

УДК 533.9...16+533.951+537.86

## ФОРМИРОВАНИЕ И РАЗЛЕТ ТОКОВЫХ ФИЛАМЕНТОВ ПРИ РАСПАДЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ, НАГРЕТЫМИ У ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ И ВАКУУМА

© 2022 г. А. Н. Степанов<sup>1</sup>, \*, М. А. Гарасёв<sup>1</sup>,  
В. В. Кочаровский<sup>2</sup>, Вл. В. Кочаровский<sup>1</sup>, \*\*, А. А. Нечаев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>Кафедра физики и астрономии, Техасский A&M университет, Колледж Стэйшен, США

\*E-mail: step@ufp.appl.sci.nnov.ru

\*\*E-mail: kochar@ipfran.ru

Поступило в редакцию 30.11.2021 г.

После доработки 10.02.2022 г.

Принято к публикации 15.02.2022 г.

На основе двух- и трехмерного численного моделирования предсказано новое физическое явление при распаде вытянутой области плазмы с горячими электронами, образованной в результате абляции мишени в вакууме фемтосекундным лазерным импульсом, сфокусированным на ее поверхность цилиндрической линзой в полосу шириной от нескольких до сотни микрон. Установлено, что как в отсутствие, так и при наличии внешнего магнитного поля (величиной до  $\sim 10^3$  Тл), ориентированного вдоль поверхности мишени в направлении оси полуцилиндра с разогретыми до кэВ-энергий электронами, возможно множественное образование тонких филаментов электронного тока и их дальнейший разлет вместе с облаком холодной плазмы. Показано, что неоднородная система подобных филаментов с поперечными размерами от нескольких до десятков микрон развивается благодаря неустойчивости вейбелевского типа вследствие анизотропного остывания разлетающегося облака электронов и существует на временах от пикосекунд до наносекунд, создавая локализованные магнитные поля величиной от единиц до нескольких сотен Тл.

DOI: 10.31857/S0040364422020089

### ВВЕДЕНИЕ

Абляция поверхностных слоев различных мишеней сфокусированными на них фемтосекундными импульсами излучения тера- и петаваттных лазеров (см., например, [1–4]) позволяет проводить экспериментальные исследования широкого круга быстропротекающих кинетических процессов в сильно неравновесной лазерной плазме, содержащей достаточно холодные ионы (с энергиями от долей до десятков эВ) и гораздо более горячие электроны (с энергиями от долей до десятков кэВ) [5]. Важнейшее свойство такой плазмы, делающее исследования происходящих в ней явлений особенно актуальными и привлекательными, в том числе для интерпретации аналогичных явлений в космической плазме, состоит в несущественной роли кулоновских столкновений для энергичных электронов, чье движение во многом определяет возникновение и свойства токовых структур на кинетических масштабах и динамику плазмы в целом. Так, для типичных концентраций первоначально созданной лазером плазмы  $10^{20}$ – $10^{22}$  см<sup>-3</sup>, в которой толщина скин-слоя

0.5–0.05 мкм, длина свободного пробега кэВ-электронов составляет [6] соответственно 1–0.01 мм и вполне может превышать характерные размеры разогретой области на поверхности мишени. Сказанное тем более справедливо для более разреженной плазмы на дальнейших этапах разлета облака горячих электронов и следующих за ними более тяжелых ионов, где, как будет ясно из нижеследующего, могут присутствовать структуры бесстолкновительной плазмы с типичными размерами порядка единиц–десятков микрон (в 10–100 раз превышающими дебаевский радиус). Имеющиеся там столкновения немногочисленных холодных частиц (с энергиями десятки эВ) между собой и с горячими электронами несущественны на временах и масштабах развития интересующей нас вейбелевской неустойчивости, обусловленной анизотропным остыванием горячих электронов.

