Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 3, с. 173 – 178 © 2015 г. 10 августа

# Генерация токовых слоев и гигантских квазистатических магнитных полей при ионизации вакуума в экстремально сильных световых полях

*А. А. Муравьев*[+*1)], *С. И. Бастраков*[*], *А. В. Башинов*[+*], *А. А. Гоносков*[+*], *Е. С. Ефименко*[+*], *А. В. Ким*[+*], *И. Б. Мееров*[*], *А. М. Сергеев*[+*]

[+]*Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 9 июня 2015 г.

Рассматривается самосогласованная динамика образующейся при генерации квантово-электродинамических (QED) каскадов электрон-позитронной плазмы в сверхсильном поле падающих навстречу линейно-поляризованных волн. Показано, что при полях, превышающих определенный порог, в динамике каскада важную роль играет образование тонких (в масштабе длины волны) токовых слоев, генерирующих квазистатические магнитные поля с величинами, соизмеримыми с соответствующими полями падающих волн. Трансформация лазерной энергии в энергию квазистатического магнитного поля достигает значений выше 20 %.

DOI: 10.7868/S0370274X15150047

Достижения последнего времени в области лазерных технологий сделали мощные лазерные системы петаваттного класса доступным рабочим инструментом для проведений широкого фронта фундаментальных и прикладных исследований по взаимодействию сверхмощных излучений с веществом, а также привели к проектированию установок следующего поколения – мультипетаваттного класса [1]. В частности, российский проект XCELS ориентируется на получение суммарной мощности 200 ПВт в 12 сходящихся лазерных пучках, что позволит достичь пиковой интенсивности на уровне $10^{25}$–$10^{26}$ Вт/см$^2$ [2]. Данный уровень интенсивностей позволит приступить к лабораторным исследованиям фундаментальных свойств нелинейности вакуума [3, 4], ярким примером чего является генерация электрон-позитронной плазмы в сверхсильном поле на основе механизма квантовоэлектродинамического каскада [5]. Первые теоретические исследования данного нелинейного эффекта в сходящихся пучках лазерного излучения [6–9] показали, что возникающая в таких условиях электрон-позитронная плазма представляется интересным новым объектом нелинейной физики, уникальность которого состоит в рождении самого объекта из вакуума.

В настоящее время рождение электрон-позитронных пар на основе QED-каскадов достаточно активно исследуется, главным образом с помощью численного моделирования ввиду сложности исходных уравнений и одновременного учета нескольких элементарных процессов, составляющих основу электромагнитной лавины. Во-первых, это расчет траекторий электронов (и позитронов) в лазерном поле с учетом сил реакции излучения, для которых важную роль играет дискретность излучаемых фотонов. Во-вторых, это расчет самого спектрального состава излучаемых фотонов, квантовая природа которых в данной задаче играет принципиальную роль ввиду соизмеримости их энергий с энергией самой излучаемой частицы. Кроме того, расчет рождающихся в лазерном поле при распаде жестких фотонов электрон-позитронных пар (гамма-квантов) должен быть произведен с учетом как структуры лазерного поля, так и диаграммы направленности излученных гамма-квантов. В общем случае такое самосогласованное моделирование может быть проведено только на основе суперкомпьютерных численных кодов. Следует отметить, что на данный момент уже разработаны различные варианты численных кодов, способных проводить моделирование с учетом этих процессов [10–12]. В основу данной статьи положен разработанный в нашей группе код PICADOR [13–15], который предназначен для трехмерного моделирования плазмы методом частиц в ячейках на суперкомпьютерных системах. Он имеет высокоуровневый интерфейс PIC-MDK (module development kit), аб-

1) e-mail: sashamur@gmail.com

страгирующий детали внутренней реализации и значительно упрощающий разработку и интеграцию дополнительных модулей. В настоящее время он дополнен разработанными модулями учета ионизации вещества и рождения электрон-позитронных пар [16].

