоновой и основной плазмы в этом слое зависят от начальных и граничных условий и меняются со временем (см. рис. 5 и 10). В типичных условиях общая концентрация ионов в максимуме, близком к передней границе слоя, превышает концентрацию у ее подножия в несколько раз, обеспечивая скачок концентрации на фронте ударной волны. Вместе с тем этот пик концентрации обычно не более чем в 2–3 раза превышает концентрацию на задней границе слоя, т.е. в первом минимуме профиля концентрации плазмы, если считать со стороны горячей области.

Проведенные многочисленные расчеты показали, что слой уплотнения зарождается одновременно с ударной волной там, где отношение локального дебаевского радиуса электронов к мас-

штабу неоднородности концентрации плазмы становится не малым, достигая величины $D_e/\Lambda_i \sim 0.2-0.3$ и допуская длительное существование большого нестационарного электрического поля разделения зарядов (ср. [53]), и для резкого сильного разрыва фактически появляется тогда, когда эта концентрация оказывается порядка начальной концентрации фоновой плазмы. На первых порах дальнейшего расширения основной плазмы электрическое поле избыточных электронов (см. рис. 3, 4) перед образовавшимся скачком плотности, движущимся с околосвуковой скоростью, одинаковым образом ускоряет каждый из встречающихся на пути ионов фоновой плазмы, доводя его скорость ровно до указанной околосвуковой скорости скачка плотности как раз к тому моменту, когда координаты скачка и иона сравниваются. В результате большинство ионов фона почти идеально, с точностью до локального дебаевского радиуса, собирается в один острый пик (см. ранние моменты времени на рис. 7, 9, 10), так что и первоначальная толщина слоя уплотнения (в течение $\sim 200\omega_p^{-1}$) составляет около одного локального дебаевского радиуса электронов. Далее скорость большинства этих ионов увеличивается, и они обгоняют ударную волну.

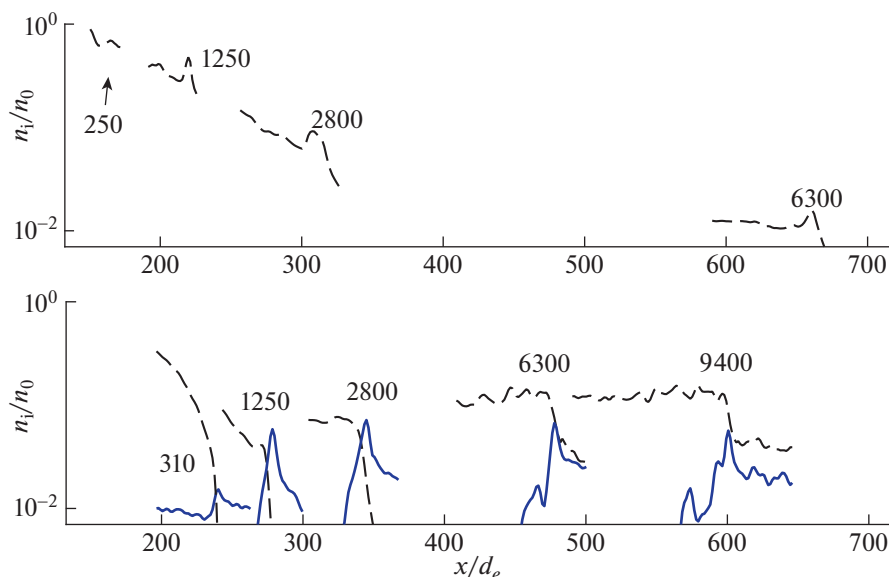


Рис. 10. Профили концентрации плазмы вблизи наибольшего уплотнения в последовательные моменты времени (отмечены числами на графиках в единицах ω_p^{-1}) для двух 1D расчетов с линейным профилем спадания концентрации основной плазмы и разной концентрацией фоновой: сверху случай $n_{bkg,0} = 0$, снизу – $n_{bkg,0} = 0.01n_0$. Параметры плазмы: $L \approx 120d_e$, $m_i/m_e = 1000$, $T_L = 3$ кэВ, $T_{bkg} = 3$ эВ; размер области счета – $720d_e$. На нижнем графике сплошной кривой показаны профили концентрации ионов фоновой плазмы.

Момент образования фронта ударной волны отвечает возникновению особенности с бесконечной производной на фазовой плоскости ионов фоновой плазмы (см. момент времени $\omega_p t = 250$ на рис. 11), что в дальнейшем ведет к обрушению их потока и появлению двухпотоковости. Анализ траекторий отдельных частиц показывает, что происходит это следующим образом. Большая часть (до 70–90%) ионов фоновой плазмы, достигнутых бегущим слоем уплотнения (см., например, область $x/d_e < 190$ на левой верхней панели рис. 11), отражается от фронта ударной волны и пополняет верхнюю ветку функции распределения по скоростям, в итоге приобретая скорость чуть меньше удвоенной скорости фронта и пронизывая фоновую плазму перед фронтом (см. рис. 11 в следующие моменты времени). Оставшаяся их часть на некоторое время задерживается в нем, испытывает небольшое число возвратных осцилляций и затем отстает, следуя в кильватере (см. “завихрения” на фазовой плоскости в момент $\omega_p t = 3000$ в области $400 < x/d_e < 540$). Полное количество этих убежавших вперед ионов фоновой плазмы при небольшой ее концентрации ($n_{bkg,0} \lesssim 10^{-2} n_0$) может быть невелико по сравнению с более многочисленными и точно так же обгоняющими фронт ударной волны ионами основной плазмы, которые, напомним, в рассматриваемых расчетах тоже являются холодными.

Указанные встречные потоки ионов фоновой и основной плазмы еще будут обсуждаться в следующем разделе.

Здесь же важно подчеркнуть, что слой уплотнения в значительной мере является проточным. Этого нельзя сказать о рассматривавшемся ранее [48, 53] передовом слое повышенной концентрации плазмы, который иногда наблюдался при моделировании расширения в вакуум облака плазмы с горячими электронами, обладавшего достаточно резкими границами. Соответствующий пример приведен на рис. 10, из которого видно, что подобный передовой слой может даже значительно ускоряться в вакууме (см. момент времени $\omega_p t = 6300$), но при наличии фоновой плазмы не возникает и заменяется рассматриваемым нами слоем уплотнения. Последний поначалу состоит в основном из ионов фоновой плазмы (и может даже немного опережать передовой слой, который формировался бы в случае ее отсутствия, т.е. в случае вакуума). Однако на большей части времени существования слоя уплотнения и он, и опережающий его поток ускоренных ионов преимущественно состоят из ионов основной плазмы.

