

Эволюция во времени функции распределения стохастически нагреваемых релятивистских электронов в поле лазерного излучения пикосекундной длительности

Л.А.Борисенко, Н.Г.Борисенко, Ю.А.Михайлов,
А.С.Орехов, Г.В.Склизков, А.М.Чекмарёв, А.А.Шапкин

Проведен численный анализ стохастического ускорения электронов, вызываемого случайным изменением фазы силы, действующей на электрон. Основным источником случайности является случайное пространственное распределение электромагнитных полей в фокальной области многомодового лазерного излучения. Характерная частота случайного изменения фазы при максимальном влиянии рассматриваемого эффекта находится в области $(0,25-0,5)v$ (v – частота излучения неодимового лазера). Предложена удобная для расчетов модель волнового пакета с учетом излучательных переходов иона неодима. Рассчитана зависимость средней энергии релятивистских электронов от плотности потока в диапазоне $10^{15}-10^{18}$ Вт/см². Найдена зависимость средней энергии электронов от времени в течение лазерного импульса в виде аппроксимационных формул. Определено характерное время развития стохастического нагрева электронов. Обнаружено, что процесс стохастического ускорения слабо зависит от длительности лазерного импульса, когда она превышает несколько сотен периодов электромагнитной волны.

Ключевые слова: лазерная плазма, стохастический нагрев электронов, функции распределения электронов.

1. Введение

В последнее время во многих работах при облучении твердотельных мишеней высокоинтенсивным лазерным излучением наблюдалась (экспериментально и теоретически) генерация электронов с аномально высокой энергией, значительно превышающей равновесную энергию для соответствующей плотности потока (см., напр., [1–5]). Интерес к исследованиям генерации высокоэнергетичных электронов в лазерной плазме обусловлен не только важностью этого процесса для лазерного термоядерного синтеза, но и актуальностью применения таких электронов для диагностики плазмы и других объектов, а также для фундаментальных задач корректного написания уравнения состояния вещества в экстремальных условиях и соответственно построения адекватных моделей поведения плотной и сверхплотной плазмы при высоких температурах [3, 6, 7]. В работе [8] впервые в экспериментах по доплеровскому смещению резонансных линий многозарядных ионов в рентгеновском диапазоне наблюдались скорости ионов, которые соответствовали аномально большой энергии (несколько мегаэлектронвольт) при умеренных интенсивностях на мишени ($\sim 10^{13}$ Вт/см²). Генерация сильноионизованных ионов с аномально высокими энергиями в условиях резонансного поглощения наблюдалась и объяснялась и для более длинноволнового излучения СО₂-лазера [9]. Наличие этих ионов также свидетельствует о генерации высокоэнергетичных электронов. Одним

из объяснений появления таких электронов может служить стохастический механизм нагрева заряженных частиц в электромагнитном поле со случайным изменением фазы поля, а следовательно и силы, действующей на электрон в процессе его движения [6, 10, 11]. Генерация высокоэнергетичных электронов имела место и в гидродинамических расчетах, в том числе и при интерпретации некоторых экспериментов [7]. Как показали недавние эксперименты [12], нагрев электронов до релятивистских температур позволяет использовать лазерную плазму как точечный источник позитронов и в перспективе создавать электронно-позитронную плазму.

В свободном электромагнитном поле световой волны электрон периодически ускоряется и замедляется, осциллируя в энергетическом пространстве и набирая в среднем некоторую энергию осцилляций, сравнимую с энергией, приобретаемой за четверть периода волны. Эта энергия не намного больше максвелловской (тепловой) энергии в лазерной плазме. Периодические вариации энергии электрона происходят существенно медленнее, чем изменяется амплитуда волны, по крайней мере для релятивистского движения частицы при полях, отвечающих плотности потока более 10^{13} Вт/см². Если же в конце периода ускорения изменять локальную фазу волны и соответственно фазу силы Лоренца, действующей на электрон, то появляется возможность многократного ускорения. В идеальном случае желательно изменять фазу синхронно с движением электрона. В реальности изменение фазы волны, которую «видит» электрон, происходит случайным образом. Источниками случайности могут служить флуктуации электромагнитного поля за счет пространственно неоднородной структуры многомодового излучения, фокусируемого на мишень [5, 13], искажения поля возникающими в плазме колебаниями, которые приводят к появлению спонтанных электрических полей в продольном направлении [10, 11], флуктуации относитель-

Л.А.Борисенко, Н.Г.Борисенко, Ю.А.Михайлов, А.С.Орехов, Г.В.Склизков, А.М.Чекмарёв, А.А.Шапкин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: sklizkov@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 12 мая 2017 г., после доработки – 18 июля 2017 г.