В данной работе рассматривается самосогласованная динамика образующейся в сверхсильном поле двух падающих навстречу друг другу плоских линейно поляризованных волн электрон-позитронной плазмы. Подобная геометрия взаимодействия рассматривалась ранее в работе [6]. Однако основное внимание в ней было уделено начальной стадии каскада, ее пробойным характеристикам, в частности распределению лазерной энергии по различным каналам ее трансформации: в электроны и позитроны, а также в гамма-кванты. Относительно развитой стадии такого разряда было отмечено, что в ее формировании важную роль играют потери лазерной энергии на генерацию гамма-квантов, заметная часть которых расходуется на рождение электрон-позитронных пар. Основной результат настоящей работы связан с принципиально новой нелинейной динамикой взаимодействия падающих волн с формирующейся электрон-позитронной плазмой. Нами показано, что при амплитудах падающих волн, превышающих определенный порог, в плазме генерируются тонкие токовые слои с шириной, много меньшей длины лазерной волны. Они создают квазистатические магнитные поля с характерными значениями, соизмеримыми с соответствующими значениями поля падающих волн. Такие токовые слои с высокой концентрацией заряженных частиц играют важную роль в формировании структуры поля и тем самым определяющим образом влияют на развитие такого "квантово-электродинамического" разряда в целом.

Задача рассматривается в одномерной постановке, соответствующей симметричному падению с противоположных сторон двух плоских линейно поляризованных (в одном и том же направлении) волн. Будем считать, что волны распространяются вдоль оси $x$ и поляризованы вдоль оси $z$. Волны имеют одинаковые постоянные амплитуды, которые в дальнейшем будут представляться в релятивистских единицах $a = \frac{eE}{mc\omega}$, где $E$ – напряженность электрического поля падающей волны, $m$ - масса покоя электрона, $c$ – скорость света в вакууме, $\omega$ – круговая частота волны. Длину волны обозначим $\lambda$. Включение поля производится на одном периоде по закону $1-\cos^2\frac{\omega t}{2}$. QED-каскад инициируется затравочными электронами, которые в численном моделировании генерируются случайным образом в центральной области в слое толщиной $1.5\lambda$ и в общем случае образуют несимметричное распределение заряженных частиц малой плотности. Данная постановка, несомненно, имеет модельный характер. В частности, в такой геометрии отсутствуют поперечные потери частиц, характерные для сфокусированных лазерных пучков. Тем не менее она позволяет должным образом представить мелкомасштабную (на масштабах, меньших длины падающей волны) динамику разряда и связанные с ней (как будет показано далее) новые нелинейные эффекты.

Для удобства восприятия отметим сначала важные для понимания рассматриваемой задачи характерные физические величины, позволяющие ориентироваться в типах соответствующих физических процессов. При амплитуде поля $a \gtrsim 1$, соответствующей интенсивности лазерного излучения $\gtrsim 2 \times 10^{18}$ Вт/см$^2$ для широко используемой системы Ti:Sa на длине волны $\lambda = 0.8$ мкм, движение частиц становится релятивистским. При $a \gtrsim 200$ ($\gtrsim 8 \times 10^{22}$ Вт/см$^2$) на движение частиц начинает оказывать заметное влияние сила радиационного трения, связанная с импульсом отдачи испускаемых ею фотонов. При этих амплитудах сила радиационного трения может становиться сравнимой с силой Лоренца. При полях $a \gtrsim 500$ излучаемые заряженными частицами гамма-кванты начинают распадаться в лазерном поле на электрон-позитронные пары, тем самым приводя к развитию электромагнитного каскада, т.е. лавинного образования электрон-позитронной плазмы. Здесь следует отметить, что столь высокие значения полей обеспечивают такое ультрарелятивистское движение электронов и позитронов, при котором наблюдается эффект аномального радиационного захвата (anomalous radiation trapping, ART) [17] в поле стоячей волны, заключающийся в притяжении частиц к пространственному максимуму электрического (минимуму магнитного) поля. Эффект аномального радиационного захвата противоположен эффекту нормального радиационного захвата (normal radiation trapping, NRT), проявляющемуся в основном при более низких амплитудах (от 300) и приводящему к притяжению частиц к минимуму электрического поля или пондеромоторного потенциала. Эффект ART начинает доминировать над NRT при амплитудах свыше $\sim 1500$.