Опишем подробнее начало представленного на рис. 1–7 расширения достаточно резкого многократного перепада от горячей плазмы к фоновой, имеющего пространственный масштаб

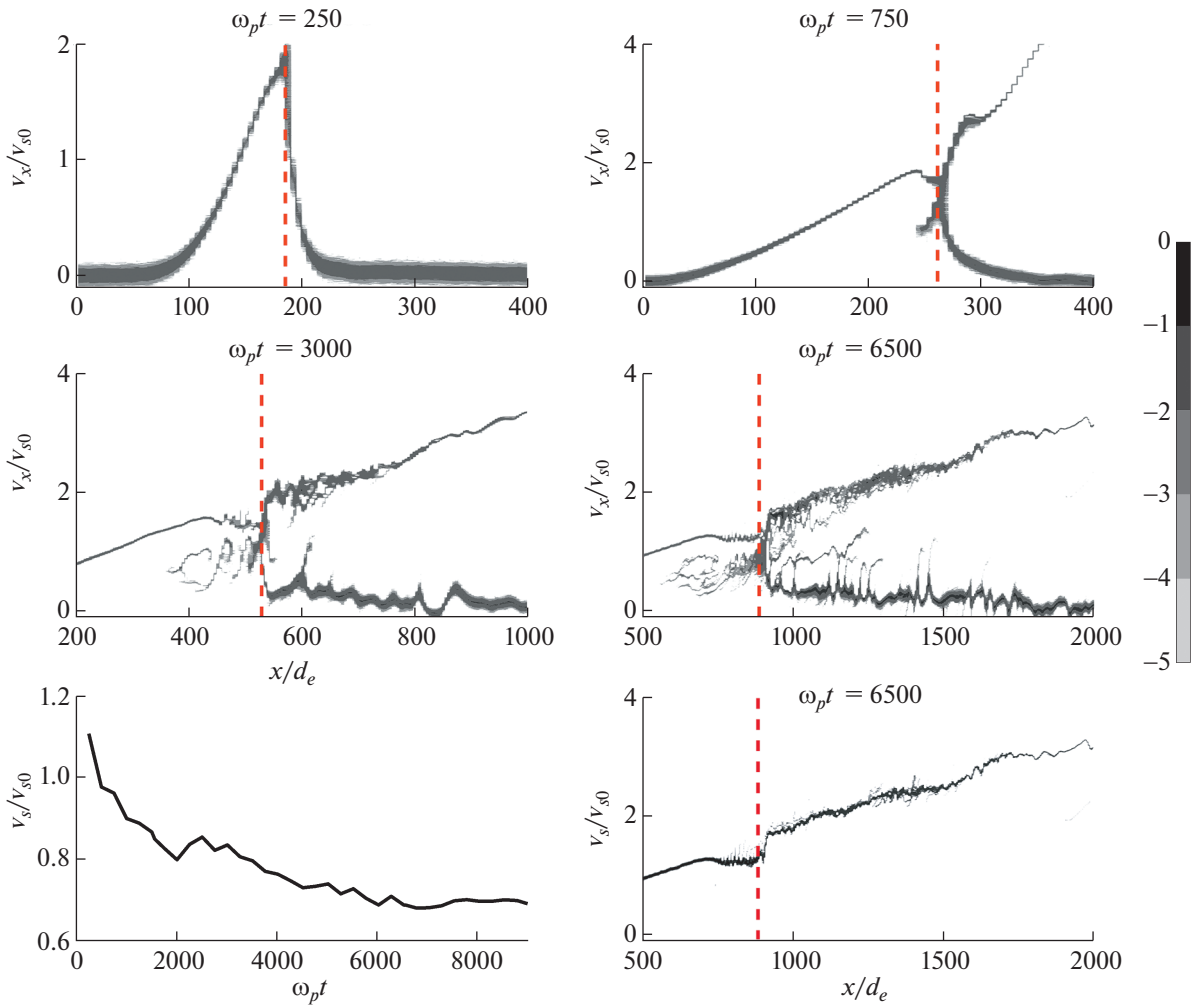


Рис. 11. Фазовая плотность ионов фоновой плазмы (оттенки серого, логарифмическая шкала) в последовательные моменты времени, полученная в 1D расчете с теми же параметрами плазмы, что на рис. 1. По вертикальной оси отложена продольная скорость, нормированная на скорость ионного звука v_{s0} , рассчитанную по начальной температуре горячих электронов. На нижней правой панели то же для ионов основной плазмы в последний момент времени $\omega_p t = 6500$. На нижней левой – локальная скорость ионного звука на фронте ударной волны в единицах v_{s0} в зависимости от времени. Штриховой линией показано приблизительное положение фронта ударной волны (локального максимума концентрации ионов фона).

$n_L |dn_L/dx|^{-1} \approx 30d_e$. На начальной стадии процесс разлета внешних слоев плазмы является фактически одномерным: горячие электроны устремляются вперед от границы, оставляя холодные и тяжелые ионы позади. На временах меньше или порядка одного плазменного периода, $\tau_p = 2\pi\omega_p^{-1}$, область максимума формирующегося электрического поля $E_x(t, x)$ движется со скоростью порядка тепловой скорости электронов. Через 1–2 плазменных периода наступает нелинейная стадия: поле существенно замедляет электроны и начинает ускорять ионы. Ко времени порядка $20\omega_p^{-1}$ (для указанных на рис. 1–4 условий) поле дости-

гает наибольшего значения, после чего начинает убывать, а большая часть электронов в значительной мере возвращается, реализуя квазинейтральное динамическое состояние быстро деформируемого профиля плазмы. Спустя время $\sim 250\omega_p^{-1}$ для $m_i/m_e = 100$ (или $\sim 4700\omega_p^{-1}$ для $m_i/m_e = 50000$), что порядка времени Λ_i/v_s пробегания ионного звука через характерный масштаб неоднородности плазмы в момент образования слоя уплотнения, $\Lambda_i \approx L/10$, и по порядку величины соответствует значению, найденному для экспоненциального профиля в [53], скорость движения максимума поля уменьшается, приближаясь к ионно-зву-

ковой с точностью до десятков процентов (см. рис. 4).

К этому моменту на расстоянии $\sim 250d_e$ от исходной левой границы спадающего профиля основной плазмы в зависимостях $E_x(x)$ и $n_i(x)$ (рис. 2, 4) формируется квазистационарный слой уплотнения с одной или несколькими ионно-звуковыми осцилляциями, передняя граница которого отвечает многократному скачку концентрации, т.е. фронту ударной волны. Далее эта структура движется с медленно уменьшающейся скоростью, примерно в полтора раза превышающей локальную скорость ионного звука, причем ширина слоя уплотнения составляет десятки локальных радиусов Дебая электронов, примерно на порядок увеличиваясь на протяжении всего рассматриваемого процесса распада разрыва (см. рис. 5, 7 и подробнее в следующем разделе).

Образование слоя уплотнения происходило качественно одинаковым образом для различных параметров плазмы, в том числе различных отношений масс ионов и электронов, которое варьировалось в пределах от 100 до 50000. Значительное, в полтора–два раза, превышение максимума концентрации на фронте ударной волны над минимумом концентрации за фронтом реализуется только при не слишком малом отношении концентраций фона и основной плазмы. Если указанное отношение было существенно меньше 10^{-3} , то, как показывает численное моделирование, слой уплотнения не образуется или образуется с задержкой, оказывается едва заметным и недолговечным, исчезая за несколько десятков плазменных периодов.