ной фазы спектральных компонент неоднородно уширенной линии излучения лазера, спонтанные магнитные поля [14], а также флуктуации показателя преломления плазмы при использовании малоплотных микроструктурированных мишеней [15].

В работах [2, 3] путем прямого измерения тока эмиссии экспериментально зарегистрированы электроны с аномально большой энергией по сравнению с тепловой. Обнаружено, что значительная доля ($\sim 10\%$) электронов имеет энергию свыше 100 кэВ при плотности светового потока $\sim 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см², которая отвечает температуре плазмы ~ 500 эВ. Таким образом, доля таких электронов оказывается существенно больше, чем она должна быть для максвелловского распределения. В работах [5, 6] сделана попытка численной оценки возможности стохастического нагрева электронного газа в электромагнитном поле лазерного излучения и приведено качественное сравнение ее с результатами эксперимента. При этом температура электронного газа оценивается как средняя энергия по соответствующей неравновесной функции распределения для релятивистских электронов, усредненной за время действия лазерного импульса.

В настоящей работе рассматривается динамика эмиссии электронов в зависимости от структуры лазерного импульса, который представляется в виде волнового пакета, соответствующего спектральному составу излучения неодимового лазера. Под эмиссией электронов в данном случае понимается их выход из области взаимодействия с электромагнитным полем, т. е. из области фокусировки лазерного излучения на мишень. Вызывает интерес функция распределения потока эмитируемых электронов. Форма функции распределения определяется как в энергетическом, так и в импульсном представлении. Найдена зависимость функции распределения от времени в течение действия лазерного импульса при интенсивности излучения до 10^{18} Вт/см². Получены формулы для электромагнитных полей с учетом случайных параметров, обуславливающих стохастическое ускорение частиц. Анализируются вероятные источники случайности в системе лазер-плазма.

2. Волновой пакет, моделирующий лазерное поле в области взаимодействия

Структура линии излучения неодимового лазера с неоднородным уширением штарковских компонент перехода неодима ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ и процессы генерации коротких лазерных импульсов в неодимовом стекле подробно изучались ранее [16–18]. На основании данных по неодимовому лазеру в настоящей работе создана аналитическая модель короткого лазерного импульса (волновой пакет), удобная для численного расчета.

Рассмотрим ряд предположений, положенных в основу данной модели. Два верхних штарковских подуровня и шесть нижних подуровней в отличие от работы [16] считаются эквидистантными, а их расщепления – одинаковыми, хотя в реальности расщепление верхнего уровня почти в два раза больше расстояния между подуровнями нижнего уровня ${}^4I_{11/2}$ (75 см⁻¹). Двенадцать штарковских компонент имеют в нашей модели одинаковую частотную форму, близкую к лоренцевской, но разные амплитуды.

Короткий лазерный импульс имеет колоколообразную параболическую форму, т. е. идеальный контраст. В ближней зоне (на выходе из лазера) интенсивность поля в

пучке имеет близкое к прямоугольному супергауссово (восьмой степени) распределение по апертуре с резким обрывом на краях. Волновой фронт поля при этом неоднороден, а вариация амплитуды поля случайна. Флуктуации амплитуды поля по апертуре составляют $\sim 10\%$, и соответственно случайным образом варьируется локальная фаза поля. Пространственное распределение интенсивности по апертуре лазерного пучка имеет вид спекл-структуры. Размер пространственной неоднородности амплитуды и фазы порядка нескольких миллиметров (пространственная когерентность), что соответствует наблюдаемому экспериментально для неодимовых лазеров. Таким образом, кривизна волнового фронта до входа в фокусирующую систему локально изменяется случайным образом. Все это оказывает влияние на распределение электромагнитного поля в области фокусировки. Отметим кстати, что в мишени с докритической плотностью, характеризующейся объемным поглощением, взаимодействие лазерного излучения с электронами будет происходить не на поверхности, а в объеме области фокусировки внутри малоплотной среды.