Как крупномасштабные (вплоть до миллиметров), так и мелкомасштабные (начиная с микрон) токовые структуры и создаваемые ими магнитные поля (от долей Тл до кТл) при расширении указанной лазерной плазмы в вакуум, когда

ударная волна отсутствует, неоднократно исследовались и экспериментально, и путем численного моделирования (например, [1, 7]). В этих и других работах был выявлен ряд аperiодических неустойчивостей неравновесной плазмы и соответствующих кинетических механизмов создания и структурирования токов в ней, включая так называемые фонтанный [1, 8, 9], вейбелевский (филаментационный и температурный) [10–13], механизм батареи Бирмана [13] и др. В частности, обсуждалась роль относительного движения, т.е. потоков тех или иных фракций частиц и общей анизотропии распределения электронов по скоростям, делающих невозможным применение магнитогидродинамического приближения или известных аналитических подходов в рассматриваемой задаче о разлете неоднородно нагретой плазмы в вакуум и самосогласованной генерации сильных магнитных полей со сложной пространственно-временной структурой. (О динамике электронной вейбелевской неустойчивости и вызванной ею генерации магнитного поля при наличии фоновой холодной плазмы с концентрацией, достаточной для образования бесстолкновительной ударной волны, см. работы [14, 15] и указанные там ссылки.)

В отличие от предшествующих работ, где обычно речь шла о фокусировке лазерного пучка в пятно круглой или не сильно вытянутой овальной формы, в настоящем исследовании предлагается осуществить эксперимент и провести моделирование для лазерной абляции с сильно вытянутой областью нагрева на поверхности мишени, т.е. по существу в предельном случае – с цилиндрической фокусировкой лазерного излучения в узкую полосу вдоль оси  $z$  шириной  $2r_0$ , например от 5 до 100 мкм. Вдоль этой полосы может быть направлено также внешнее магнитное поле  $B_0$  с плотностью энергии значительно меньше плотности энергии разогретых электронов  $n_0 T$  (с начальной концентрацией  $n_0$  и температурой  $T$ , измеряемой в энергетических единицах). В такой геометрии разлет горячих электронов будет сопровождаться их эффективным остыванием благодаря расширению потока в направлениях поперек указанной полосы уже на расстояниях порядка ее ширины, тогда как в направлении вдоль полосы их температура не будет меняться, по крайней мере до тех пор, пока не будет сгенерировано и не вступит в действие сильное магнитное поле.

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы показать, что возникающая температурная анизотропия распределения электронов по скоростям ведет к формированию и длительному существованию многочисленных мелкомасштабных филаментов электронных токов, которые текут в основном вдоль указанной разогретой полосы, а также постепенно деформируются и радиаль-

но смещаются поперек нее вместе с потоком расширяющейся неоднородной плазмы.

Параллельное указанной полосе внешнее магнитное поле, если оно присутствует, не мешает возникновению данной температурной анизотропии и вытесняется потоком плазмы из занимаемой ею области посредством образования крупномасштабных токов или токовых слоев, а следовательно, не препятствует формированию тонких филаментов электронного тока. Более того, последние могут создавать локальные магнитные поля, значительно превышающие внешнее поле. Достаточно сильное магнитное поле, направленное поперек указанной нагретой полосы, подавляло бы формирование подобных филаментов и само возникновение необходимой температурной анизотропии, хотя по-прежнему мало влияло на расширение плазмы при выполнении поставленного условия  $B_0^2/(8\pi) \ll n_0 T$  (этой теме будет посвящена отдельная работа).

### ОСОБЕННОСТИ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Решение задачи о распаде неоднородного разрыва плазма–вакуум проводилось методом частиц в ячейках при помощи кода EPOCH [16]. Для определенности считалось, что в начальный момент времени электроны с концентрацией  $n(y < 0) = n_0$ , находящиеся ниже плоскости разрыва  $y = 0$  (т.е. поверхности мишени) неоднородно разогреты до температуры, не зависящей от координаты  $z$  вдоль освещаемой лазером полосы (шириной  $2r_0$ ) и распределенной по закону  $T_e(y < 0) = T_i + (T - T_i)\exp(-r/r_0)^2$ , где  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ,  $T_i = 10$  эВ – температура окружающей холодной плазмы (равная температуре ионов). Максимум  $T = 1$  кэВ достигается в точке  $x = 0, y = 0$ .

