

Удержание электронов в фокусе дипольной волны

А.В.Башинов, П.Кумар, Е.С.Ефименко

На основе численного моделирования динамики электронов в фокальной области дипольной волны определено время удержания электронов в области наиболее сильного электрического поля в широком (вплоть до 200 ПВт) диапазоне мощностей. В результате сопоставления времени удержания частиц и пространственной структуры их разлета выявлены режимы пондеромоторного разлета и радиационно-доминантного разлета, соответствующего нормальному и аномальному радиационным захватам, а также пороговые мощности этих режимов. Показано, что в режимах пондеромоторного разлета с ростом мощности время удержания уменьшается и стабилизируется на уровне одной трети периода волны, при этом частицы уходят из фокальной области преимущественно поперек электрического поля. В радиационно-доминантном режиме время удержания, наоборот, возрастает с ростом мощности, поперечный уход частиц уменьшается и частицы покидают фокальную область в форме компактных пучков.

Ключевые слова: дипольная волна, удержание электронов, нормальный и аномальный радиационный захват.

1. Введение

В настоящее время активно обсуждаются эксперименты на создаваемых лазерных установках с пиковой мощностью около 10 ПВт [1–3] и проектируются стопеттаваттные лазерные установки [4–6]. Наряду с возможностью создания эффективных источников гамма-излучения [7, 8] и инициирования новых фотоядерных реакций [9], эти установки, как ожидается, позволят существенно продвинуться и в фундаментальной физике, в частности в исследованиях рождения пар частица–античастица [10].

Одним из процессов рождения материи из света является квантовый электродинамический (КЭД) каскад [11]. При его развитии в сильном лазерном поле электроны и позитроны излучают гамма-фотоны, которые, в свою очередь, могут распадаться на электрон-позитронные пары, тем самым порождая следующие поколения фотонов и пар частиц. Ключевыми параметрами КЭД каскада являются поперечное по отношению к импульсу частицы поле, а также величина самого импульса. Оптимальная фокусировка позволяет увеличить эти параметры при фиксированной мощности [12, 13]. В случае монохроматического излучения наибольшей амплитуды поля в фокусе позволяет достичь дипольная волна [14]. Вместе с тем острая фокусировка излучения вызывает быстрый уход частиц из области сильного поля, что препятствует развитию каскада и может увеличить требования к мощности для его инициирования. Как показывают исследования, баланс ухода и рождения частиц в поле дипольной волны достигается при мощности 7.2 ПВт [12]. При боль-

шей мощности происходит пробой вакуума, аналогичный лавинообразному пробоем газов, и концентрация плазмы начинает экспоненциально быстро расти. Пробой вакуума представляет не только фундаментальный интерес, открывающий возможность изучения экстремальных состояний плазмы, но и на его основе могут быть предложены уникальные источники гамма-излучения [15–17] и позитронных пучков [18].

Помимо оптимизации мощности, есть еще один важный аспект – формирование затравки для КЭД каскада. При использовании жестко сфокусированного лазерного излучения мишень может разрушиться, и все частицы могут покинуть область сильного поля (область рождения), прежде чем мощность излучения достигнет уровня пробоя вакуума. Для предотвращения этого эффекта требуется оптимизация мишеней, например с помощью подбора соответствующей концентрации [19] и использования веществ с высоким потенциалом ионизации [20, 21]. При этом необходимо знать скорость ухода электронов (позитронов) из фокальной области в широком диапазоне мощностей лазерного излучения. Частицы могут попасть в фокус волны под действием не только переднего фронта импульса, но и предимпульса, что обуславливает необходимость исследований именно в широком диапазоне мощностей лазерного излучения.

Если в экспериментах с каскадом необходимо обеспечить наличие вещества в фокусе лазерного излучения, то для наблюдения рождения электрон-позитронных пар из вакуума в поле [22, 23] необходимо предотвратить развитие каскада до рождения первой пары из вакуума. С целью повышения амплитуды поля в фокусе в таких экспериментах планируется использовать многопучковые конфигурации полей [24]. В предельном случае фокусировки в форме дипольной волны, существенно снижающей требования к мощности, последняя должна составлять сотни петаватт (в зависимости от длины волны лазерного излучения), а концентрации остаточных газов в экспериментальной камере должны быть сверхнизкими

А.В.Башинов, Е.С.Ефименко. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: abvk@inbox.ru
P.Kumar. Department of Physics, University of Lucknow, Lucknow-226007, India

[25]. В рамках предлагаемого эксперимента необходимо исключить попадание частиц в фокальную область. Однако можно смягчить требования к допустимым концентрациям газов, допустив нахождение частиц в фокальной области, пока моментальное значение мощности меньше необходимого для каскадного рождения пар. Для этого следует иметь представление не только о том, как частицы увлекаются в фокус волны, но и о том, как быстро они покидают эту область.

Кроме того, несмотря на ряд работ, в которых отмечались особенности движения в сфокусированных полях, например формирование пучков электронов (позитронов) [26, 27], режимы радиационных захватов [28, 29], актуальным остается полномасштабное исследование динамики частиц в зависимости от интенсивности лазерного излучения, жесткости фокусировки, ширины лазерных пучков. Такие исследования позволят определить в широкой области параметров возможные режимы движения частиц и, соответственно, пороговые значения интенсивностей (мощностей) этих режимов.

Настоящая статья посвящена исследованию динамики электронов и времени их удержания в фокусе дипольной волны в широком диапазоне мощностей вплоть до 200 ПВт, планируемых в рамках проекта XCELS [4]. В исследовании длина волны $\lambda = 0.9$ мкм, что также соответствует XCELS-проекту. Ввиду сложности движения частиц в стоячей дипольной волне, формируемой в результате интерференции сходящейся и расходящейся волн, основным инструментом исследования является численное моделирование. Методика моделирования, а также используемые приближения описаны в разд.2. Результаты численного моделирования и их обсуждение представлены в разд.3. На основании данных моделирования будут определены зависимости времени нахождения частиц в фокусе от мощности дипольной волны. На основании сравнения полученных результатов с аналитическими результатами в нерелятивистском пределе показано, что предлагаемая методика моделирования позволяет получить достаточно точную оценку времени удержания частиц в фокусе дипольной волны.