Пороговое отношение $n_{bkg,cr}/n_0$, обеспечивающее образование достаточно стабильного слоя уплотнения, различно для разных начальных профилей. Вероятно, оно определяется типичным масштабом Λ_i спада концентрации основной плазмы, выраженным в радиусах Дебая горячих электронов: $n_{bkg,cr}/n_0 \sim (d_e/\Lambda_i)^2$. Данное соотношение получено приравниванием обеих частей (1) при условии $n_e = n_{bkg,cr}$. Для проведенных расчетов с супергауссовым профилем с $\ell = 8$ было $\Lambda_i \sim 0.1L \sim 10d_e$ и порог составлял 10^{-2} – 10^{-3} . Во всех рассматриваемых случаях время образования слоя уплотнения оказывается порядка Λ_i/v_s , т.е. определяется указанным масштабом. Для резких разрывов в плазме место образования слоя уплотнения близко к области максимального электрического поля в самом начале разлета горячих электронов, где благодаря достаточно большой величине отношения D_e/Λ_i (см. (1)) под действием этого поля начинается процесс нестационарного сгребания ионов фоновой плазмы, если концентрация последней там не слишком

велика по сравнению с концентрацией основной плазмы. При этом моделирование показало, что за появление слоя уплотнения с локальным максимумом концентрации плазмы прежде всего отвечают ионы фона, которые не должны быть слишком горячими, чтобы их большая часть эффективно отражалась от образовавшегося и налетающего на них резкого перепада электростатического потенциала.

Согласно проверочным расчетам, весь процесс слабо зависит как от температуры ионов основной плазмы, если эта температура меньше или порядка температуры электронов в ней, так и от температуры электронов фона (в силу их малочисленности). Если же температура ионов фона тоже порядка температуры горячих электронов, то при распаде сильного разрыва такой монотемпературной плазмы эти ионы все равно образуют заметный, пусть более плавный, горб плотности под действием поля убежавших из основной плазмы электронов; однако данный горб быстро вымывается и по существу не влияет на профиль основной расширяющейся плазмы, так что говорить об образовании общего слоя уплотнения не приходится. Наряду с этим если фона настолько много, что его концентрация составляет десятки процентов от концентрации основной расширяющейся плазмы (рис. 8), то неравномерности и неоднородности плазмы с горячими электронами оказывается недостаточно для появления отраженных ионов фона, нарушения ламинарности течения и развития волновой турбулентности, а исследуемый переходный слой уплотнения с локальным максимумом тоже не образуется или плохо различим и не может существовать сколько-нибудь значительное время.

4. ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СЛОЯ УПЛОТНЕНИЯ И МНОГОПОТОКОВЫЙ ИОНОВ

Рассмотрим подробнее роль тех или иных потоков ионов через слой уплотнения. Ускоренные ионы основной разлетающейся плазмы, попадая в него, а затем опережая фронт ударной волны, взаимодействуют с фоновой плазмой и за счет неустойчивостей пучкового типа [5, 8, 16, 17] создают возмущения электрического поля, например, ленгмюровские и ионно-звуковые. Их детальный анализ выходит за рамки настоящей работы, однако в целом можно утверждать, что возникающая волновая турбулентность ослабляет обсуждавшиеся в предыдущем разделе процессы отражения и группирования ионов фона в узкий пик концентрации. Поэтому со временем слой уплотнения все больше насыщается ионами основной плазмы и постепенно деформируется, как это ясно из рис. 7, 10–12. В результате и перед фронтом ударной волны начинает вырастать пьедестал, а

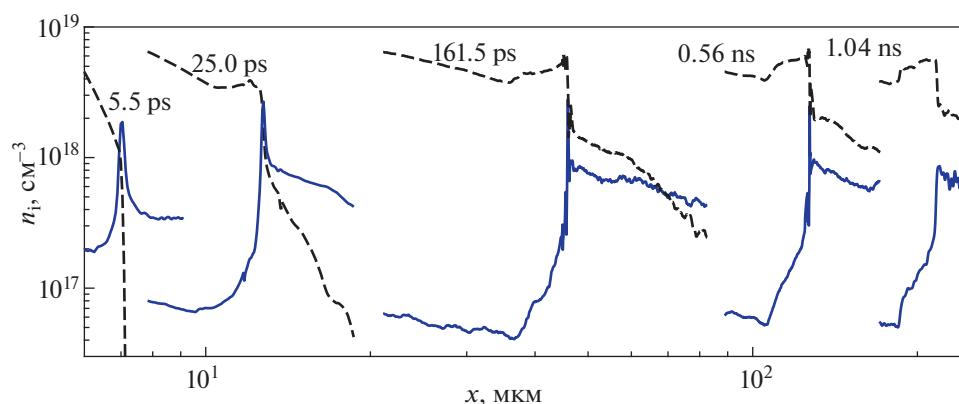


Рис. 12. Профиль концентрации ионов в районе слоя уплотнения в разные моменты времени в 1D расчете с параметрами: $n_{bkg}/n_0 = 0.01$, $m_i/m_e = 5 \times 10^4$, заряд ионов $Z = 3$, $d_e = 37$ нм, размер области моделирования 300 мкм. Сплошные кривые — ионы фоновой плазмы, $n_{i,bkg}$, штриховые — ионы основной, $n_{i,L}$. Скорость слоя уплотнения в расчетах примерно равна 1.9×10^7 см s^{-1} и хорошо согласуется с оценкой 1.5×10^7 см s^{-1} , полученной в эксперименте [22, 23].

сам слой уплотнения выполаживается и превращается в турбулизированный участок плазмы за фронтом ударной волны. Там присутствуют возвратные хаотические движения ионов в фазовом пространстве, развиваются кинетические пучковые неустойчивости и генерируются различные волны. Последние могут образовывать уединенные импульсы, особенно на нелинейной стадии нарастания, которые, имея меньшую скорость, будут отставать от фронта и напоминать ионно-звуковые солитоны, правда, сильно деформированные неоднородностью плазмы (см. рис. 2, 4, 5, 9 и ср. [7, 29, 35]).

Данную картину так или иначе подтверждают и другие наши расчеты, в целом показывающие, что слой уплотнения на фронте ударной волны со временем включает все большее число частиц, удлиняется и движется с постепенно уменьшающейся скоростью, превышающей скорость ионного звука на десятки процентов, до тех пор, пока его поддерживает избыточное давление первоначально разогретых электронов в переходной области сильно неоднородной плазмы, порожденной исходным разрывом. При этом в широкой области по обе стороны от слоя уплотнения, обедненной горячими электронами, несмотря на выполнение неравенства $D_e/\Lambda_i \ll 1$, имеется плавно меняющееся поле с большим общим перепадом потенциала (в два и более раз превышающим падение потенциала на фронте ударной волны, где $D_e/\Lambda_i \sim 1$), обусловленное общей, крупномасштабной неоднородностью основной плазмы и ускоряющее часть ионов в ней слева от фронта до его скорости, а также продолжающее ускорять эти ионы и отраженные фронтом ионы фоновой плазмы справа от фронта вплоть до ско-

ростей, в несколько раз превышающих ионно-звуковую (см. также [36]).