Далее для моделирования случайной структуры электромагнитного поля в фокальной области зададим волновой пакет со случайными фазовыми параметрами, как описано ниже.

Пусть амплитуды штарковских компонент уменьшаются по мере их удаления от центральной частоты симметрично в отличие от данных численных расчетов упомянутых выше работ. В нашей модели эффекты, связанные с кросс-релаксацией, и эффективность сброса инверсии не учитываются. Все 12 штарковских компонент линии излучения считаются равнозначными.

Формулами

$$f_i = \left(1 - \frac{t_i}{\tau}\right) \frac{t_i}{\tau}, \quad f(j) = \left(1 - \frac{j}{N_L}\right) \frac{j}{N_L}$$

задаются временная форма импульса длительностью τ и распределение компонент по амплитуде поля соответственно. Здесь индекс i – текущий временной индекс, пробегающий значения от 1 до $N = n_\lambda N_p$; n_λ – число периодов волны; N_p – число точек на период; N_L – число компонент в линии; индекс j – номер компоненты лазерной линии. В этом случае выражение для составной волны с синфазными компонентами запишем в виде

$$E_i = \sum_j \left\{ f(j) f_i \exp \left\{ i \omega_0 \left[1 + \frac{\Delta n_\lambda}{n_\lambda} \left(j - \frac{N_L}{2} \right) \right] \left(t_i - \frac{\tau}{2} \right) \right\} \right\},$$

где ω_0 – центральная частота; Δn_λ – число периодов, соответствующее частотному интервалу между соседними эквидистантными компонентами.

Волна со случайными фазами компонент

$$E_{\text{Rnd}}(j, t) = \sum_j [f_\epsilon(j, t) f_i],$$

где

$$f_\epsilon(j, t) = f(j) \exp \left\{ i \left\{ \omega_0 \left[1 + \frac{\Delta n_\lambda}{n_\lambda} \left(j - \frac{N_L}{2} \right) \right] \left(t_i - \frac{\tau}{2} \right) - \Phi_j \right\} \right\};$$

$\Phi_j(t)$ – случайные фазы компонент относительно друг друга в пределах соотношения неопределенности.

Выражения для суммарной амплитуды поля всех компонент с внешней по отношению к волновому пакету фазой ψ_i имеет вид

$$E_{\text{Rnd}\psi}(t) = \left\{ \sum_j [f_c(j, t) f_i] \right\} \exp(i\psi_i).$$

Несколько слов о случайной функции ψ_i . Фаза ψ_i соответствует фазе поля, которую «видит» электрон. Она определяется относительным положением электрона и волны. Иными словами, это локальная фаза поля в месте нахождения движущегося электрона в данный момент времени. Она зависит от пространственной структуры поля, поскольку электрон, как правило релятивистский, перемещается в пространстве отчасти случайным образом, изменяя наряду со своим положением и импульс как по величине, так и по направлению. Процесс взаимодействия электрона с полем в рассматриваемом случае происходит достаточно длительное время, т. е. в течение многих (десятки и сотни) периодов. Это так называемое стохастическое ускорение в отличие от прямого ускорения за один период или за несколько периодов в случае использования нескольких независимых лазеров. Поэтому в нашем случае случайная вариация фазы во времени также существенна. Отметим, что электрическое поле отвечает за ускорение электрона, а магнитное поле – за изменение его траектории, в том числе за изменение направления импульса. Это эквивалентно случайному изменению фазы ψ_i электромагнитного поля во времени в месте нахождения электрона. Таким образом, данная функция, зависящая от времени, по сути дела моделирует случайный характер силы, действующей на электрон вдоль его траектории.