Кроме того, исследованы режимы движения частиц в фокусе дипольной волны в зависимости от ее мощности и определены пороговые значения мощностей этих режимов. В отличие от случая плоской волны, когда о режимах движения электронов можно было судить по их установившемуся пространственному распределению, в сильнофокусированных полях частицы достаточно быстро покидают область взаимодействия, и способ определения режимов движения по установившимся пространственным структурам частиц может привести к некорректным пороговым значениям. В настоящей работе мы выделяем режимы движения по характеру разлета частиц, на основании чего и определяются их пороги по мощности.

2. Методика численного моделирования

Под действием сходящейся дипольной волны частицы увлекаются по направлению к ее фокусу, однако скорость их движения меньше скорости света. Более того, ввиду большой кривизны фазового фронта вблизи фокуса частицы могут на определенных участках траекторий даже двигаться навстречу волне, что вызывает их еще большее запаздывание относительно волны [30]. В связи с этим частицы, достигающие фокуса волны, будут взаимодействовать

уже не со сходящейся, а со стоячей дипольной волной, формируемой сходящейся и расходящейся волнами.

Для анализа движения частиц в стоячей дипольной волне будем численно решать релятивистские уравнения движения частиц,

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{mc\gamma}[\mathbf{p}\mathbf{B}], \quad \frac{dR}{dt} = \frac{p}{m\gamma}, \quad (1)$$

где $-e$, m – заряд и масса электрона; \mathbf{R} , \mathbf{p} – его радиус-вектор и импульс; γ – лоренц-фактор электрона; c – скорость света; t – время; \mathbf{E} , \mathbf{B} – электрическое и магнитное поля стоячей дипольной волны, определяемые соотношениями (36) в работе [31].

Для учета радиационных потерь воспользуемся квазиклассическим приближением [32]. Это приближение предполагает, что траектории частиц между актами излучения являются классическими и определяются уравнениями (1), а моделирование радиационных потерь представлено в виде случайных актов излучения фотонов согласно спектральной плотности вероятности

$$\frac{dW(\chi, \eta)}{d\eta} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{e^2 mc^2}{\pi \hbar c \hbar \omega \gamma} \times \left[\int_{\frac{2\eta}{3(1-\eta)\chi}}^{\infty} K_{5/3(y)} dy + \frac{\eta^2}{1-\eta} K_{2/3} \left(\frac{2\eta}{3(1-\eta)\chi} \right) \right], \quad (2)$$

полученной в рамках квантовой электродинамики в приближении постоянных скрещенных полей [32]. Здесь η – доля энергии электрона, уносимая фотоном; \hbar – приведенная постоянная Планка; ω – циклическая частота лазерного излучения; K_ν – модифицированная функция Бесселя второго рода порядка ν ;

$$\chi = \frac{e\hbar}{m^3 c^4} \sqrt{(mc\gamma\mathbf{E} + [\mathbf{p}\mathbf{B}])^2 - (\mathbf{p}\mathbf{E})^2}$$

– квантовый параметр. При излучении фотона импульс частицы скачкообразно уменьшается на величину импульса излучаемого фотона. Как показали последние эксперименты, этот подход дает наиболее точное совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными [33].

Следует отметить, что квазиклассическое приближение является наиболее точным в сильно релятивистском случае. Тем не менее использование квазиклассического приближения в слабо- или даже нерелятивистском случае допустимо, поскольку в этих случаях радиационные потери пренебрежимо малы и не оказывают существенного влияния на удержание частиц.

Численное решение уравнений (1) основано на методе Рунге–Кутты четвертого порядка, а для моделирования излучения фотонов используется метод Монте-Карло (выборка с отклонением) [34], детальное описание реализации которого приведено в работе [35]. Рождение электрон-позитронных пар не учитывалось, поскольку исследовался не баланс рождения и ухода частиц, а именно время нахождения в фокусе уже рожденных (или увлеченных в фокус) частиц.

Для удобства начало отсчета координат помещалось в точку наибольшей амплитуды поля стоячей дипольной волны (центральная точка). Без ограничения общности считалось, что электрическое поле в центральной точке

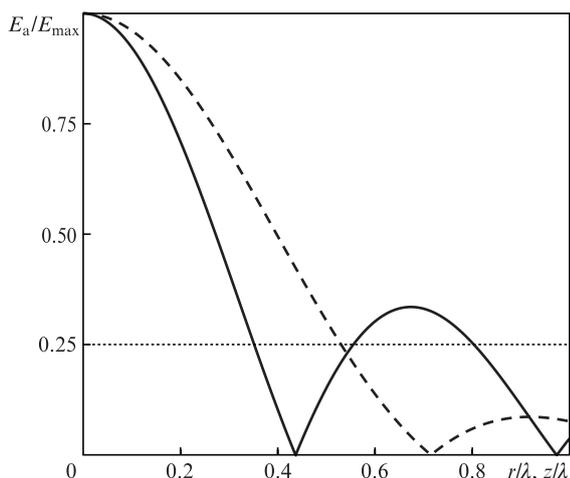


Рис.1. Распределение нормированной на максимум E_{\max} амплитуды электрического поля E_a дипольной волны вдоль оси z (штриховая кривая) и в радиальном направлении в плоскости $z = 0$ (ось r , сплошная кривая). Пунктирная линия соответствует уровню $0.25E_{\max}$.

направлено вдоль оси z . Распределение электрического поля вдоль оси z и в радиальном направлении в плоскости $z = 0$ представлено на рис.1, где координата r означает расстояние до оси z . Изначально электроны распределялись равномерно внутри цилиндра радиусом 0.35λ и высотой λ . Центр цилиндра совпадал с центральной точкой, и ось z являлась осью цилиндра. Далее под этим цилиндром будем понимать область центральной пучности электрического поля дипольной волны.

Форма и размер этой области могут быть и другими, однако важно, чтобы она охватывала существенную область пространства сильного поля, где может происходить рождение пар, а также чтобы все захваченные частицы вблизи пучности поля содержались в выбранной области, а частицы, захваченные вблизи узла поля, не попадали в нее. Внутри выбранной нами области амплитуда электрического поля составляет не менее одной четверти от максимума электрического поля (рис.1), и локализованные распределения электронов, характерные для режима аномального радиационного захвата [29], находятся внутри выбранного цилиндра. Частицы, двигающиеся в режиме нормального радиационного захвата [29], не попадают в цилиндр. В пользу выбора цилиндра говорит и тот факт, что дипольная волна обладает аксиальной симметрией.