Быстро турбулизующееся электрическое поле в слое уплотнения обеспечивает частичный разогрев как подхватываемых ударной волной ионов фона, так и догоняющих ее ионов основной плазмы, зачастую доводя эффективную тепловую скорость этих ионов до сотых и даже десятых долей скорости ионного звука в зависимости от параметров плазмы; при этом и локальная продольная температура электронов в слое уплотнения может повыситься на 10–20% по сравнению с их температурой в плазме позади. Речь идет об эффективной температуре частиц при усреднении по масштабам больше локальной дебаевской длины горячих электронов, но меньше масштаба неоднородности плазмы: это усреднение необходимо, поскольку в случаях достаточно холодных ионов с начальной температурой меньше или порядка нескольких электрон-вольт в области сильного разрыва в плазме на длинах вплоть до указанной дебаевской длины наблюдаются существенные изменения средней скорости, превышающие исходную тепловую скорость ионов и сопровождающиеся их многопоточностью.

Информативным средством изучения подобных кинетических эффектов является сравнительный анализ эволюции распределения ионов фоновой и основной плазмы по продольной скорости v_x и координате x (см. рис. 11). Появление особенности типа разветвления на указанной фазовой плоскости служит признаком возникновения ударной волны (см., например, [5, 8]). Связанный с этой особенностью скачок средней скорости ионов, т.е. отношение их скоростей перед и за фронтом ударной волны, быстро достигает определенной величины (~ 1.2 – 1.3 на рис. 11) и

потом слабо меняется. Как отмечалось, приближенно сохраняется и число Маха слоя уплотнения, т.е. отношение его скорости к локальной скорости ионного звука v_s , несмотря на то что за все рассматриваемое время моделирования средняя энергия электронов уменьшается более чем вдвое (см. рис. 6). Расчеты распадов различных сильных разрывов показали, что соответствующая скорость передней части слоя уплотнения, т.е. фронта ударной волны, как и ожидалось, примерно равна средней скорости ионов фоновой плазмы на нем.

Не все подхваченные ударной волной ионы фона сразу отражаются от ее фронта: некоторые лишь постепенно ускоряются ее полем, а значительная часть (до 30%) либо захватывается в слой уплотнения за фронтом, либо немного отстает от этого слоя и, разогреваясь, вместе с турбулизированными ионами основной плазмы уширяет его. Более многочисленные ионы основной плазмы постепенно ускоряются под фронтом ударной волны и лишь ненадолго задерживаются в слое уплотнения, подпитывая его и тоже заметно разогреваясь, а далее обгоняют ударную волну, постепенно изменяя и сглаживая ее фронт, т.е. передний край слоя уплотнения. Вклад ионов основной плазмы в этот слой и поток перед ним постоянно растет со временем по сравнению с вкладом ионов фона и довольно скоро начинает преобладать, особенно при $n_0/n_{bkg,0} \geq 100$ (см. рис. 9, 10, 12). Вместе с тем ионы фона в основном отражаются от слоя уплотнения и его узкой передней части, даже несмотря на турбулентность, присутствующую на фронте ударной волны и перед ним и разогревающую их еще до отражения от фронта.

Наряду с приведенными качественными выводами для примера укажем количественные параметры слоя уплотнения для случая расширения плазмы, представленного на рис. 1–7. Здесь отношение максимальной плотности в этом слое к плотности плазмы перед фронтом и минимальной плотности плазмы за фронтом (на расстоянии от него ~ 5 электронных радиусов Дебая) быстро, за время $\sim 600\omega_p^{-1}$, нарастает до величин ~ 5 и ~ 1.5 соответственно и далее медленно уменьшается.

На этапе формирования слоя уплотнения ($250\omega_p^{-1} < t < 2000\omega_p^{-1}$) скорость его передней границы в расчете на локальную скорость ионного звука v_s , т.е. число Маха фронта ударной волны, падает с 1.6 до 1.4, а задней растет с 1.0 до 1.2; на этапе квазистационарного распространения длительностью $\sim 3000\omega_p^{-1}$ составляет ≈ 1.4 и 1.3 для правой и левой границ. При этом ширина слоя

уплотнения на двух указанных этапах возрастает примерно на порядок и вдвое соответственно.

В целом, характерное число Маха слоя уплотнения для других расчетов распада сильного разрыва в рассматриваемой области параметров плазмы лежало в пределах 1.2–1.9, причем число Маха передней границы с момента ее образования и до конца времени моделирования уменьшалось всего лишь на величину порядка 10–20%.

Снова подчеркнем, что ионы обеих фракций не захватываются в слой уплотнения надолго, а либо обгоняют, либо отражаются, либо отстают от него, иногда сделав одну–две осцилляции. В результате за фронтом образуются потоки ионов с разными скоростями, и именно поэтому увеличиваются ширина слоя уплотнения, число частиц и количество переосцилляций поля в нем. Несмотря на это, его характерный вид длительное время ($\sim 3000\omega_p^{-1}$) не меняется, а число Маха если и уменьшается, то незначительно. Отношение энергии частиц в этом слое к начальной энергии основной плазмы при выбранных начальных условиях составляет $\sim 10\%$ (см. рис. 6). На этапе формирования слоя уплотнения, когда вклад ионов фоновой плазмы еще больше или порядка вклада ионов основной, энергосодержание слоя (рис. 6) и его толщина (рис. 2, 5) значительно растут (интервал времен $250\omega_p^{-1} < t < 2000\omega_p^{-1}$), причем энергия делится между электронами и ионами примерно поровну. На установившейся, наиболее длительной стадии, когда энергосодержание и толщина слоя меняются не сильно, а превалирующими являются догнавшие его ионы основной плазмы, их вклад заметно превышает вклад горячих электронов (на 30–50% в рассмотренном на рис. 1–7 случае); при этом максимальная концентрация ионов фоновой плазмы долгое время сохраняется примерно на одном и том же уровне, заметно меньшем концентрации ионов основной плазмы (рис. 10).

Существование рассматриваемого слоя уплотнения и согласованной с ним электростатической ударной волны связано с наличием резкого градиента давления неравновесных энергичных электронов (см. рис. 7) и нарушением ламинарности движения ионов в нем (рис. 11). Детальный анализ долговременной эволюции ударной волны и слоя уплотнения в ней, а также видимого под фронтом на рис. 2, 4, 9 формирования убегающих и быстро затухающих ионно-звуковых волн, особенно на поздней стадии распада сильного разрыва в плазме, требует исследования развитых флуктуаций электрического поля и концентрации частиц, а также меняющихся потоков ионов фоновой и основной плазмы в условиях истощения указанного давления электронов. Такой анализ выходит за рамки статьи и требует бо-

лее детальных расчетов, в частности, для выяснения роли генерируемых плазменных волн с масштабом порядка дебаевского.

5. ПЛАВНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ОТ ГОРЯЧЕЙ К ФОНОВОЙ ПЛАЗМЕ

Остановимся теперь кратко на влиянии начального профиля перехода от плотной к сильно разреженной плазме на свойства и само существование слоя уплотнения и связанной с ним ударной волны. Для определенности мы рассматривали начальные условия в виде области квазиоднородной плазмы с горячими электронами и спадающего от нее протяженного хвоста той же плазмы или фоновой (меньшей температуры) с характерным масштабом $n_L |dn_L/dx|^{-1} \sim 50d_e - 300d_e$ (для значительно больших масштабов в плазме с рассматриваемыми параметрами слои уплотнения не возникают). В целях краткости ограничимся тремя типами переходных слоев: степенными, экспоненциальными и линейными, по-прежнему для простоты считая $m_i/m_e = 100$, $Z = 1$ и выбирая максимальную концентрацию плазмы на уровне $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Для степенных начальных профилей вида

$$n_L = \begin{cases} n_0 & \text{при } 0 \leq x \leq L, \\ n_0 \Lambda^p (x - L + \Lambda)^{-p} & \text{при } x > L, \end{cases}$$

полагая для определенности $L = \Lambda = 3 \text{ мкм} \approx 80d_e$, мы выяснили, что заметные слои уплотнения — один большой и несколько меньших впереди него — с перепадом концентрации вплоть до $\sim 0.1n_0$ образуются (почти одновременно) только для показателей p близких к 2–3, существуют не очень долго (на протяжении $\sim 1200\omega_p^{-1}$) и содержат не более нескольких процентов от начальной энергии всех частиц. Эти слои становятся отчетливее, энергичнее и живут дольше при увеличении толщины однородного слоя горячей плазмы L , что усиливает поток неравновесных электронов в переходном слое. Однако они становятся менее заметны и быстрее пропадают как при увеличении масштаба переходного слоя Λ до величины $\gg 100d_e$, что ослабляет действие неравновесных электронов, так и при его уменьшении до величины $\ll 100d_e$, что уменьшает количество ионов, ускоряемых ударной волной до ионно-звукового порога и собираемых в какой-либо слой уплотнения. Отметим, что степенной профиль $n_L \propto x^{-p}$ с индексом $p = 2$ является выделенным, поскольку именно для него отношение локальных масштаба неоднородности и дебаевского радиуса электронов не зависит от координаты x .

Слои уплотнения не возникают ни при каком масштабе Λ в случаях $p = 1$ и $p = 5$. В первом варианте гиперболический профиль становится лишь мелко изрезанным, и многочисленные “зародыши” слоев в виде возмущений концентрации плазмы мешают друг другу, исключая формирование обособленных структур. Во втором — крутой профиль приводит к слишком малому количеству ионов, собираемых электрическим полем убежавших вперед электронов, и процесс идет почти как расширение в вакуум.

Однако во всех указанных случаях введение однородного фона плазмы с концентрацией хотя бы в несколько раз меньше n_0 (но не на много порядков) обеспечивает формирование ярко выраженного слоя уплотнения, движущегося вместе с фронтом ударной волны и, по существу, формирующего его. Аналогичное утверждение справедливо для экспоненциальных профилей $n_L = n_0 \exp(-x^\ell/\Lambda^\ell)$ с $\ell \sim 1-3$.

В качестве последнего примера обратимся к линейному спадающему профилю плазмы с горячими электронами: $n_L = n_0(L + \Lambda - x)/\Lambda$ в области $L < x < L + \Lambda$ перехода к однородному фону с $n_{bkg,0} = 10^{-2}n_0$, а при $x \leq L = 5 \text{ мкм} \approx 140d_e$ однородной, $n_L(x) = n_0$. Расчеты для значений $\Lambda/L = 0.1; 0.5; 1; 1.5; 2$ показали, что слой уплотнения формируется только при наличии фона и в момент образования имеет тем большую концентрацию частиц, чем круче склон. Этот формирующийся слой с максимумом концентрации ионов на передней границе оказывается единственным, и с течением времени концентрация в его максимуме и следующей за ним области длиной порядка десятков локальных электронных радиусов Дебая значительно нарастает за счет догоняющих его ионов основной плазмы (согласно разделу 4), например, в 2.5 раза с момента $t = 1900\omega_p^{-1}$ до момента $t = 9400\omega_p^{-1}$ при $\Lambda = L$. Средняя скорость слоя уплотнения, выраженная в начальной скорости звука, немного падает, примерно с 1.3 до 1.2, при изменении отношения Λ/L от 2 до 0.1. При этом в каждом случае локальное число Маха фронта ударной волны на протяжении $\approx 6500\omega_p^{-1}$ имеет постоянное значение ≈ 1.7 , а затем нарастает до ≈ 2.1 к моменту $\approx 12000\omega_p^{-1}$.

Однородность фона не является обязательным условием образования слоя уплотнения. Это проверено, например, для плазмы со степенным профилем с показателем $p = 3$, гладко сопряженным

в точке $x_0 = L_1 + \Lambda_1$ с профилем со значением $p = 1$:

$$n = \begin{cases} n_0 \Lambda^3 (x - L_1 + \Lambda_1)^{-3} & \text{при } L_1 < x < x_0, \\ n_0 \Lambda_2 (x - L_2 + \Lambda_2)^{-1} & \text{при } x \geq x_0, \end{cases}$$

где $L_1 = 25 \text{ мкм} \approx 680d_e$ и $\Lambda_1 = 5 \text{ мкм} \approx 140d_e$, а параметры L_2, Λ_2 находятся из условия непрерывности производной dn/dx в точке x_0 , которое не будем здесь приводить. По-прежнему, как и на рис. 11, оказалось, что разветвление функции распределения ионов на фазовой плоскости (x, v_x) отвечает положению слоя уплотнения, причем, как и для сильного разрыва с очень малой шириной, имеющаяся перед фронтом ударной волны верхняя наклонная ветка, включая часть до разветвления, содержит преимущественно ионы основной плазмы, а нижняя образована ионами фоновой.

Из сказанного следует, что форма начального профиля плазмы в существенной мере определяет характер влияния динамики горячих электронов на перераспределение плотности холодных ионов. (В то же время образование и движение слоя уплотнения слабо чувствительны к температуре электронов и ионов переходного слоя, если та не превышает температуру электронов в однородном слое плотной плазмы и этот слой обладает достаточным запасом горячих электронов, т.е. является достаточно протяженным.) Ранее исследования такого рода обычно ограничивались предположением о больцмановском, равновесном распределении электронов (см., например, [35, 37]). Учитываемая нами неравновесность их распределения в лазерной плазме с параметрами, подобными представленным в настоящей работе, стала изучаться сравнительно недавно (применительно и к другим явлениям, см., например, [13, 17, 27, 38, 54, 55]). В начале распада разрыва, до образования ударной волны и слоя уплотнения на ее фронте, функция распределения электронов разлетающейся плазмы модифицируется присутствием встречных электронного потока, корректный расчет которых невозможен в приближении больцмановского равновесия. Однако даже после формирования квазистационарного слоя уплотнения функция распределения электронов вблизи фронта продолжает отличаться от максвелловской, являясь анизотропной и асимметричной, о чем свидетельствует, например, отличие от нуля нормированного третьего момента функции распределения электронов по продольным скоростям, регистрируемое в наших ПИС-расчетах на уровне порядка 0.1. Выяснение характера немаксвелловского распределения электронов в рассматриваемой задаче заслуживает специального исследования, и ниже мы остановимся только на одном аспекте этого вопроса.