На рис.1 приведена мгновенная фазовая картина компонент лазерного излучения в некоторый момент времени. Изменение фазы каждой компоненты во времени происходит независимо. Случайное изменение фазы поля каждой компоненты считается заданным, т. е. оно не зависит от состояния ансамбля электронов. Огибающая максимумов поля компонент имеет колоколообразную форму.

Модель структуры спектральной линии для неодимового лазера на силикатном стекле с длиной волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм иллюстрирует рис.2. На нем показаны зависимости от частоты напряженности электрического поля волны. Черная жирная кривая соответствует мгновенной форме линии при учете случайных фаз всех компонент и функции ψ_i . Видна асимметрия (как фазовая, так

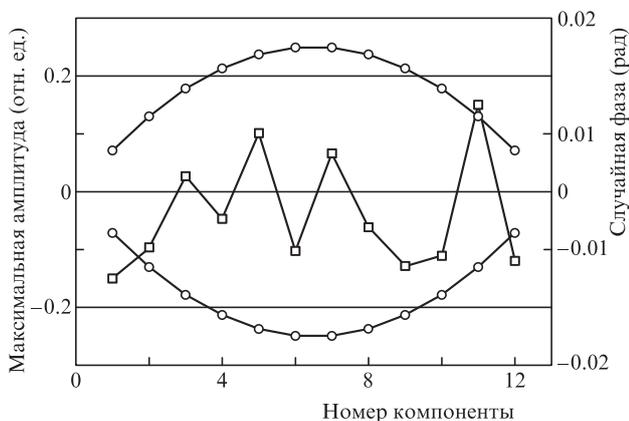


Рис.1. Мгновенная фазовая картина компонент в заданный момент времени: максимальные амплитуды компонент (о) и случайные фазы каждой компоненты (□).

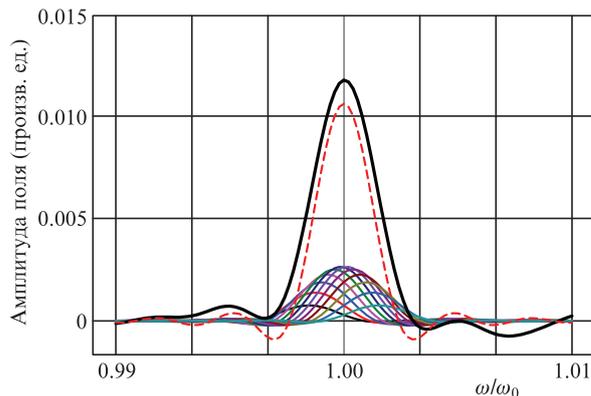


Рис.2. Структура лазерной линии со случайными фазами, состоящей из 12 компонент (черная жирная кривая). Семейство тонких кривых – линии 12 компонент. Штриховая кривая – составная линия без учета случайной фазы ψ_i .

и амплитудная) крыльев линии относительно центральной частоты $\omega_0 = 1.78 \times 10^{15} \text{ c}^{-1}$. Небольшая вариация частоты в максимуме также имеет место (на рис.2 не видна). Для сравнения приведено поле линии без учета возмущающих фаз для 12 компонент (штриховая кривая). Здесь наблюдается полная симметрия крыльев. Все кривые получены для длительности импульса 3.5 пс, т. е. для $\sim 10^3$ периодов колебаний поля.

3. Уравнения движения со случайными параметрами

Уравнения движения для релятивистского электрона могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{d\mathbf{p}(r, t)}{dt} = \frac{q\mathbf{p}(r, t) \times \mathbf{B}(r, t)}{\sqrt{1 + p^2}} + q\mathbf{E}(r, t) - \mathbf{L}(p),$$

$$r(t) = \int_0^t \frac{\mathbf{p}(r, t)}{\sqrt{1 + p^2}} dt, \quad T_{\text{kin}} = \sqrt{1 + p^2} - 1,$$

где $t = ct'$ (в см);

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{p}'c}{mc^2} (|\mathbf{p}| = \sqrt{\gamma^2 - 1}), \quad T_{\text{kin}} = \frac{T'_{\text{kin}}}{mc^2},$$