Начальный радиус указанного разогретого полуцилиндра выбирался равным  $r_0 = 25$  мкм для расчетов с концентрацией плазмы  $n_0 = 10^{20}$  см<sup>-3</sup> и  $r_0 = 5$  мкм для расчетов с  $n_0 = 1.7 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Размер области упрощенного 2D-расчета в плоскости  $xu$  (без учета зависимости от координаты  $z$ ) составлял  $L_x L_y = 240 \times 240$  мкм<sup>2</sup> и  $36 \times 36$  мкм<sup>2</sup> соответственно, причем в обоих случаях счетная сетка состояла из  $1200 \times 1200$  ячеек. Размер области полного 3D-расчета составлял  $L_x L_y L_z = 40 \times 40 \times 40$  мкм<sup>3</sup> с сеткой из  $400 \times 400 \times 400$  ячеек. Начальный слой плазмы всегда занимал нижнюю четверть ( $y < 0$ ). Исходное затравочное электромагнитное поле определялось вычислительными шумами. Плазма моделировалась набором равного количества электронов и ионов с полным числом макрочастиц до нескольких миллиардов. Начальные распределения частиц по скоростям за-

давались кодом ЕРОСН случайным образом в соответствии с их локальной температурой  $T_{e,i}$ .

Основные расчеты с перечисленными параметрами плазмы и контрольные расчеты для ряда других параметров, в том числе при наличии внешнего магнитного поля, параллельного оси  $z$ , как правило, велись до момента времени  $T_f = 25000/\omega_{pe}$  и  $50000/\omega_{pe}$  при специально заниженном (для ускорения счета) отношении массы иона к массе электрона  $M/m = 100$  и  $400$  соответственно. Здесь  $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_0/m)^{1/2}$  – плазменная частота ( $e$  – элементарный заряд). Результаты для двух указанных отношений качественно совпадали, по существу отличаясь лишь темпом расширения плазмы, пропорциональным  $(T/M)^{1/2}$ , т.е. ионно-звуковой скорости (на рисунках ниже расчеты даны при  $M/m = 100$ , когда  $(T/M)^{1/2} \sim 10^6$  м/с). Для реальных экспериментов по абляции мишеней с большим на один–два порядка отношением масс  $M/m$  указанные времена  $T_f$  масштабируются пропорционально и могут составлять десятки или сотни пикосекунд.

На торцевых и боковых стенках расчетной области  $z = \pm L_z/2$  и  $x = \pm L_x/2$ , параллельных плоскостям  $xu$  и  $yz$  соответственно, использовались периодические граничные условия для частиц и полей. На нижней стенке  $y = -L_y/4$  частицы отражались, а поля свободно выходили (поглощались); на верхней стенке  $y = 3L_y/4$  свободно выходили и частицы, и поля. В тестовых расчетах было проверено, что за интересующее время  $\sim 50$  пс холодная плазма увеличивает свою температуру благодаря “численному нагреву” (из-за некорректности кода ЕРОСН) менее чем на 5%, что по существу не влияет на полученные ниже физические результаты.