6. ГЕНЕРАЦИЯ САМОСОГЛАСОВАННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В данном разделе речь пойдет о генерации магнитного поля, идущей по вейбелевскому сценарию и обусловленной анизотропией распределения горячих электронов по скоростям. В типичных условиях разлета лазерной плазмы возникают как крупномасштабные токи электронов [30, 56], в том числе обусловленные механизмом Бирмана, так и мелкомасштабные, обусловленные развитием неустойчивости вейбелевского типа [16, 19, 20, 51, 56–58] благодаря указанной анизотропии. В целом это приводит к генерации сложной системы квазистатических магнитных полей, которые, вырастая до значительного уровня, могут оказывать влияние на перераспределение энергий электронов и ионов и на перемещение фазовых траекторий частиц под фронтом ударной волны (не разрушая слой уплотнения). Изучение нелинейной динамики магнитного поля в задачах подобного типа станет предметом отдельного исследования, и здесь мы отметим ряд особенностей лишь начального этапа вейбелевской неустойчивости, реализующегося на стадии существования развитого слоя уплотнения.

В случае расширения лазерной плазмы, соответствующем рис. 1–7 и отвечающем начальной полукруглой области плотной плазмы с разогретыми электронами и радиусом $L \approx 220d_e$, анизотропия обусловлена уменьшением дисперсии скоростей горячих электронов в плоскости счета xu вследствие расширения плазмы при почти неизменной их температуре вдоль поперечной оси z . Тогда, согласно известным свойствам вейбелевской неустойчивости для однородной двухтемпературной плазмы [16, 19–21], должны возникнуть токовые филаменты вдоль оси z , которые создают магнитное поле \mathbf{B}_\perp в плоскости xu (см. рис. 13) с характерным масштабом больше или порядка

$$\lambda_{opt} \sim \frac{2\pi c}{\omega_p} \left(\frac{3}{T_z/T_\perp - 1} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где $T_{z,\perp}$ – температуры электронов вдоль и поперек оси z соответственно.

Эффективная вейбелевская генерация магнитного поля начнется тогда, когда размер области плазмы с достаточно большой степенью анизотропии, которую определим как $T_z/T_\perp - 1$, превысит величину (4). В проведенных расчетах это происходит на временах порядка $1000\omega_p^{-1}$, когда степень анизотропии оказывается порядка единицы и $\lambda_{opt} \approx 150d_e$, а основная плазма занимает область радиуса порядка $400d_e$ (см. рис. 2). При этом характерное время нарастания вейбелев-

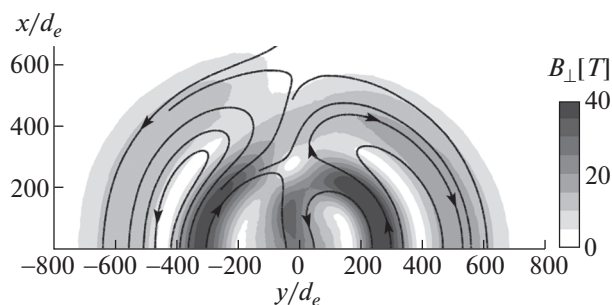


Рис. 13. Распределение абсолютного значения магнитного поля в плоскости счета (показано оттенками серого), $B_{\perp} = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$, в момент времени $\omega_p t = 2100$, когда основная плазма занимает полукруглую область радиуса порядка $520d_e$. Черными сплошными кривыми обозначены некоторые силовые линии магнитного поля в проекции на эту плоскость. Параметры плазмы те же, что на рис. 1.

ской неустойчивости составляет $\sim 600\omega_p^{-1}$. Следует отметить хорошее совпадение пространственных масштабов токовых филаментов и величин магнитного поля с измеренными в эксперименте [57], хотя для сравнительного анализа реальных (трехмерных) структур поля пока недостаточно ни экспериментальных, ни расчетных данных.

Как видно из рис. 13, поле \mathbf{B}_{\perp} сосредоточено под фронтом ударной волны, в области, занятой плотной плазмой. Его энергия во всей области счета к моменту насыщения достигает 3% от начальной энергии всех частиц (см. рис. 14). Заметим, что компонента поля, направленная вдоль оси z и связанная с токами, текущими в плоскости xy , также возникает в двумерных расчетах, но энергия этого поля B_z оказывается на два порядка меньше (см. круги на рисунке). При этом как большой пространственный масштаб распределения B_z , сравнимый с начальным размером сгустка основной плазмы и почти не меняющийся с течением времени, так и его локализация в области разреженной плазмы не дают возможности связать возникновение этой компоненты поля с вейбелевской неустойчивостью (ср. [56]).

Описанная картина генерации самосогласованного магнитного поля \mathbf{B}_{\perp} имела место для целого ряда подобных 2D и 1D расчетов с различной начальной формой области плотной плазмы с горячими электронами и аналогичными параметрами основной и фоновой плазмы, что свидетельствует об определяющей роли вейбелевской неустойчивости, оказывающейся при выбранных параметрах плазмы эффективнее остальных развивающихся неустойчивостей. Отметим, что одномерные расчеты навязывают плоскостной характер магнитного поля и исключают ряд меха-

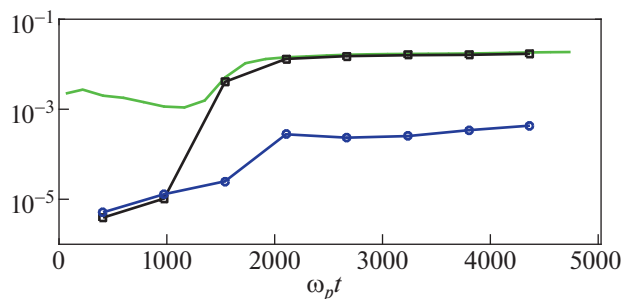


Рис. 14. Зависимость от времени энергии компонент магнитного поля B_{\perp} (квадраты) в плоскости счета xy и магнитного поля B_z (круги), ортогональной этой плоскости, а также суммарной энергии электрического и магнитных полей в области моделирования (сплошная кривая) в единицах начальной энергии частиц плазмы. Параметры плазмы те же, что на рис. 1.

низмов его генерации – например, батарею Бирмана, филаментационную неустойчивость или формирование крупномасштабного поля возвратными токами электронов, – но не мешают развитию вейбелевской неустойчивости за счет температурной анизотропии. При этом, хотя пространственный масштаб, время нарастания и значение магнитного поля в насыщении для 1D и 2D расчетов близки при одинаковых параметрах плазмы, структура нарастающего поля зависит от типа формирующейся анизотропии электронов, а та, в свою очередь, от начальной формы области плотной плазмы с разогретыми электронами.