Отметим также, что время пребывания частиц в области центральной пучности зависит от фазы поля, при которой частицы начинают с ним взаимодействовать. Во избежание появления постоянной составляющей импульса, что вызывает более быстрый уход частиц, была выбрана начальная фаза поля, соответствующая наибольшему электрическому и нулевому магнитному полям, т. е. нулевому векторному потенциалу. Таким образом, мы получаем оценку наибольшего времени удержания частиц в фокусе.

Численное моделирование проводилось в широком диапазоне мощностей (10 МВт – 200 ПВт). Использовалось $N_0 = 10^6$ частиц. Взаимодействие частиц с полем моделировалось в течение $20T$, где $T = 3$ фс – период лазерного поля. Временной шаг составлял $0.001T$, дальнейшее уменьшение шага к изменению результатов не приводило. Как показало численное моделирование, за это время почти все частицы покидали область центральной пучности.

3. Обсуждение результатов

Для определения режимов движения и времени удержания электронов в фокальной области исследовалось изменение числа частиц в области центральной пучности от времени. Примеры временной динамики нормированного на N_0 числа частиц внутри области центральной пучности $\eta(t)$ представлены на рис.2 для различных мощностей волны. В качестве единицы измерения мощности используется $P_0 = 1$ ПВт, а безразмерная мощность определяется выражением $\rho = P/P_0$. Максимальная амплитуда электрического поля в релятивистских единицах a и мощность связаны следующим образом [31]:

$$a = \frac{eE_{\max}}{m\omega c} = 780\sqrt{\rho}, \quad (3)$$

где E_{\max} – максимальная амплитуда электрического поля.

Из рис.2 видно, что чем более релятивистским становится движение частиц, тем сильнее проявляются осцилляции на удвоенной частоте лазерного поля. Поэтому для усреднения осцилляций и получения усредненной по полупериоду лазерного поля динамики числа частиц применялась процедура сглаживания. На первом шаге использовался подход скользящего среднего с шириной окна усреднения, равного полупериоду поля, в результате чего получалась зависимость $\bar{\eta}(t)$. На втором шаге вычислялся фурье-спектр разности $F(\eta(t) - \bar{\eta}(t))$, в полученном спектре отбрасывались все частоты, большие $1.5f_0$, где f_0 – частота дипольной волны. На третьем шаге к модифицированному спектру применялось обратное фурье-преобразование и получившийся результат вычитался из $\bar{\eta}(t)$. В итоге получалась усредненная за полупериод поля зависимость числа частиц в области центральной пучности от времени $\eta_{\text{ав}}(t)$, изображенная штриховой линией на рис.2. Отметим, что такая многоэтапная процедура позволяет сильнее подавить осцилляции $\eta(t)$ по сравнению с применением только метода скользящего среднего.

По результатам анализа $\eta_{\text{ав}}(t)$ для каждого значения мощности определялось время удержания частиц в области центральной пучности $t_{1/2}$, при котором $\eta_{\text{ав}}(t_{1/2}) = 0.5$. Получившаяся зависимость $t_{1/2}(\rho)$ представлена на рис.3,а.

Аппроксимация данных численного моделирования приведена ниже:

$$\begin{aligned} \frac{t_{1/2}}{T} &= 8.9 \times 10^{-4} \rho^{-0.5} \sqrt{1 + 1.05 \times 10^5 \rho} \\ &= 0.7a^{-1} \sqrt{1 + 0.17a^2} \quad \text{при } \rho < 1 \text{ или } a < 780, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{t_{1/2}}{T} &= 0.28 \exp(0.075\rho) = 0.28 \exp(1.22 \times 10^{-7} a^2) \\ &\text{при } 1 < \rho < 10 \text{ или } 780 < a < 2470, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{t_{1/2}}{T} = 0.57\rho^{0.173} = 0.057a^{0.346} \quad \text{при } \rho > 10 \text{ или } a > 2470.$$

Обоснование того, в каком виде искалась аппроксимирующая функция при $\rho < 1$, приведено в пп.3.1 и 3.2.

Дополнительно в расчетах также отслеживалось, в каком направлении уходят электроны из фокуса волны. Считалось, что электроны, прошедшие через торцы ци-