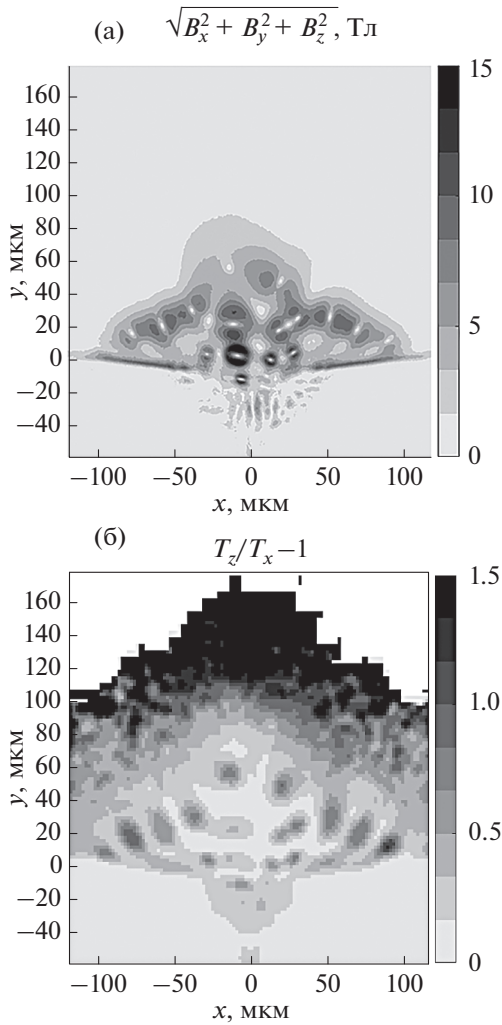
### ГЕНЕРАЦИЯ ВЕЙБЕЛЕВСКИХ ТОКОВ В ПРОЦЕССЕ АНИЗОТРОПНОГО ОСТЫВАНИЯ РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ С ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В отличие от проведенных ранее расчетов разлета плазмы с горячими электронами в вакуум (см., например, [17–19]) в поставленной задаче с сильно вытянутой вдоль оси  $z$  областью разогрева быстро возникает значительная температурная анизотропия распределения электронов из-за их более энергичного остывания при расширении поперек этой оси [14, 20]. В результате становится неизбежной вейбелевская температурная неустойчивость, в основном с волновыми векторами, ортогональными оси  $z$  (см. также [21–23]). Развитие неустойчивости, согласно результатам расчетов авторов в широкой области параметров, уже на пикосекундных временах ведет к формированию мелкомасштабных филаментов плотности электронного тока, вытянутых преимущественно вдоль

этой оси и существующих на длительных, возможно наносекундных, временах по крайней мере до тех пор, пока у электронов сохраняется нужная температурная анизотропия. Для указанных выше типичных параметров количество филаментов исчисляется десятками и они могут занимать большую часть области разлетающейся плазмы, поперечные размеры которой постепенно увеличиваются от сотых долей до нескольких миллиметров.

Иллюстрация, полученная из упрощенного двумерного расчета, приведена на рис. 1, где ось  $z$  ортогональна плоскости рисунка, момент времени  $t = 28$  пс. Соседние филаменты, как правило, имеют противоположные направления тока, а магнитные поля в промежутках между ними достигают в зависимости от параметров плазмы величин от долей до сотен Тл. Такие поля отвечают насыщению [23] вейбелевской неустойчивости и для них, что о ней и свидетельствует, гирорадиус энергичных электронов обычно порядка или немного больше радиуса филаментов тока; на рис. 1 радиусы филаментов  $\approx 3$ – $5$  мкм, их токи  $J \sim 50$ – $200$  А и поля  $B \sim 5$ – $10$  Тл. Вместе с тем, как ясно из рис. 1а, магнитные поля внутри филаментов сильно ослаблены, а концентрация плазмы, как показывают расчеты, там значительно (до двух раз) повышена в соответствии с законом примерного постоянства суммы давления магнитного поля и кинетического давления частиц в рассматриваемой квазистатической задаче (подобно  $z$ -пинчам). Внутри филаментов сначала имеется и долго может сохраняться более высокий уровень температурной анизотропии распределения электронов (см. рис. 1б), поскольку именно сильное магнитное поле вне филаментов за счет силы Лоренца эффективно “перекачивает” тепловую энергию движения частиц из направления вдоль оси  $z$  в поперечные направления вдоль осей  $x, y$ .

Различные от расчета к расчету начальные флуктуации полей и частиц, экспоненциально нарастая благодаря неустойчивости, приводят к немного различным филаментам тока. Согласно оценкам авторов, аналогичным [14], характерный поперечный размер филамента определяется оптимальным масштабом вейбелевской неустойчивости, который обратно пропорционален локальной концентрации плазмы и корню из параметра возникшей температурной анизотропии электронов  $A = T_z/T_{x,y} - 1$ , оказывающемуся в типичных условиях порядка  $0.1$ – $1$ . Соответственно, типичный радиус филамента тока находится в пределах от единиц до десятков микрон и постепенно увеличивается в процессе сноса вместе с расширяющейся в вакуум плазмой вследствие уменьшения



**Рис. 1.** Амплитуда магнитного поля (а) и коэффициент температурной анизотропии (б) для 2D-расчета разлета холодной плазмы в момент времени 28 пс: начальная концентрация плазмы  $n_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и радиус полуцилиндра разогретых электронов  $r_0 = 25 \text{ мкм}$ ; белый цвет вверху (б) — область, в которой нет частиц плазмы и поэтому температурную анизотропию определить невозможно.