В проводимых нами численных экспериментах амплитуда поля падающих волн варьируется в пределах 500–7000. Начальная стадия пробоя вакуума носит достаточно общий характер. Вначале передний край волны перемещает все затравочные частицы к центру расчетной области $x = 0$, где образуется максимум электрического поля стоячей электромагнитной волны. Затем вблизи пространственного максимума электрического поля (согласно аномальному радиационному захвату [17]) начинается каскадное рождение пар: затравочные электроны, ускоряясь лазерным полем, излучают гамма-кванты, которые, в свою очередь, распадаются в лазерном поле на электрон-позитронные пары. Далее процесс образования пар повторяется. Лавинообразный рост количества частиц продолжается до тех пор, пока плазма не становится достаточно плотной для обратного влияния на падающие волны. Дальнейший сценарий развития каскада зависит лишь от величин прикладываемых полей, теряя свою зависимость от условий инициирования.

Важной характеристикой пробоя является скорость роста лавины. В электромагнитном поле важное значение приобретает и ее соотношение с несущей частотой, которое может значительно повлиять на последующую динамику разряда. Так, в работе [18] показано, что учет туннельного рождения электронов на периоде поля волны существенно минимизирует потери лазерной энергии для линейно поляризованного поля. В нашем случае при развитии QED-каскадов лавина в плоской линейно поляризованной волне имеет сложную пространственно-временную структуру. Это связано с особенностями движения электронов и позитронов. Кроме того, пространственное распределение частиц, а также спектр излучения фотонов могут сильно модифицироваться в результате рождения новых частиц. Так, например, при $a \lesssim 1500$, когда доминирующее значение имеет режим NRT, без учета лавинообразного роста частицы концентрировались бы вблизи пучности магнитного поля. Однако появление новых частиц, которые преимущественно рождаются с малыми энергиями, ведет к тому, что на полупериоде волны наблюдаются максимумы пространственного распределения электронов (позитронов) то в пучности магнитного, то в пучности электрического полей. В связи с этим средняя энергия частиц в лавине больше, чем в случае без ее учета. Обратная ситуация имеет место при $a \gtrsim 1500$, когда в динамике частиц реализуется режим ART. Учет лавины в этом случае ведет к тому, что пространственный максимум наблюдается не только в точке максимальной амплитуды электрического поля, но и на расстоянии $\approx \lambda/6$, т.е. в среднем по ансамблю энергия частиц меньше. Следует отметить, что влияние рождаемых частиц на спектр излучаемых фотонов тем больше, чем быстрее растет число частиц в лавине.

На рис. 1 представлены полученные из численного моделирования усредненные за один период значения показателя роста числа частиц $\Gamma$ в зависимости от амплитуды встречных волн, а также определяющие данную зависимость вероятность излучения фотона в единицу времени $W_\gamma$ и вероятность распада фотона в единицу времени $W_p$, нормированные на период поля. Величины $W_p$, $W_\gamma$ и $\Gamma$ связаны следующим образом: $W_p = \Gamma/(2N_a)$, $W_\gamma = (\Gamma + W_p)N_a$ [19], где $N_a$ – отношение числа фотонов к общему числу электронов и позитронов. В рассматриваемом диапазоне значений, $500 \leq a \leq 7000$, согласно численным рачетам $N_a \approx 125.7(a-475)^{-0.435}$, $W_\gamma \approx 5.5(a-475)^{0.247}$, $W_p \approx 2.13 \cdot 10^{-4}(a-475)^{1.09}$ и $\Gamma \approx 0.047(a-475)^{0.655}$.

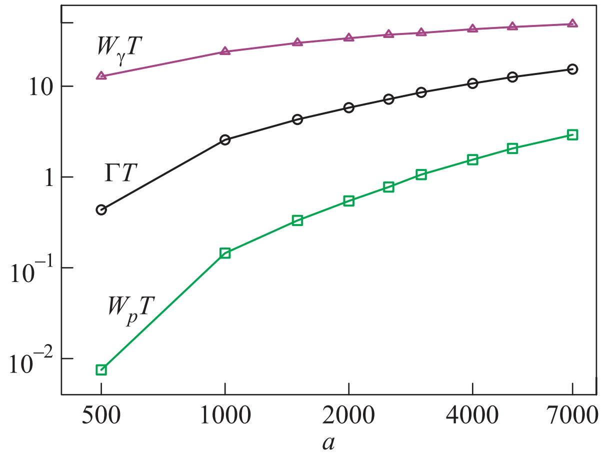


Рис. 1. Зависимости $W_\gamma$, $W_p$, $\Gamma$ от амплитуды поля, полученные с помощью численного моделирования