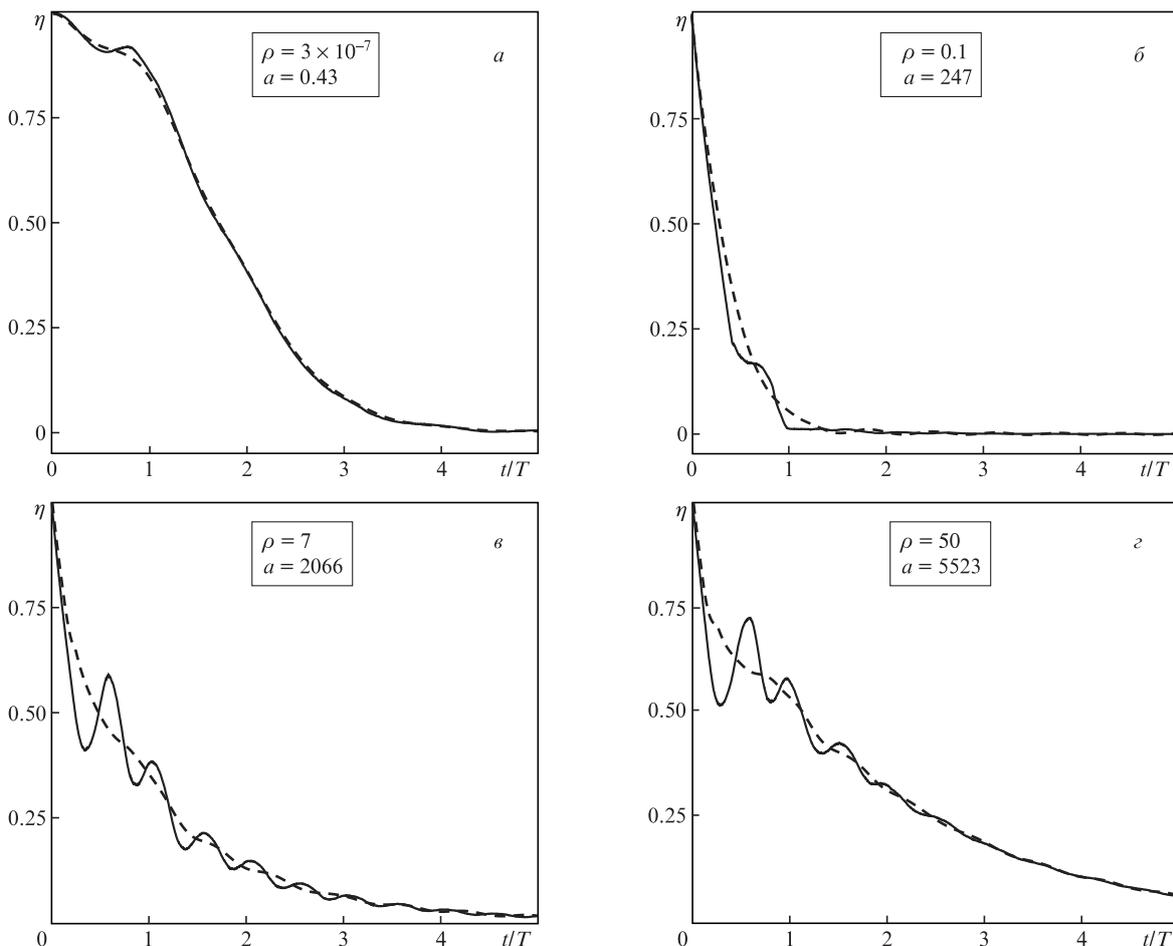


Рис.2. Временная эволюция числа электронов в области центральной пучности для различных мощностей дипольной волны. Сплошная кривая – данные численного моделирования, штриховая – результат сглаживания полученных данных.

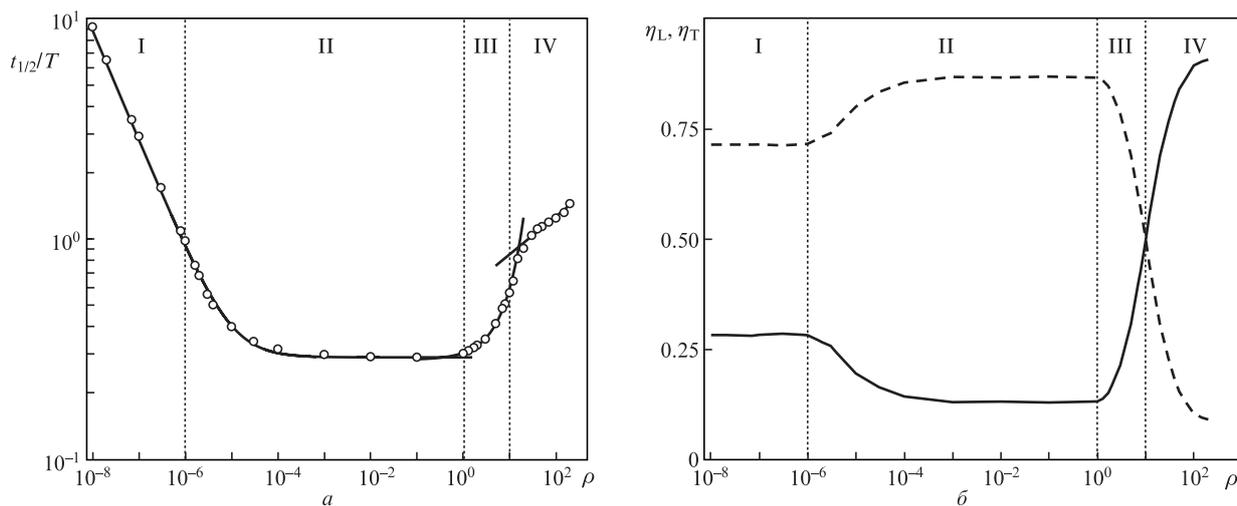


Рис.3. Зависимости времени удержания электронов в области центральной пучности дипольной волны от мощности (точки) и аппроксимации $t_{1/2}(\rho)$ в различных режимах, соответствующие формуле (4) (сплошные кривые) (а), а также зависимости долей общего числа электронов, ушедших вдоль η_L (сплошная кривая) и поперек η_T (штриховая кривая) электрического поля (б). Вертикальные пунктирные линии разделяют области различных режимов движения, обозначенных римскими цифрами.

линдра (область центральной пучности), уходят вдоль электрического поля, а прошедшие через боковую поверхность цилиндра – поперек него. Доли от общего числа электронов, ушедших вдоль (η_L) и поперек (η_T), подсчитывались к моменту времени $t = 20T$, когда все части-

цы покидали область центральной пучности. Зависимости величин η_L и η_T от мощности изображены на рис.3,б. По смене характера зависимостей $t_{1/2}(\rho)$, $\eta_L(\rho)$ и $\eta_T(\rho)$ выявлялись различные режимы движения электронов, которые будут рассмотрены ниже. Характерные мгновенные