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{q\mathbf{E}'(r, t)}{mc^2}, \quad \mathbf{B}(r, t) = \frac{q\mathbf{B}'(r, t)}{mc^2}$$

– приведенные импульс, кинетическая энергия электрона, электрическое и магнитное поля соответственно; q – заряд электрона; m – его масса покоя; γ – релятивистский фактор. В формулах этого раздела величины со штрихом – реальные физические переменные. Последний член $\mathbf{L}(p)$ в первом уравнении учитывает силу торможения $f_{\text{rad}} = |d\mathbf{p}_{\text{rad}}/dt|$, действующую на ускоряемую частицу за счет реакции излучения электрона в поле электромагнитной волны, и силу торможения $f_{\text{ee}} = |d\mathbf{p}_{\text{ee}}/dt|$ за счет дальнего взаимодействия релятивистского электрона с облаком относительно медленных электронов с концентрацией $n \approx 1.6 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, величина силы торможения $\mathbf{L}(p) = f_{\text{rad}} + f_{\text{ee}}$, а ее направление совпадает с направлением импульса ускоряемого электрона \mathbf{p} . Возбуждение электронных плазменных волн пучком ускоренных электронов не учитывается.

Для оценки реакции излучения используем выражение для потери энергии ε' релятивистским электроном на магнитно-тормозное излучение в поле плоской поляризованной волны [19]

$$\left| \frac{d\varepsilon'}{dt'} \right| = \frac{2q^4 B^2 p'^2}{3m^4 c^5}.$$

Отсюда в наших обозначениях для радиационной силы получим соотношение

$$\begin{aligned} \left| \frac{dp_{\text{rad}}}{dt} \right| &= \frac{1}{mc^2} \left| \frac{dp'_{\text{rad}}}{dt'} \right| \\ &= \frac{\sqrt{1+p^2}}{mc^3 p} \left| \frac{d\varepsilon'}{dt'} \right| = \frac{2}{3} r_0 B^2 p \sqrt{1+p^2}, \end{aligned}$$

где r_0 – классический радиус электрона. Отметим, что хотя сила реакции излучения сильно растет с ростом энергии электрона, она все же существенно меньше ускоряющей силы для рассматриваемого диапазона плотностей потока лазерного излучения.

Силу торможения частиц за счет дальнего взаимодействия определим для случая кулоновского рассеяния релятивистского электрона на малые углы на относительно покоящегося электронах [20]. В качестве максимального прицельного параметра возьмем дебаевский радиус r_D , а в качестве минимального – комптоновскую длину волны r_C . Для потери энергии на единицу длины x имеем выражение

$$\frac{d\varepsilon'}{dx} = 4\pi r_0^2 \frac{m^3 c^6 \gamma^4}{(p'c)^2} \ln \frac{r_D}{r_C}.$$

Отсюда сила торможения

$$\left| \frac{dp_{\text{ee}}}{dt} \right| = 4\pi n r_0^2 \frac{(1+p^2)^2}{p^2} \ln \frac{r_D}{r_C}.$$

Кулоновский логарифм для расчетов принят равным ~ 10 .

В нашем случае электромагнитное поле считается сильным и заданным, так что диссипация энергии за счет возбуждения плазменных колебаний и их затухания не рассматривается. В данных уравнениях не учитываются потери на тормозное излучение при столкновении с ионами. Хотя следует отметить, что при плотностях потока свыше 10^{18} Вт/см² реакция этого излучения на каждом шаге (ячейке) становится существенной, и ее необходимо учитывать при расчете траектории электрона.