В интервале амплитуд 500–2000 формирующийся разряд представляет собой достаточно гладкое распределение электрон-позитронной плазмы, которое постепенно расширяется навстречу падающим волнам. Действительно, как видно из рис. 1, при данных амплитудах полей характерное время роста лавины составляет порядка полупериода поля, т.е. концентрация электрон-позитронной плазмы достаточно плавно нарастает в разрядной области, приводя к постепенному вытеснению поля падающей волны и, соответственно, к дальнейшему перемещению области рождения пар навстречу падающей волне. Ситуация начинает качественно меняться при амплитудах $a \sim 2000$, когда лавина нарастает уже на временах, существенно меньших полупериода поля. В этом случае развитие каскада идет через образование тонких токовых слоев с толщинами много меньше длины падающей волны и чрезвычайно высокой плотностью заряженных частиц (на уровне $10^{27}$ см$^{-3}$). На рис. 2 показаны характерные распределения магнитного поля и плотности плазмы в различные моменты времени для $a = 5000$.

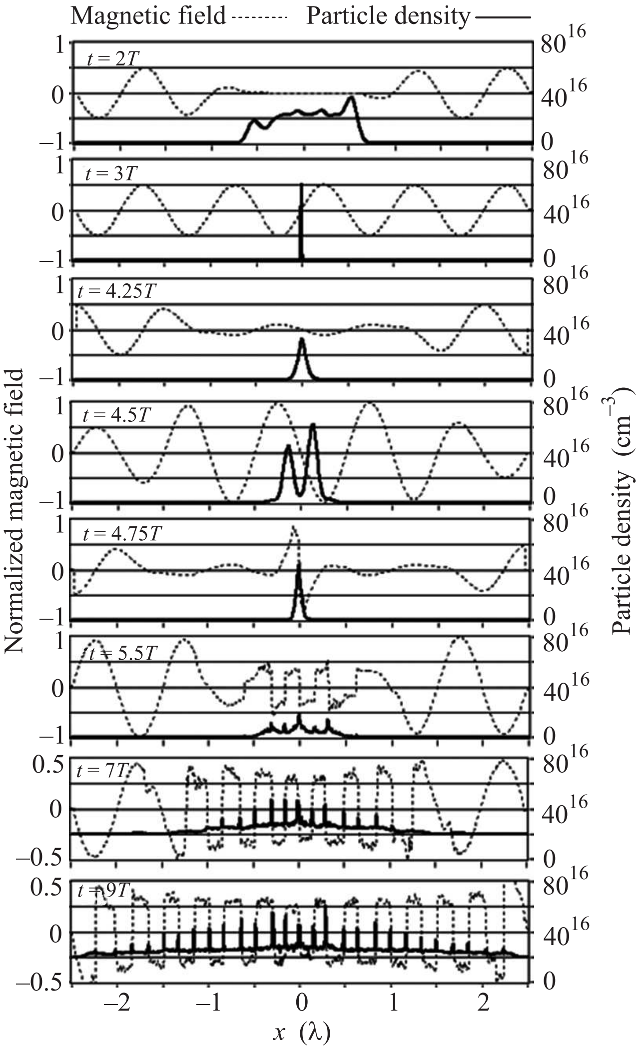


Рис. 2. Эволюция профилей концентрации электронов (сплошная линия) и магнитного поля (пунктир) для $a = 5000$. Время указано в периодах поля, расстояние – в длинах волн $\lambda = 0.8$ мкм, концентрация частиц – в см$^{-3}$

На основании численного моделирования типичный сценарий развития QED-каскада можно представить следующим образом. На стадии пробоя лавинообразный рост пар происходит в центральной области протяженностью около полудлины волны. При этом существенное влияние на мгновенное распределение плотности электрон-позитронной плазмы оказывает характер движения частиц в поле стоячей волны. При значительном увеличении числа частиц, когда образовавшаяся плазма начинает оказывать влияние на структуру поля, ее распределение представляет собой ярко выраженный пик на фоне достаточно плавного распределения. Плотность плазмы в пике может достигать $10^{26}$–$10^{27}$ см$^{-3}$, в то время как фоновые значения находятся на уровне порядка критической плотности для данной длины волны.