В случае полукруглой формы области распределение электронов по скоростям в плоскости счета изотропно, так что развившееся магнитное поле имеет преимущественно радиальную модуляцию и менее выраженную азимутальную (рис. 13). В случае эллиптической формы, вытянутой вдоль y , на рассматриваемых временах расширение плазмы имеет квазиодномерный характер в направлении x , что преимущественно уменьшает температуру T_x по сравнению с температурой T_y (и тем более T_z), потому и модуляция поля \mathbf{B}_{\perp} наблюдается, как показывают расчеты, в основном вдоль оси x .

Ранее в 2D PIC-моделировании вейбелевский механизм генерации магнитных полей, связанный с анизотропией температуры электронов в расширяющемся сгустке плазмы, по существу не изучался (ср. [5, 19, 30, 51, 58]); основное внимание исследователей было сосредоточено на генерации полей в результате развития филаментационной неустойчивости двухпоточковых распределений либо ионов, либо электронов.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе на основе численного моделирования расширения бесстолкновительной лазерной плазмы с горячими электронами в холодную фоновую плазму для большого числа различных параметров плазмы и начальных профилей ее концентрации впервые дан систематический качественный анализ условий возникновения, особенностей формирования и эволюции слоя уплотнения на фронте электростатической ударной волны, бегущей со скоростью немного больше ионно-звуковой. В результате исследования движения ионов в области слоя выяснено, что фоновая плазма играет принципиальную роль как в самом возникновении ударной волны, так и в образовании и поддержании скачка и пика плотности частиц на ее фронте. В типичных условиях большая часть ионов фоновой плазмы (до 70–90% их числа) эффективно отражается от набегающего на них фронта, заметно разогревается и может приобретать направленную скорость, в несколько раз превышающую локальную ионно-звуковую.

Вместе с тем ионы основной плазмы, догоняющие слой уплотнения, образуют большую его часть под фронтом в течение почти всего времени существования слоя. Эти ионы значительно разогреваются в нем и, обогнав его, вместе с отраженными ионами фоновой плазмы в дальнейшем приобретают большую скорость, в несколько раз превышающую скорость фронта, так что в фоновой плазме перед фронтом ударной волны формируется мощный поток ускоренных ионов и pedestal плотности плазмы перед фронтом. Проведенное моделирование позволило установить характерные скорости направленного движения и расширения слоя уплотнения, энергосодержание различных фракций частиц в нем и особенности его эволюции, включая образование и выколаживание. Оказалось, в частности, что в целом число Маха слоя уплотнения, вычисленное по локальной скорости ионного звука, меняется незначительно.

Показано также, что тонкая структура слоя уплотнения и развивающаяся в нем волновая турбулентность связаны с проходящими через него встречными потоками ионов (и фоновой, и основной плазмы) и согласованным с ним движением горячих неравновесных, немаксвелловских электронов. Именно благодаря наличию этих потоков в условиях сильно неоднородной плазмы выявленные основные свойства ударной волны отличаются от предсказываемых простейшими моделями с ламинарным движением плазмы [1, 12], а также моделями с отражением холодных ионов от фронта [13, 41], в которых не учитываются имеющиеся в наших расчетах турбулентность и соответствующий разброс скоростей ионов. В

частности, в рассматриваемом случае распада сильного разрыва наличие слоя уплотнения плазмы качественно изменяет процесс генерации солитоноподобных ионно-звуковых волн на фронте ударной волны, известный для исследовавшихся ранее распадов слабых разрывов с перепадом концентрации плазмы, меньшим или порядка двукратного, когда турбулентность течения незначительна.

Изучение различных процессов в слое уплотнения, оказавшемся типичным для задач о расширении лазерной плазмы, только начинается, и в статье сформулирован ряд открытых вопросов, касающихся физики рассматриваемого нового явления, в частности, связанных с отражением от слоя уплотнения, пролетом через и захватом в него ионов фоновой и основной плазмы. Интерес представляет также ряд эффектов, сопутствующих образованию слоя уплотнения при распаде сильного разрыва в плазме и лишь отчасти затронутых в настоящей статье, прежде всего развитие турбулентных возмущений и возникновение анизотропных распределений ионов и электронов по скоростям, проявляющих себя в развитии неустойчивостей пучкового и вейбелевского типа, которые ведут к генерации квазиэлектро- и квазимагнитостатических полей.

Работа Нечаева А.А., прежде всего по разделам 3–5, поддержана грантом РФФИ № 18-32-01065. Работа Гарасёва М.А. по адаптации программы EPOCH для моделирования расширения плазмы (разд. 2) поддержана грантом Фонда “БАЗИС” № 17-14-403-1. Работа Степанова А.Н. и Кочаровского В.В. по выбору параметров моделирования и сопоставлению его результатов, прежде всего касающихся генерации магнитного поля (раздел 6), с экспериментальными данными поддержана грантом РФФИ № 18-29-21029.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Moiseev S.S., Sagdeev R.Z.* // *J. Nucl. Energy.* 1963. V. 5. P. 43.
2. *Krasovsky V.L., Matsumoto H., Omura Y.* // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. P. 1117.
3. *Balogh A., Treumann R.* *Physics of Collisionless Shocks: Space Plasma Shock Waves.* New York: Springer, 2013. 500 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-6099-2>
4. *Kato T.N., Takabe H.* // *Phys. Plasmas.* 2010. V. 17. P. 032114. <https://doi.org/10.1063/1.3372138>
5. *Sarri G., Murphy G.C., Dieckmann M.E., Bret A., Quinn K., Kourakis I., Borghesi M., Drury L.O.C., Yinnerman A.* // *New J. Phys.* 2011. V. 13. P. 073023.
6. *Ahmed H., Dieckmann M.E., Romagnani L., Ahmed H., Dieckmann M.E., Romagnani L., Doria D., Sarri G., Cerchez M., Ianni E., Kourakis I., Giesecke A.L., Not-*