Учет сил трения $\mathbf{L}(\mathbf{p})$ приводит к незначительному «завалу» высокоэнергетичной части функции распределения, что практически не сказывается на эволюции средней энергии. Кулоновская сила f_{ee} явно не зависит от интенсивности, поэтому при увеличении амплитуды поля ее вклад в замедление электрона будет уменьшаться. Что касается реакции излучения, то здесь ситуация обратная. С ростом амплитуды поля квадратично возрастает сила f_{rad} реакции магнитно-тормозного излучения. Отношение радиационной силы к пондеромоторной силе F_{em} в релятивистском случае есть

$$\eta = \frac{f_{\text{rad}}}{F_{\text{em}}} \approx \frac{4r_0 B p^2 \sqrt{1+p^2}}{3} \propto I_L^{1.7},$$

где, как следует из расчетов, $p \propto \gamma \propto I_L^{0.4}$. Например, при плотности потока лазерного излучения $I_L \approx 10^{18}$ Вт/см² отношение $\eta \approx 10^{-3}$, а при $I_L \approx 2 \times 10^{19}$ Вт/см² оно может достигать ~ 0.16 . Приведенное выражение для отношения сил справедливо только при $\eta \ll 1$.

Электромагнитное поле полагается заданным, т. е. независящим от свойств плазмы. На основе сказанного выше выражения для электрического и магнитного полей с рассматриваемыми случайными фазами могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) E_{\text{Rnd}\psi}(t) \exp(ik_0 t) \\ &\times [(1 - \gamma_r) \exp(-\mathbf{k}\mathbf{r}) + 2\gamma_r \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} + \phi(\mathbf{r}))], \end{aligned}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{r}) E_{\text{Rnd}\psi}(t) \exp(ik_0 t)$$

$$\times [(1 - \gamma_r) \exp(-\mathbf{k}\mathbf{r}) + \exp(-i\pi/2) 2\gamma_r \sin(\mathbf{k}\mathbf{r} + \phi(\mathbf{r}))].$$

Здесь γ_r – амплитудный коэффициент отражения; \mathbf{k} – волновое число; $k_0 = \omega_0/c$; $\phi(\mathbf{r})$ – случайная фаза отраженной волны. Отраженная волна формируется в области критической плотности. В нашей модели предполагается, что отраженная волна имеет ту же фазовую структуру, что и падающая. Это предположение оправдано только для малых (в расчетах принято $\gamma_r = 0.2$) коэффициентов отражения, которые и реализуются в большинстве экспериментов по нагреву лазерной плазмы. Движение электронов рассматривалось из некоторой ограниченной области пространства со случайным их расположением аналогично [6]. Начальное распределение частиц по импульсам выбиралось максвелловским с температурой около 1 кэВ, что соответствует температуре плазменной короны вблизи области с критической плотностью. Вследствие углового распределения мод в дальней зоне лазерного пучка, соответствующей области фокусировки излучения, в распределении поля образуются спекл-структуры, и изменения фазы поля, действующего на электрон, при переходе от пучка к пучку имеют случайный характер [5]. Это приводит к тому, что на движущийся электрон действует электромагнитное поле с фазой, сильно меняющейся за время, много меньшее периода волны (т. е. скачкообразно). При этом фаза считается постоянной в промежутке между скачками. Случайное распределение относительной фазы учитывается для каждой спектральной компоненты, а частота изменения фазы поля соответствует 0.4ν (ν – частота лазерного излучения). Решение уравнений движения проводилось методом Рунге–Кутты четвертого порядка с адаптивным шагом, а пространственное разрешение при расчетах составляло 50 точек на период электромагнитной волны. Для нахождения временной эволюции функции распределения электронов, равно как и их средней энергии T , использовалось $\sim 10^4$ пробных частиц. Статистическая точность определения энергии электронов T , усредненной по всему ансамблю частиц в данный момент времени, составляет $\sim 1\%$.

4. Результаты расчетов и их обсуждение

Характерные траектории частиц в процессе ускорения без учета сил трения в уравнениях движения приведе-

ны в работе [5]. Поскольку силы трения малы, они слабо сказываются на размере области ускорения. На начальной стадии большая часть электронов захватывается в режим ускорения. Ускорение в основном происходит вдоль волнового вектора. В нашем случае расходимость электронного пучка по окончании импульса составляла ~ 0.05 рад при плотности потока 10^{18} Вт/см². В рассматриваемом диапазоне плотностей потоков излучения расходимость пучка электронов уменьшается пропорционально $T^{-1/2}$.