В дальнейшем, при достаточно большой амплитуде падающей волны вначале происходит группировка электронов и позитронов фоновой плазмы в узкие слои (формируются два симметричных слоя по обе стороны от центрального) в окрестностях ближайших нулевых точек магнитного поля, которые располагаются на расстоянии около трети длины волны ($\sim 0.25$–$0.5\lambda$) от исходного центрального слоя.

При движении заряженных частиц в невозмущенной стоячей волне достаточно большой амплитуды поочередно сменяются моменты времени, когда частицы притягиваются к нулевой точке магнитного поля и отталкиваются от нее. Несмотря на существенное в нашем случае воздействие электрон-позитронной плазмы на поле формирующейся стоячей электромагнитной волны, момент времени, в который частицы смещаются с обеих сторон по направлению к этой точке, структурно сохраняется. В таком случае справа $E_z$ и $B_y$ имеют один знак, а слева – разные знаки (см. рис. 3). Однако за счет быстрого

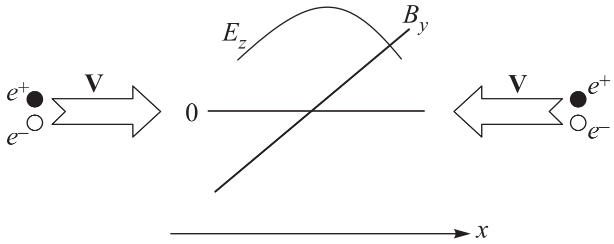


Рис. 3. Механизм группировки частиц в токовые слои

развития электромагнитного каскада структура поля резко меняется и обратного процесса уже не происходит. Таким образом, формируется тонкий слой плазмы, частицы в котором продолжают движение вдоль оси $z$ уже в отсутствие электрического поля, способного остановить это движение. Конечным итогом данной стадии является продвижение разрядной области навстречу падающим волнам.

При достижении соответствующих пиковых значений концентраций плазмы во вновь образованных слоях центральные области полностью экранируются от падающих полей. При амплитудах $a \gtrsim 2000$ рост числа частиц происходит за время, существенно меньшее периода поля (см. рис. 1). В этом случае в тонком слое сохраняется направленное движение частиц, формируя токовый слой за счет движения электронов и позитронов в противоположных направлениях. В дальнейшем токовые слои незначительно смещаются к центру вдоль оси $x$, после чего их положение устанавливается. Далее представленная картина повторяется: на расстоянии около трети длины волны от крайних слоев образуется новый лавинообразно растущий тонкий слой пар, который быстро (на масштабе периода поля) экранирует предыдущие слои, оставляя в них направленное движение частиц, т.е. формируя новый токовый слой. Подчеркнем, что, во-первых, распространение разрядной области происходит скачкообразно. Таким образом, элементарный шаг в продвижении области ионизации вакуума навстречу падающей волне можно представить в виде двух последовательных этапов, протекающих на различных временных масштабах. На первом этапе за время, соизмеримое с периодом поля, происходит формирование фоновой плазмы с относительно невысокой концентрацией частиц. На втором этапе происходит формирование узкого слоя плазмы, в котором плотность пар экспоненциально нарастает за время, много меньшее периода поля. Разряд скачком перемещается на расстояние около трети длины волны. Отметим, что подобное скачкообразное перемещение разряда наблюдалось экспериментально в неравновесных разрядах высокого давления в поле падающих волн миллиметрового диапазона. Однако оно было связано с иным механизмом распространения [20]. Во-вторых, направления токов в соседних слоях противоположны друг другу, так как слои формируются под воздействием следующих друг за другом полупериодов падающего поля, что соответствует сдвигу фазы поля, определяющего остаточную постоянную компоненту скорости, на $\pi$. Направление тока центрального слоя определяется начальными условиями задачи и соответствует направлению поля, при котором достигается концентрация плазмы, достаточная для оказания обратного влияния на поле.