- ley M., Prasad R., Quinn K., Willi O., Borghesi M. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P.205001.
7. Медведев Ю.В. Нелинейные явления при распадах разрывов в разреженной плазме. М.: Физматлит, 2012. 344 с.
 8. Арцимович Л.А., Сагдеев Л.А. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
 9. Sultana S., Sarri G., Kourakis I. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 012310.
 10. Choi E.J., Min K., Nishikawa K.-I., Choi C.R. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 072905.
 11. Gurevich A.V., Meshcherkin A.P. // Sov. Phys. JETP. 1981. V. 54. P. 688.
 12. Gurevich A.V., Meshcherkin A.P. // Sov. Phys. JETP. 1984. V. 60. P. 732.
 13. Malkov M.A., Sagdeev R.Z., Dudnikova G.I., Liseykina T.V., Diamond P.H., Papadopoulos K., Liu C.-S., Su J.J. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. P. 043105. <https://doi.org/10.1063/1.4945649>
 14. Электродинамика плазмы / Под ред. А.И. Ахиезера М.: Наука, 1974. 720 с.
 15. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982. 264 с.
 16. Дэвидсон П. // Основы физики плазмы. Т. 1. / Под ред. А.А. Галеева, Р. Судана. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 443.
 17. Moreno Q., Dieckmann M.E., Folini D., Walder R., Ribeyre X., Tikhonchuk V.T., d'Humières E. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 025022.
 18. Wen-Shuai Zhang, Hong-Bo Cai, Shao-Ping Zhu // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 055001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab175>
 19. Thaury C., Mora P., Heron A., Adam J.C. // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. P. 016408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.82.016408>
 20. Кочаровский В.В., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В. // УФН. 2016. Т. 186. С. 1267.
 21. Бородачев Л.В., Гарасёв М.А., Коломиец Д.О., Кочаровский В.В., Мартыанов В.Ю., Нечаев А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59. С. 1107.
 22. Stepanov A., Garasev M., Korytin A., Kocharovsky V.I., Mal'kov Yu., Murzanev A., Nechaev A., Yashunin D. // Proc. of Int. Conf. Laser Optics (LO), St. Petersburg, Russia, 2016. IEEE, 2016. P. R5-5. <https://doi.org/10.1109/LO.2016.7549793>
 23. Гарасев М.А., Корытин А.И., Кочаровский В.В., Мальков Ю.А., Мурзанев А.А., Нечаев А.А., Степанов А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 148.
 24. Romagnani L., Bulanov S.V., Borghesi M., Audebert P., Gauthier J.C., Löwenbrück K., Mackinnon A.J., Patel P., Pretzler G., Toncian T., Willi O. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 025004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.025004>
 25. Ivanov K.A., Shulyarov S.A., Ksenofontov P.A., Tsybaltov I.N., Volkov R.V., Savel'ev A.B., Brantov A.V., Vyshenkov V.Yu., Turling A.A., Lapik A.M., Rusakov A.V., Djilkibaev R.M., Nedorezov V.G. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 093110.
 26. He S.-K., Jiao J.-L., Deng Z.-G., Lu F., Yang L., Zhang F.-Q., Dong K.-D., Hong W., Zhang Z.-M., Zhang B., Teng J., Zhou W.-M., Gu Y.-Q. // Chin. Phys. Lett. 2019. V. 36. P. 105201. <https://doi.org/10.1088/0256-307x/36/10/105201>
 27. Chen M., Sheng Z.-M., Dong Q.-L., He M.-Q., Li Y.-T., Bari M.A., Zhang J. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 053102. <https://doi.org/10.1063/1.2722723>
 28. Ruyer C., Gremillet L., Bonnaud G. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 082107. <https://doi.org/10.1063/1.4928096>
 29. Dieckmann M.E., Doria D., Ahmed H., Romagnani L., Sarri G., Folini D., Walder R., Bret A., Borghesi M. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 094501. <https://doi.org/10.1063/1.4991694>
 30. Fox W., Matteucci J., Moissard C., Schaeffer D.B., Bhattacharjee A., Germaschewski K., Hu S.X. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 102106. <https://doi.org/10.1063/1.5050813>
 31. Schou J., Amoroso S., Lunney J.G. // Laser Ablation and its Applications / Ed. C. Phipps. Springer, 2007. P. 67. <https://doi.org/10.1007/978-0-387-30453-3>
 32. Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н. Лазерная плазма. М.: МИФИ, 2003.
 33. Tan T.-H., Borovsky J.E. // J. Plasma Phys. 1986. V. 35. P. 239.
 34. Woolsey N.C., Abou Ali Y., Evans R.G., Grundy R.A.D., Pestehe S.J., Carolan P.G., Conway N.J., Dendy R.O., Helander P., McClements K.G., Kirk J.G., Norreys P.A., Notley M.M., Rose S.J. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 2439.
 35. Medvedev Y. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. V. 56. P. 025005.
 36. Boella E., Fiúza F., Stockem Novo A., Fonseca R., Silva L.O. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 035010. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa556>
 37. Perego M., Howell P.D., Gunzburger M.D., Ockendon J.R., Allen J.E. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 052101. <https://doi.org/10.1063/1.4802933>
 38. Liseykina T.V., Dudnikova G.I., Vshivkov V.A., Malkov M.A. // J. Plasma Phys. 2015. V. 81. P. 495810507. <https://doi.org/10.1017/S002237781500077X>
 39. Cairns R.A., Bingham R., Norreys P., Trines R. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 022112. <https://doi.org/10.1063/1.4864328>
 40. Cairns R.A., Bingham R., Trines R., Norreys P. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 044008. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/4/044008>
 41. Pusztai I., TenBarge J.M., Csapó A.N., Juno J., Hakim A., Yi L., Fülöp T. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 035004. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa2cc>
 42. Smirnovskii I.R. // Plasma Phys. Rep. 2000. V. 26. P. 225–230. <https://doi.org/10.1134/1.952842>
 43. Baumjohann W., Treumann R.A. Basic Space Plasma Physics. Revised Edition. London: Imperial College Press, 2012. 496 p.

44. *Treumann R.A.* // *Astron. Astrophys. Rev.* 2009. V. 17. P. 409.
<https://doi.org/10.1007/s00159-009-0024-2>
45. *Marcowith A., Bret A., Bykov A., Dieckman M.E., Drury L.O'C., Lembège B., Lemoine M., Morlino G., Murphy G., Pelletier G., Plotnikov I., Reville B., Riquelme M., Sironi L., Stockem Novo A.* // *Rept. Prog. Phys.* 2016. V. 79. P. 046901.
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/4/046901>
46. *Bret A.* // *J. Plasma Phys.* 2015. V. 81. P. 455810202.
<https://doi.org/10.1017/S0022377815000173>
47. *Mora P., Grismayer T.* // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 145001.
48. *Allen J.E., Perego M.* // *Phys. Plasmas.* 2014. V. 21. P. 034504.
<https://doi.org/10.1063/1.4870084>
49. *Дорожкина Д.С., Семенов В.Е.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1998. Т. 67. С. 548.
50. *Дорожкина Д.С., Семенов В.Е.* // *ЖЭТФ.* 1999. Т. 116. С. 885.
51. *Zhou S., Bai Y., Tian Y., Sun H., Cao L., Liu J.* // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 255002.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.255002>
52. *Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A., Ramsay M.G., Sircombe N.J., Gillies P., Evans R.G., Schmitz H., Bell A.R., Ridgers C.P.* // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2015. V. 57. P. 113001.
53. *Grismayer T., Mora P.* // *Phys. Plasmas.* 2006. V. 13. P. 032103.
<https://doi.org/10.1063/1.2178653>
54. *Hu Y., Wang J.* // *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2015. V. 43. P. 2832.
55. *Diaw A., Mora P.* // *EPJ Web of Conferences.* 2013. V. 59. P. 17009.
56. *Schoeffler K.M., Loureiro N.F., Fonseca R.A., Silva L.O.* // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. P. 056304.
<https://doi.org/10.1063/1.4946017>
57. *Stepanov A.N., Garasev M.A., Kocharovsky V.V., Korytin A.I., Mal'kov Yu.A., Murzanev A.A., Nechaev A.A.* // *Proc. of Int. Conf. Laser Optics 2018 (ICLO 2018).* St. Petersburg, Russia, 2018. IEEE, 2018. P. 242.
<https://doi.org/10.1109/LO.2018.8435840>
58. *Stockem A., Grismayer T., Fonseca R.A., Silva L.O.* // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 105002.