Исходя из результатов работы [5] и наших расчетов, размер области взаимодействия (характерный размер траекторий) оказывается равным ~ 0.05 см в продольном направлении и ~ 0.01 см – в поперечном. Для наших расчетов плотность плазмы считается постоянной в этой области. По окончании лазерного импульса все частицы движутся по инерции, уже не взаимодействуя с электромагнитным полем и плазмой. Отметим, что зависимость энергии от времени для каждой частицы имеет весьма негладкий случайный характер; скачки по энергии иногда сравнимы с самой энергией. То же относится к зависимостям фазы и в меньшей степени координат от времени. Однако усреднение по ансамблю частиц дает относительно гладкую зависимость $T(t)$. (Средняя энергия T не является температурой электронов, она скорее представляет разброс по энергии электронов в направленном пучке.)

Результаты расчетов временной эволюции нормированной плотности вероятности распределения электронов представлены на рис.3. Здесь приведены кривые для разных моментов времени в течение действия лазерного импульса. Существенное изменение функция распределения претерпевает спустя ~ 100 периодов лазерной волны после включения поля (первые пять кривых, начиная слева). Максимум функции распределения к концу лазерного импульса может иногда немного смещаться в сторону меньших энергий. В то же время средняя энергия электронов непрерывно растет со временем и к моменту окончания лазерного импульса достигает максимального значения. Этот факт может быть объяснен тем, что к концу лазерного импульса хвост функции распределения всегда оказывается в области более высоких энергий.

Спустя 2.5 пс (~ 700 периодов) функция распределения выходит на насыщение и в дальнейшем ее форма практически не меняется (три кривые, показанные тонкими ли-

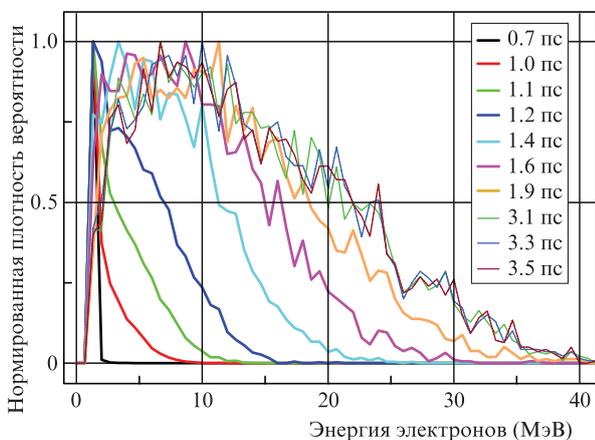


Рис.3. Временная эволюция нормированной на свой максимум плотности вероятности распределения электронов. Цветной вариант рис.3 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

ниями). Мелкомасштабная случайная структура, наиболее ярко проявляющаяся к концу лазерного импульса, не связана с точностью расчетов. Она является следствием стохастического характера пространственно-временной структуры электромагнитного поля. Изменение функции распределения в области больших энергий происходит на переднем фронте лазерного импульса, тогда как на спаде импульса энергетическое распределение электронов остается практически неизменным. Распределение электронов по энергии сильно отличается от максвелловского, особенно в высокоэнергетичной его части.

Средняя энергия электронов в заданный момент времени вычислялась по всему ансамблю релятивистских электронов независимо от места их нахождения к этому моменту. Расчетные значения средней энергии T в зависимости от времени представлены на рис.4 (кривая с кружками). Форма лазерного импульса была выбрана колоколообразной, что ближе к реальным импульсам неодимовых лазеров по сравнению с прямоугольным или треугольным импульсами.

Максимальная скорость нарастания энергии наблюдается на переднем фронте импульса, где производная по времени локальной амплитуды поля положительна. Начальная стадия набора энергии электроном описывается степенной зависимостью $T_{in} \propto \mu^\beta$ (пунктирная кривая), где μ – число ячеек, в которых изменяется фаза силы, примерно равное половине числа периодов поля в лабораторной системе координат к данному моменту времени. Аналитически зависимость от времени кинетической энергии, усредненной по всему ансамблю электронов, можно представить в виде

$$T_{in}(t) = B_{in}t^\beta,$$

где энергия взята в МэВ, а время – в пс; коэффициент B_{in} слабо зависит от интенсивности поля в релятивистском случае и в диапазоне плотностей потоков $10^{17} - 10^{18}$ Вт/см² равен ~ 1.4 ; показатель стохастического ускорения электронов $\beta \approx 4$. Эта формула справедлива для переднего фронта лазерного импульса, для времени менее 1.5 пс, т. е. менее 400 периодов. Соответствующая зависимость $T_{in}(t)$ представлена на рис.4 пунктирной кривой.