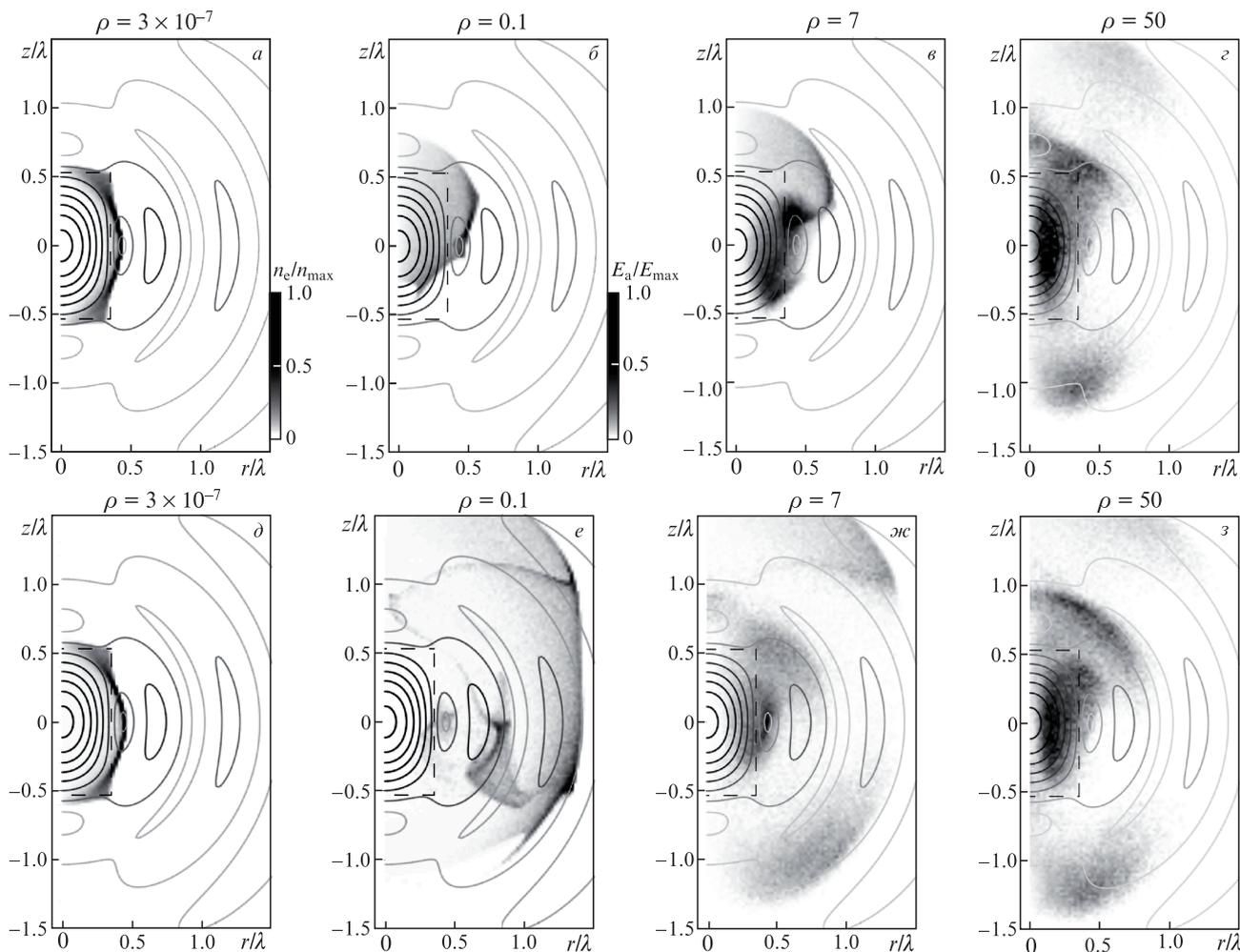


Рис.4. Распределения концентрации электронов n_e , нормированные на максимум концентрации n_{max} , в зависимости от координаты z и радиуса r при различных мощностях стоячей дипольной волны в различные моменты времени. Распределения на рис.а-з получены в моменты времени $t = t_{1/2}$, соответствующие указанным на рисунках мощностям: $1.703T$ (а), $0.289T$ (б), $0.479T$ (в) и $1.175T$ (з). Распределения на рис.д-з представлены в моменты времени $t = 1.875T$ (д) и $1.375T$ (е-з). Линиями уровня обозначено распределение модуля электрического поля, штриховые линии – границы области, внутри которой изначально располагались электроны.

распределения концентрации электронов в этих режимах приведены на рис.4 в цилиндрических координатах.

3.1. Нерелятивистский случай

С целью проверки предложенного подхода для определения времени удержания частиц рассмотрим сначала нерелятивистский случай, когда оценку времени удержания электронов можно получить аналитически. Для аналитического описания динамики частиц воспользуемся пондеромоторной силой [36]. Как видно из рис.3,б, а также из сравнения рис.4,а и д, уход частиц происходит в основном поперек электрического поля в радиальном направлении, поэтому смещением электронов вдоль оси z пренебрежем. Качественно такую пространственную структуру разлета электронов можно объяснить тем, что радиальная проекция градиента электрического поля превосходит проекцию градиента на ось z . В отличие от случая плоской волны, когда электроны колеблются в пондеромоторном потенциале между пучностями поля, в сильно неоднородном поле дипольной волны частицы покидают область центральной пучности, поскольку соседние мак-

симумы пондеромоторного потенциала гораздо меньше максимума в центральной точке.

Для оценки времени удержания рассмотрим радиальное движение электрона, изначально находящегося в плоскости $z = 0$ в окрестности $r = 0$ (максимум пондеромоторного потенциала). Усредненное движение частицы можно описать следующими уравнениями в цилиндрических координатах, где в качестве силы используется пондеромоторная сила:

$$\frac{dp_r}{dt} = -\frac{e^2 \partial_r E_a^2}{4m\omega^2}, \quad \frac{dr}{dt} = \frac{p_r}{m}. \tag{5}$$

Здесь p_r – радиальная компонента импульса; ∂_r – производная по r .

Рассмотрим движение вблизи максимума потенциала. Амплитуда электрического поля в этой области имеет следующую зависимость от r [31]: $E_a = E_{max}(1 - 0.2k^2r^2 + O[k^4r^4])$, где $k = \omega/c$, и линеаризованная система уравнений принимает вид

$$\frac{dp_r}{dt} = -\frac{e^2 E_{max}^2 r}{5mc^2}, \quad \frac{dr}{dt} = \frac{p_r}{m}. \tag{6}$$

Решение линеаризованной системы уравнений будем искать в виде $p_r \sim r \sim \exp(\Lambda t)$. Показатель Λ может принимать как положительные, так и отрицательные значения:

$$\Lambda_+ = -\Lambda_- = \Lambda_0 = \frac{2\pi a}{\sqrt{5} T}. \quad (7)$$

Если считать, что начальное положение электрона $r = r_0$ и он покоился, то

$$r = r_0 \cosh(\Lambda_0 t). \quad (8)$$

Поскольку частицы в начальный момент времени равномерно распределены внутри цилиндра радиусом r_b , то уменьшение относительного числа частиц будет описываться выражением

$$\eta = \frac{\int_0^{r_b/\cosh(\Lambda_0 t)} r dr}{\int_0^{r_b} r dr} = \frac{1}{\cosh^2(\Lambda_0 t)}. \quad (9)$$