как ее концентрации, так и температурной анизотропии электронов.

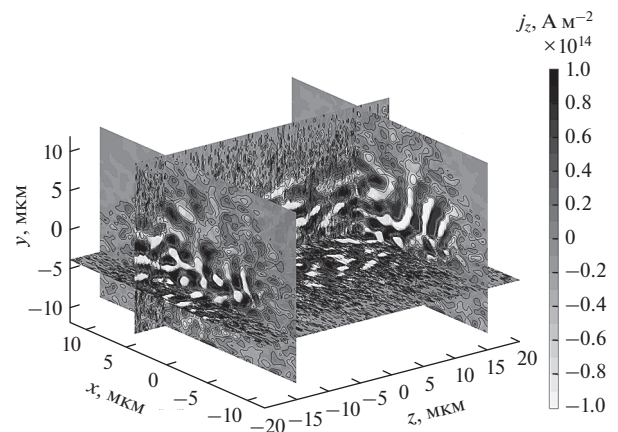
Более детальное трехмерное моделирование демонстрирует, что со временем (особенно, как ожидается, для времен 0.1–1 нс) филаменты тока не только расширяются и ослабевают, но и сильно искривляются, а также испытывают разрывы как благодаря кинетическому разлету электронов и постепенному нарастанию наклонных к оси  $z$  мод вейбелевской неустойчивости, так и вследствие неоднородности потока плазмы и взаимодействия филаментов друг с другом посредством создаваемых ими квазистатических магнитных и индукционных электрических полей. Подобным

явлениям будет посвящено численное моделирование в дальнейших работах.

### ДИНАМИКА МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ФИЛАМЕНТОВ ТОКА ПРИ НАЛИЧИИ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ИМ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Явление формирования филаментов электронного тока и начальный этап их существенно трехмерной эволюции в рассматриваемой геометрии разлета разогретого полуцилиндра лазерной плазмы исследовались и при наличии направленного вдоль него внешнего магнитного поля  $B_0$ . Если это поле очень слабое (много меньше 1 Тл для принятых параметров плазмы), то его влияние на динамику филаментов тока и магнитных полей внутри облака разлетающейся плазмы практически исключается. В таком случае внешнее поле быстро вытесняется токами в плазме, а гирорадиус энергичных электронов в остающемся после вытеснения среднем магнитном поле  $B_r$  оказывается значительно больше оптимального масштаба вейбелевской неустойчивости.

В магнитных полях бóльшей величины (но еще не останавливающих взрывного распада первоначального разрыва в плазме, т.е. при  $B_0 \ll (8\pi n_0 T)^{1/2}$  или  $B_0 < 10^3 \text{ Тл}$ ) явление образования многочисленных тонких филаментов тока сохраняется, но их свойства и темп образования уже зависят от величины этого поля, поскольку оно влияет на крупномасштабное движение потоков энергичных электронов и характер их остывания при расширении в вакуум, а следовательно, на пространственное распределение, темп формирования, типичную силу тока и поперечный



**Рис. 2.** Структура филаментов плотности тока  $j_z$  в 3D-расчете разлета холодной плазмы с горячими электронами в вакуум при наличии внешнего магнитного поля  $B_0 = 250 \text{ Тл}$ , параллельного оси  $z$ , в момент времени 3.6 пс,  $n_0 = 1.7 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $r_0 = 5 \text{ мкм}$ .