В конечном итоге сформированная квазистационарная структура вакуумного разряда представляет собой достаточно гладкое распределение электрон-позитронной плазмы с ярко выраженными узкими токовыми слоями с высокой концентрацией пар. Квазистатическая же структура магнитного поля, созданная этими токами, имеет форму меандра с характерными значениями полей, соизмеримыми с падающими. Например, к моменту времени $t = 5.5T$ на рис. 2 максимальная величина магнитного поля составляет $6 \cdot 10^{11}$ Гс. Отметим, что при больших амплитудах падающих волн наблюдаются более резкие скачки квазистационарного магнитного поля на токовых слоях, тогда как при приближении к порогу эти перепады более плавные.

На рис. 4 точками показаны характерные максимальные величины квазистационарных магнитных полей $B_{\rm stat}$ при различных амплитудах падающих

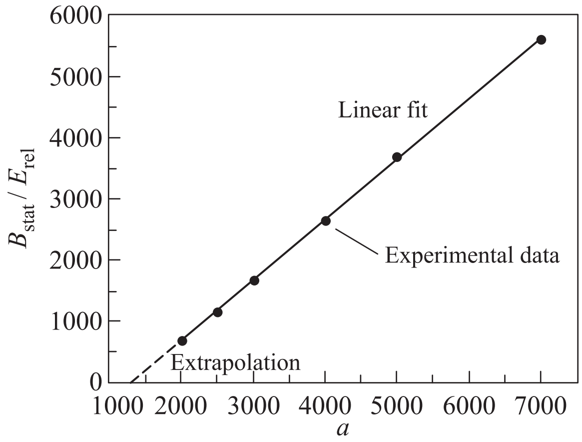


Рис. 4. Зависимость величины квазистационарного магнитного поля от амплитуды падающего поля

волн $a$, полученные в численном моделировании. Естественно предполагать, что процесс генерации статического магнитного поля имеет нелинейный характер и вблизи порога она может быть представлена линейной функцией $B_{\rm stat}/E_{\rm rel} = \alpha(a - a_{th})$ с двумя независимыми параметрами. Аппроксимируя результаты численного моделирования данной функцией, получим $\alpha = 1$ и $a_{th} = 1300$. Интересно отметить, что характерные значения генерируемых статических магнитных полей хорошо аппроксимируются линейной функцией в достаточно широком интервале полей, заметно превышающим пороговое значение. Это позволяет определить не только пороговое значение поля $a_{th}$, но и значение генерируемого статического магнитного поля в пределе больших амплитуд, которое оказывается приблизительно равным магнитному полю в падающей волне. Здесь следует обратить внимание на то, что эффективность преобразования лазерной энергии в энергию статического магнитного поля не приближается к 100 %, как это было бы при распределении магнитного поля в форме меандра с масштабом в полдлины волны, а ограничивается за счет размера шага меандра. На самом деле токовые слои, во-первых, первоначально формируются на расстоянии менее полудлины волны друг от друга, а во-вторых, в дальнейшем они поджимаются под действием падающей волны в сторону основной плазмы. Отметим также, что само пороговое значение непосредственно в численных расчетах определить не удалось в связи с текущим уровнем шумов в PIC-моделировании.

Таким образом, на основании полученных в настоящей работе результатов численного моделирования QED каскадного рождения электрон-позитронных пар в поле падающих навстречу друг другу плоских линейно поляризованных волн можно сделать следующие выводы. В сильных полях при амплитудах $a \gtrsim 2000$ развитие QED-пробоя протекает через образование на временах, значительно меньших периода поля, последовательно экранирующих друг друга тонких нейтральных токовых слоев, генерирующих квазистатические магнитные поля с величинами, соизмеримыми с полями падающих волн. Эффективность трансформации энергии лазерного импульса в энергию квазистатического магнитного поля может превышать 20 %. Следует отметить, что структуры с нейтральными токовыми слоями в плазме достаточно широко обсуждались в литературе [21, 22], прежде всего при изучении крупномасштабных астрофизических явлений.