Исходя из (9) время удержания частиц в области центральной пучности можно оценить следующим образом:

$$t_{1/2} = \Lambda_0^{-1} \operatorname{arccosh}(\sqrt{2}) \approx 0.88 \Lambda_0^{-1}. \quad (10)$$

Нетрудно показать, что в случае плоской волны $t_{1/2} = \Lambda_0^{-1} \operatorname{arccosh}(2) \approx 1.32 \Lambda_0^{-1}$ с $\Lambda_0 = \sqrt{2} \pi a / T$. Меньший множитель перед Λ_0^{-1} в случае дипольной волны обусловлен тем, что чем дальше частицы находятся от оси z при начальном распределении в форме цилиндра, тем больше таких частиц. Это способствует более быстрому уменьшению их числа в области центральной пучности по сравнению со случаем плоской волны. В последнем случае начальное распределение частиц естественно выбирать в форме параллелепипеда, и число частиц в начальном распределении не зависит от их удаленности от плоскости наибольшей амплитуды поля.

Из (7) и (10) следует, что $t_{1/2}/T \approx 0.3/a$. Таким образом, можно полагать, что аппроксимирующая функция в нерелятивистском пределе может иметь вид $t_{1/2}/T = A/a$, где A – подгоночный параметр. Для определения граничного значения мощности (амплитуды поля) нерелятивистского случая на основании данных численного моделирования обратимся к рис.3,б. Отметим, что при $a < 0.8$ или $\rho < 10^{-6}$ (область I) число частиц, ушедших вдоль или поперек поля, практически не зависит от мощности, а с увеличением мощности оно начинает меняться, поэтому в качестве граничных значений можно принять $a = 0.8$ и $\rho = 10^{-6}$. Тогда в области I наилучшее соответствие аппроксимирующей функции данным численного моделирования достигается при $A \approx 0.7$, что соответствует выражению (4) при $\rho \ll 10^{-6}$.

Причина отличия полученной оценки от результатов аппроксимации заключается в нескольких аспектах. Во-первых, для вывода (10) мы рассмотрели движение частиц только в плоскости $z = 0$, хотя изначально частицы задаются в достаточно широкой области, где амплитуда поля может быть в 4 раза меньше максимальной. Во-вторых, описание траектории в виде (8) получено для малой окрестности центральной точки и не совсем справедливо для всей области центральной пучности. Тем не менее следует отметить, что теоретический анализ позволяет понять вид аппроксимирующей функции. Кроме того, если с учетом вышеописанных аспектов заменить a на

$\sim a/2$, то аналитические результаты и результаты моделирования будут согласованы количественно. Таким образом, можно заключить, что предложенная методика определения времени удержания частиц в области центральной пучности правомерна.

3.2. Релятивистский случай

Как было установлено выше, порогом релятивистского режима движения в рассматриваемой задаче является мощность $\rho = 10^{-6}$ или амплитуда $a = 0.8$. Как показывают результаты моделирования в релятивистском случае, время удержания сокращается (рис.3,а) и достигает $t_{1/2} \approx 0.3T \approx L/c$, где $L \approx 0.3\lambda$ – характерный масштаб неоднородности поля в радиальном направлении. Так же как и в нерелятивистском случае, из-за различия между радиальной проекцией градиента электрического поля и проекцией градиента на ось z большая часть электронов покидает центральную пучность в поперечном направлении (рис.3,б, 4,б). На поздней стадии разлета ($t > t_{1/2}$) частицы, ушедшие поперек поля, формируют квазицилиндрический фронт, распространяющийся с субсветовой скоростью. Для мощности $\rho = 0.1$ скорость фронта, который на рис.4,е в момент времени $t = 1.375T$ примерно определяется поверхностью $r = 1.4\lambda$, составляет 0.85 с.

Для подбора функции, аппроксимирующей данные моделирования, воспользуемся результатами, полученными при рассмотрении аналогичной задачи в поле плоской стоячей циркулярно поляризованной волны [37]. В циркулярно поляризованном поле для нахождения показателя Λ в релятивистском случае необходимо разделить нерелятивистское выражение для Λ на лоренц-фактор γ . Распространим этот результат на случай стоячей дипольной волны и будем искать аппроксимацию данных в форме $t_{1/2}/T = A\sqrt{1 + B a^2/a}$, где A и B – подгоночные параметры, считая импульс электрона $\sim amc$. Более того, такой вид функции может объяснить независимость времени удержания электронов при $1 \ll a < 780$ от амплитуды поля (мощности).

Для определения граничной мощности релятивистского разлета вновь обратимся к рис.3. Режим разлета начинает качественно изменяться при $\rho > 1$ или $a > 780$. Во-первых, начинает возрастать время удержания электронов, а во-вторых, уменьшается уход частиц поперек поля и возрастает их уход в продольном направлении. В связи с этим будем искать подгоночные параметры именно в диапазоне мощностей $10^{-6} < \rho < 1$ (область II на рис.3). Наилучшее соответствие численных данных аппроксимирующей функции достигается при $A = 0.7$ и $B = 0.17$. Таким образом, подтверждается аналогия со случаем циркулярно поляризованной волны, поскольку подгоночный параметр A в нерелятивистском и релятивистском случаях одинаков.

Качественно объяснить значение B можно следующим образом. Для оценки лоренц-фактора подставим в качестве импульса средний квадрат импульса электрона $\sim 0.5(amc)^2$. Также учтем, что, как было показано в нерелятивистском случае, с учетом размеров центральной пучности вместо a лучше использовать $a/2$. В результате получим $B \approx 0.125$. Качественное объяснение значения параметра A фактически было дано на основе нерелятивистского режима.

В итоге можно заключить, что оба рассмотренных случая в поле дипольной волны (режимы I и II на рис.3)

являются режимами пондеромоторного разлета из области центральной пучности. Сходство этих режимов заключается еще и в том, что в обоих случаях частицы в основном уходят в поперечном направлении, доли частиц, уходящих поперек и вдоль поля, практически не зависят от мощности (за исключением переходной области при $10^{-6} < \rho < 10^{-4}$ или $0.8 < a < 8$), а кроме того, для них применима формула

$$t_{1/2}/T = 8.9 \times 10^{-4} \rho^{-0.5} \sqrt{1 + 1.05 \times 10^5 \rho} \\ = 0.7a^{-1} \sqrt{1 + 0.17a^2}.$$

Соответствующая этой формуле сплошная кривая на рис.3,а с высокой точностью описывает данные численного моделирования при $\rho < 1$.