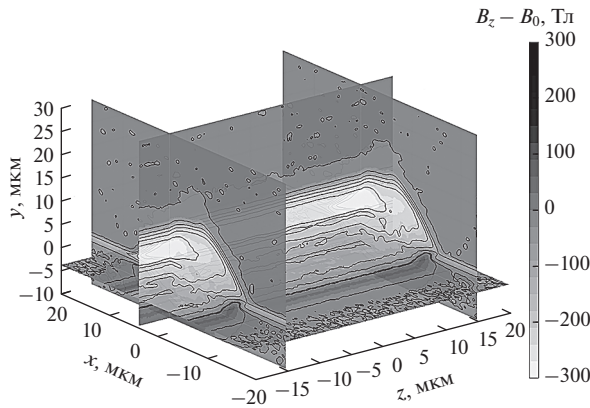


Рис. 3. Компонента магнитного поля  $B_z - B_0$  для того же расчета, что и на рис. 2.

размер отдельных филаментов. На рис. 2 для весьма плотной плазмы при сильном магнитном поле  $B_0 = 250$  Тл, в котором гирорадиус кэВ-электронов  $\approx 0.4$  мкм, представлен пример расчета, в котором филаменты плотности тока образуются горячими электронами уже за пикосекунды и имеют поперечные размеры  $2r \sim 2-5$  мкм, силу тока  $J \sim 100$  А и магнитные поля  $B \sim 20-50$  Тл.

На их дальнейшую эволюцию и размывание влияет крупномасштабное магнитное поле, которое остается в неоднородной разлетающейся плазме после вытеснения однородного внешнего поля и в среднем оказывается во много раз меньше последнего ( $\sim 30$  Тл для рис. 2, 3), но достаточным как для создания неоднородности и ограничения среднего уровня температурной анизотропии распределения электронов, так и для деформации и уменьшения времени жизни длинных мелко-масштабных филаментов тока. Более или менее регулярное ослабление продольного магнитного поля  $B_z$ , продемонстрированное на рис. 3, происходит благодаря возбуждению соленоидальных крупномасштабных токов в значительном объеме облака плазмы. Существенно, однако, что указанное остающееся в плазме поле и эволюционирующие филаменты тока становятся неоднородными как по величине, так и по направлению, в том числе из-за наличия крупномасштабных потоков горячих электронов и асимметрии действующей на них силы Лоренца со стороны общего магнитного поля. К сожалению, ограниченный объем статьи не позволяет изложить многообразные детали исследованного явления.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты динамики возникновения и эволюции мелко-масштабных филаментов тока, крупномасштабных токовых структур и согласованного магнитного поля для рассматриваемого разлета до-

статочно холодной плазмы в вакуум при наличии полуцилиндрической области горячих электронов вблизи поверхности разрыва проведены как в полностью трехмерной, так и в упрощенной двумерной постановке задачи для целого ряда параметров плазмы и величин внешнего магнитного поля. Вся совокупность результатов численного моделирования и качественных аналитических оценок свидетельствует о существовании явления образования и мелко-масштабной филаментации токов горячих электронов при их расширении в вакуум, обусловленного температурной вейбелевской неустойчивостью из-за анизотропного остывания этих электронов. Целью настоящей работы является привлечение внимания к данному явлению, которое заслуживает дальнейшего теоретического анализа и экспериментального наблюдения. Несмотря на специальный, квази-одномерный характер геометрии исследованной задачи, предсказанное явление может представлять интерес для целого ряда процессов в лазерной и космической плазме со слабыми межчастичными столкновениями.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение с ОИВТ РАН № 075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г.). Численные расчеты проводились с использованием ресурсов ЦКП ВР МСЦ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Albertazzi B., Chen S.N., Antici P., Böker J., Borghesi M., Breil J., Dervieux V. et al.* Dynamics and Structure of Self-generated Magnetics Fields on Solids Following High Contrast, High Intensity Laser Irradiation // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. № 12. 123108.
2. *Гарасев М.А., Коротин А.И., Кочаровский В.В., Мальков Ю.А., Мурзанов А.А., Нечаев А.А., Степанов А.Н.* Особенности генерации бесстолкновительной электростатической ударной волны в плазме при лазерной абляции // *Письма в ЖЭТФ*. 2017. Т. 105. № 3. С. 148.
3. *Струлёва Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И.* Термомеханическая абляция титана при фемтосекундном лазерном воздействии // *ТВТ*. 2019. Т. 57. № 4. С. 529.
4. *Струлёва Е.В., Комаров П.С., Ашитков С.И.* Поведение тантала вблизи критической точки при фемтосекундном лазерном нагреве // *ТВТ*. 2021. Т. 59. № 1. С. 148.
5. *Ананьин О.Б., Афанасьев Ю.В., Быковский Ю.А., Крохин О.Н.* Лазерная плазма. М.: МИФИ, 2003. 400 с.
6. *Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
7. *Quinn K., Romagnani L., Ramakrishna B., Sarri G., Dieckmann M.E., Wilson P.A., Fuchs J. et al.* Weibel-induced Filamentation During an Ultrafast Laser-driven Plasma Expansion // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 135001.
8. *Sakagami Y., Kawakami H., Nagao S., Yamanaka C.* Two-Dimensional Distribution of Self-generated Mag-