Работа поддержана грантами МОН РФ (соглашение от 27 августа 2013 г. # 02.B.49.21.0003 с ННГУ) и РФФИ (проект # 14-02-31495 мол_а). Авторы выражают благодарность Фонду конкурсной поддержки студентов, аспирантов и молодых научно-педагогических работников ННГУ.

1. G. Mourou and T. Tajima, Opt. Photon. News **22**(7), 47 (2011); http://www.eli-laser.eu/.
2. http://www.xcels.iapras.ru.
3. A. Di Piazza, C. Muller, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel, Rev. Mod. Phys. **84**, 1177 (2012).
4. Н. Б. Нарожный, А. М. Федотов, УФН **185**, 103 (2015).
5. A. R. Bell and J. G. Kirk, Phys. Rev. Lett. **101**, 200403 (2008).
6. E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov, A. M. Fedotov, N. B. Narozhny, N. V. Elkina, and H. Ruhl, Phys. Rev. Lett. **106**, 035001 (2011).
7. I. V. Sokolov, N. M. Naumova, J. A. Nees, and G. A. Mourou, Phys. Reb. Lett. **105**, 195005 (2010).
8. N. V. Elkina, A. M. Fedotov, I. Yu. Kostyukov, M. V. Legkov, N. B. Narozhny, E. N. Nerush, and H. Ruhl, Phys. Rev. ST Accel. Beams **14**, 054401 (2011).
9. J. G. Kirk, A. R. Bell, and I. Arka, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 085008 (2009).
10. L. L. Ji, A. Pukhov, E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov, K. U. Akli, and B. F. Shen, European Phys. J. Special Topics **223**, 1069 (2014).
11. I. V. Sokolov, N. M. Naumova, and J. A. Nees, Phys. Plasmas **18**, 093109 (2011).
12. C. P. Ridgers, J. G. Kirk, R. Duclous, T. G. Blackburn, C. S. Brady, K. Bennett, T. D. Arber, and A. R. Bell, J. Comp. Phys. **260**, 273 (2014).
13. S. Bastrakov, R. Donchenko, A. Gonoskov, E. Efimenko, A. Malyshev, I. Meyerov, and I. Surmin, J. Comp. Sci. **3**, 474 (2012).
14. S. Bastrakov, I. Meyerov, I. Surmin, E. Efimenko, A. Gonoskov, A. Malyshev, and M. Shiryaev, Lecure Notes Comp. Sci. (Springer, Heidelberg) **8488**, 513 (2014).
15. И. А. Сурмин, С. И. Бастраков, А. А. Гоносков, Е. С. Ефименко, И. Б. Мееров, Вычислительные методы и программирование **15**, 530 (2014).
16. A. Gonoskov, S. Bastrakov, E. Efimenko, A. Ilderton, M. Marklund, I. Meerov, A. Muraviev, I. Surmin, and E. Wallin, e-print arXiv:1412.6426 (2014).
17. A. Gonoskov, A. Bashinov, I. Gonoskov, C. Harvey, A. Ilderton, A. Kim, M. Marklund, G. Mourou, and A. Sergeev, Phys Rev Lett. **113**, 014801 (2014).
18. В. Б. Гильденбург, А. В. Ким, А. М. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **51**, 91 (1990).
19. V. F. Bashmakov, E. N. Nerush, I. Yu. Kostyukov, A. M. Fedotov, and N. B. Narozhny, Phys. Plasmas **21**, 013105 (2014).
20. С. В. Голубев, С. И. Грицынин, В. Г. Зорин, И. А. Коссый, В. Е. Семенов, *СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн*, в кн. *Высокочастотный разряд в волновых полях*, ИПФ АН СССР, Горький (1988), с. 163.
21. *Физика плазмы*, под общей ред. Р. З. Сагдеева, М. Н. Розенблюта, Т. 2: *Основы физики плазмы*, под ред. А. А. Галеева, Р. Судана, Энергоатомиздат, М. (1984), ч. VI, с. 335.
22. V. V. Kocharovsky, Vl. V. Kocharovsky, and V. Ju. Martyanov, Phys. Rev. Lett. **104**, 215002 (2010).