3.3. Радиационные захваты

Наряду с релятивистскими эффектами, при больших мощностях существенное влияние на движение частиц могут оказывать радиационные потери. Ранее было выявлено, что в поле дипольной волны радиационные потери приводят к появлению режимов нормального и аномального радиационных захватов, заключающихся в притяжении частиц преимущественно к узлу или к пучности электрического поля [29]. Однако амплитудные пороги (пороги по мощности) этих режимов не были установлены. В настоящем разделе, анализируя уход частиц из области центральной пучности, мы не только определяем время удержания частиц, но и предлагаем оценку пороговой мощности режимов радиационных захватов. В отличие от случая плоской волны, в котором эти режимы можно анализировать на основе установившегося пространственного распределения частиц, в поле дипольной волны частицы достаточно быстро покидают фокальную область, и такой способ применять затруднительно. В то же время зависимости от мощности времени удержания частиц и структуры их пространственного разлета различны и по ним можно определить амплитудные пороги режимов.

Как видно из рис.3, изменение релятивистского режима происходит при $\rho > 1$ или $a > 780$. С ростом мощности уменьшается уход частиц в поперечном направлении. Частицы, пока не покинувшие область центральной пучности, группируются в компактный сгусток (рис.4,в,з), в связи с чем электроны покидают эту область в форме пучков (рис.4,ж,з). Часть частиц также захватывается в окрестность узла электрического поля, расположенного в точке $r = 0.44\lambda$, $z = 0$. Причиной таких изменений является сильная отдача от излучения фотонов, величина которой растет с увеличением мощности. В ультрарелятивистском случае частицы излучают фотоны почти вдоль направления своего движения. Движение становится сильно диссипативным, происходит сжатие объемов в фазовом пространстве, что объясняет группировку частиц как внутри центральной пучности, так и в окрестности узла поля. Такой режим разлета частиц можно назвать радиационно-доминантным.

Исходя из свойств зависимостей $t_{1/2}(\rho)$, $\eta_L(\rho)$ и $\eta_T(\rho)$, режим радиационно-доминантного разлета можно подразделить на два. В диапазоне $1 < \rho < 10$ ($780 < a < 2470$) реализуется нормальный радиационный захват: большая часть частиц уходит в поперечном направлении (область

III на рис.3,б) и немалая их часть захватывается в окрестности узла поля (рис.4,ж). Слово «нормальный» употребляется в связи с тем, что захват ожидаемо происходит в минимуме пондеромоторного потенциала. Отметим, что этот режим в плоской волне реализуется, начиная с чуть меньшей амплитуды поля ($a \approx 600$) [29]. Увеличение амплитудного порога режима в случае дипольной волны можно объяснить существенным различием амплитуд центрального и соседних максимумов пондеромоторного потенциала. В связи с этим частицы, наиболее вероятно, преодолеют соседний максимум потенциала, а не остановятся и будут захвачены в окрестности узла поля. Для этого необходимы большие радиационные потери и, следовательно, большие амплитуды волны. Приближенно, в данном диапазоне мощностей время удержания частиц можно описывать показательной функцией (4).

Приблизительно при $\rho \approx 10$ ($a \approx 2470$) показательная зависимость $t_{1/2}(\rho)$ меняется на степенную (формула (4)), вторая производная меняет знак, и частицы начинают уходить преимущественно вдоль электрического поля (область IV на рис.3,б). Несмотря на большую радиальную проекцию градиента электрического поля по сравнению с проекцией на ось z , из-за радиационных эффектов частицы практически перестают уходить поперек поля при $\rho \gg 10$. В отличие от случая плоской волны, в поле дипольной волны аттракторы не формируются из-за сильной неоднородности поля, но режим движения при $\rho > 10$ по аналогии можно назвать аномальным радиационным захватом, т.к. существенно уменьшается вероятность захвата частиц в окрестности узла поля, т.е. минимума потенциала, и по мере увеличения мощности волны частицы группируются все ближе к пучности поля, т.е. к максимуму потенциала (ср. рис.4,в и з), и дольше двигаются в ее окрестности. Отметим, что, в связи с существенным уменьшением ухода частиц в поперечном направлении, в режиме аномального захвата пучки частиц вылетают из фокальной области под меньшим углом к оси z , чем в режиме нормального захвата (ср. рис.4,ж и з).

4. Заключение

В широком диапазоне мощностей лазерного излучения нами рассмотрена динамика частиц, находящихся в области центральной пучности в поле дипольной волны. С помощью численного моделирования и качественных оценок было выявлено несколько режимов движения, которые различаются по характерным временам удержания частиц и характеру разлета электронов.

Первый режим соответствует пондеромоторному разлету частиц. В этом режиме их разлет происходит преимущественно в поперечном электрическому полю направлении, поскольку именно радиальная проекция градиента электрического поля наибольшая. Если в нерелятивистском случае время удержания частиц в области центральной пучности обратно пропорционально корню из мощности и его минимальное значение примерно соответствует периоду лазерного поля при мощности 1 ГВт, то в релятивистском случае время удержания определяется отношением наименьшего масштаба пространственной неоднородности поля к скорости света и составляет примерно 1/3 лазерного периода в диапазоне мощностей 10 ГВт – 1 ПВт.

Второй режим можно охарактеризовать как радиационно-доминантный разлет частиц. Этот режим появляет-

ся в сверхсильных полях за счет сильных радиационных потерь, в результате которых время удержания увеличивается и, несмотря на большую радиальную проекцию градиента поля, уход частиц в поперечном направлении существенно замедляется. Отличительным является тот факт, что хотя аттракторы не формируются и частицы рано или поздно покидают область центральной пучности, в этой области еще не ушедшие частицы группируются в компактные сгустки. В частности это приводит к формированию пучков электронов, причем чем больше мощность, тем под меньшим углом к направлению электрического поля они вылетают из фокальной области. Режим радиационно-доминантного разлета можно разделить на два: нормальный и аномальный радиационные захваты; основываясь на зависимости времени удержания частиц в области центральной пучности, а также на пространственной структуре разлета частиц были определены пороговые мощности их возникновения, составившие 1 и 10 ПВт соответственно.