- netic Fields near the Laser-plasma Resonant-interaction Region // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 839.
9. Kolodner P., Yablonovitch E. Two-dimensional Distribution of Self-generated Magnetic Fields near the Laser-plasma Resonant-interaction Region // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 1402.
  10. Silva L.O. Physical Problems (Microphysics) in Relativistic Plasma Flows // AIP Conf. Proc. 2006. V. 856. P. 109.
  11. Dieckmann M.E. The Filamentation Instability Driven by Warm Electron Beams: Statistics and Electric Field Generation // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. P. 124042.
  12. Ruyer C., Gremillet L., Debayle A., Bonnaud G. Weibel-mediated Collisionless Shocks in Laser-irradiated Dense Plasmas: Prevailing Role of the Electrons in Generating the Field Fluctuations // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 032102.
  13. Schoeffler K.M., Silva L.O. General Kinetic Solution for the Biermann Battery with an Associated Pressure Anisotropy Generation // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 014048.
  14. Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Вейбелевский механизм генерации магнитного поля при расширении сгустка бесстолкновительной плазмы с горячими электронами // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62. № 12. С. 932.
  15. Нечаев А.А., Гарасёв М.А., Степанов А.Н., Кочаровский Вл.В. Формирование слоя уплотнения в бесстолкновительной электростатической ударной волне при расширении горячей плотной плазмы в холодную и разреженную // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 8. С. 694.
  16. Arber T.D., Bennett K., Brady C.S., Lawrence-Douglas A., Ramsay M.G., Sircombe N.J., Gillies P. et al. Contemporary Particle-in-cell Approach to Laser-plasma Modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. P. 113001.
  17. Dieckmann M.E., Moreno Q., Doria D., Romagnani L., Sarri G., Folini D., Walder R. et al. Expansion of a Radially Symmetric Blast Shell into a Uniformly Magnetized Plasma // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 052108.
  18. Fox W., Matteucci J., Moissard C., Schaeffer D.B., Bhattacharjee A., Germaschewski K., Hu S.X. Kinetic Simulation of Magnetic Field Generation and Collisionless Shock Formation in Expanding Laboratory Plasmas // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 102106.
  19. Moreno Q., Aruado A., Korneev Ph., Li C.K., Tikhonchuk V.T., Ribeyre X., d'Humières E., Weber S. Shocks and Phase Space Vortices Driven by a Density Jump between Two Clouds of Electrons and Protons // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 122106.
  20. Thaury C., Mora P., Heron A., Adam J.C. Self-generation of Megagauss Magnetic Fields During the Expansion of a Plasma // Phys. Rev. E. 2010. V. 82. № 1. P. 016408.
  21. Weibel E.S. Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2. P. 83.
  22. Дэвидсон Р. Основы физики плазмы / Под ред. Галеева А.А., Судана Р. Т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 443.
  23. Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В. Аналитическая теория самосогласованных токовых структур в бесстолкновительной плазме // УФН. 2016. Т. 186. С. 1267.