При мощностях 1–10 ПВт время удержания частиц начинает экспоненциально возрастать и достигает примерно 0.7 лазерного периода. В этом диапазоне мощностей большинство частиц уходит в поперечном полю направлении и большая их часть группируется в узлах электрического поля, т. е. реализуется режим нормального радиационного захвата.

При мощностях свыше 10 ПВт реализуется режим аномального радиационного захвата. Основная доля частиц уходит в продольном направлении. При этом существенно уменьшается вероятность захвата частицы в окрестности узла поля. Частицы группируются в основном вблизи пучности поля, т. е. максимума ponderomotive потенциала, и с ростом мощности проводят в ее окрестности все больше времени. В этом режиме время удержания частиц в области центральной пучности возрастает по степенному закону и достигает примерно 1.5 лазерного периода при мощности 200 ПВт.

Полученные данные о времени удержания электронов в области центральной пучности в широком диапазоне мощностей дипольной волны могут быть использованы для оптимизации параметров среды как с целью иницирования КЭД каскадов, так и для предотвращения их развития. Это может быть особенно актуально для газовых сред, когда возникает необходимость в рассмотрении больших областей пространства, откуда частицы могут попасть в фокус дипольной волны, и когда трехмерное моделирование методом частиц в ячейках может стать затруднительным.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-52-45092) и программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом» (проект № 007-03-2018-440). Численное моделирование проводилось на высокопроизводительной вычислительной системе МВС-100к и МВС-10П в Межведомственном суперкомпьютерном центре РАН.

1. ELI: www.eli-laser.eu.
2. VULCAN: www.clf.stfc.ac.uk/CLF/Facilities/Vulcan/.

3. Apollon: www.clf.institutoptique.fr/lcf-en/Researchgroups/Lasers/Research-Topics/Apollon-10-PW-facility.
4. XCELS: www.xcels.iapras.ru.
5. Kawanaka J., Tsubakimoto K., Yoshida H., Fujioka K., Fujimoto Y., Tokita S., Jitsuno T., Miyanaga N., Team G.-E. D. *J. Phys. Conf. Ser.*, **688**, 012044 (2016).
6. SEL: www.sciencemag.org/news/2018/01/physicists-are-planning-build-lasers-so-powerful-they-could-rip-apart-empty-space.
7. Ridgers C., Brady C.S., Ducloux R., Kirk J.G., Bennett K., Arber T.D., Robinson A.P.L., Bell A.R. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 165006 (2012).
8. Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Ji L., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **21**, 013109 (2014).
9. Thirolf P., Habs D. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **223**, 1213 (2014).
10. Di Piazza A., Muller C., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1177 (2012).
11. Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 200403 (2008).
12. Gonoskov A., Bashinov A., Bastrakov S., Efimenko E., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Meyerov I., Muraviev A., Sergeev A. *Phys. Rev. X*, **7**, 041003 (2017).
13. Gelfer E.G., Mironov A.A., Fedotov A.M., Bashmakov V.F., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Narozhny N.B. *Phys. Rev. A*, **92**, 022113 (2015).
14. Bassett I.M. *Opt. Acta*, **33**, 279 (1986).
15. Bashinov A.V., Efimenko E.S., Gonoskov A.A., Korzhimanov A.V., Muraviev A.A., Kim A.V., Sergeev A.M. *J. Opt.*, **19**, 114012 (2017).
16. Jirka M., Klimo O., Bulanov S.V., Esirkepov T.Zh., Gelfer E., Bulanov S.S., Weber S., Korn G. *Phys. Rev. E*, **93**, 023207 (2016).
17. Grismayer T., Vranic M., Martins J.L., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Plasmas*, **23**, 056706 (2016).
18. Zhu X.-L., Yu T.-P., Sheng Z.-M., Yin Y., Turcu I.C.E., Pukhov A. *Nat. Commun.*, **7**, 13686 (2016).
19. Jirka M., Klimo O., Vranic M., Weber S., Korn G. *Sci. Rep.*, **7**, 15302 (2017).
20. Artemenko I.I., Kostyukov I.Yu. *Phys. Rev. A*, **96**, 032106 (2017).
21. Tamburini M., Di Piazza A., Keitel C.H. *Sci. Rep.*, **7**, 5694 (2017).
22. Fedotov A.M., Narozhny N.B., Mourou G., Korn G. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 080402 (2010).
23. Bulanov S.S., Esirkepov T.Zh., Thomas A.G.R., Koga J.K., Bulanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 220407 (2010).
24. Bulanov S.S., Mur V.D., Narozhny N.B., Nees J., Popov V.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 220404 (2010).
25. Gonoskov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 060404 (2013).
26. Efimenko E.S., Bashinov A.V., Bastrakov S.I., Gonoskov A.A., Muraviev A.A., Meyerov I.B., Kim A.V., Sergeev A.M. *Sci. Rep.*, **8**, 2329 (2018).
27. Luo W., Liu W.-Y., Yuan T., Chen M., Yu J.-Y., Li F.-Y., Del Sorbo D., Ridgers C.P., Sheng Z.-M. *Sci. Rep.*, **8**, 8400 (2018).
28. Lehmann G., Spatschek K.H. *Phys. Rev. E*, **85**, 056412 (2012).
29. Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 014801 (2014).
30. Башинов А.В., Гоновсков А.А., Ким А.В., Марклунд М., Муру Ж., Сергеев А.М. *Квантовая электроника*, **43**, 291 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 291 (2013)].
31. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. *Phys. Rev. A*, **86**, 053836 (2012).
32. Байер В.Н., Катков В.М., Фадин В.С. *Излучение релятивистских электронов* (М.: Атомиздат, 1973, с. 137).
33. Wistisen T.N., Di Piazza A., Knudsen H.V., Uggerhoj U.I. *Nat. Commun.*, **9**, 795 (2018).
34. Neal R. *Ann. Statist.*, **31**, 705 (2003).
35. Bashinov A.V., Kim A.V., Sergeev A.M. *Phys. Rev. E*, **92**, 043105 (2015).
36. Гапонов А.В., Миллер М.А. *ЖЭТФ*, **34**, 242 (1958).
37. Bashinov A.V., Kumar P., Kim A.V. *Phys. Rev. A*, **95**, 042127 (2017).