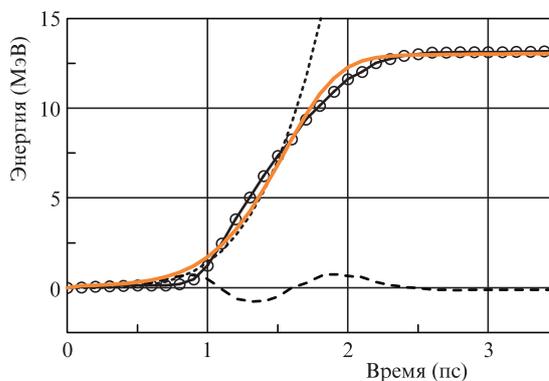


Рис.4. Зависимость средней энергии электронов $T(t)$ от времени (кривая с кружками; размер кружков характеризует статистическую точность расчета кинетической энергии). Серая кривая – аппроксимация по формуле для $T_{app}(t)$. Пунктирная кривая – степенная зависимость от времени энергии электронов на переднем фронте колоколообразного лазерного импульса $T_{in}(t)$. Штриховая кривая – отклонение аппроксимационных значений $T_{app}(t)$ от расчетных значений $T(t)$.

В течение импульса рост энергии замедляется, и спустя ~ 700 периодов (~ 2.5 пс) она выходит на насыщение. На основании расчетов эволюция энергии (в МэВ) во время действия лазерного импульса описывается следующим приближенным аналитическим выражением с двумя эмпирическими параметрами B_1 и B_2 :

$$T_{\text{app}}(t) = B_0 \left[\frac{1}{1 + \exp(-B_1 t^4)} + B_2 \sqrt{t} - 0.5 \right].$$

Здесь время измеряется в пикосекундах; параметры $B_1 = 0.227$ и $B_2 = 0.012$ практически не зависят от интенсивности в диапазоне плотностей потоков $10^{16} - 10^{18}$ Вт/см²; параметр B_0 зависит от интенсивности лазерного излучения: $B_0 \propto I_L^\alpha$; параметр α определяется из наклона зависимостей средней энергии электронов от плотности потока, приведенных на рис.5. Для кривой 1 на рис.5 в диапазоне плотностей потока $10^{16} - 10^{18}$ Вт/см² показатель $\alpha \approx 2/5$. Например, для плотности потока 2×10^{18} Вт/см² параметр $B_0 \approx 25$ МэВ. Зависимость средней энергии электронов, рассчитанная по аппроксимационной формуле для $T_{\text{app}}(t)$, представлена на рис.4 серой кривой. Штриховая кривая на рис.4 иллюстрирует точность аппроксимации аналитическим выражением для $T_{\text{app}}(t)$ зависимости $T(t)$, полученной численно. Отметим, что функция $T_{\text{in}}(t)$ является первым членом четвертого порядка в разложении по времени функции $T_{\text{app}}(t)$.

На начальной стадии при нарастающей со временем интенсивности стохастическое ускорение электронов, усредненное по всему ансамблю частиц, напоминает по своему характеру ускорение Ферми [21] для релятивистской частицы неавтономной динамической системы. Однако в середине импульса, где амплитуда поля изменяется слабо, скорость возрастания энергии снижается, и в конце импульса при уменьшающейся со временем интенсивности средняя энергия выходит на насыщение и остается постоянной (без учета потерь на тормозное излучение). Развитие ускорения после включения лазерного излучения происходит за ~ 150 возмущений фазы волны, т.е. за время ~ 0.5 пс для длины волны $\lambda = 1.06$ мкм.

В работе [7] по программе ATLANT-HE проведены двумерные гидродинамические расчеты энергии быстрых электронов, образующихся при нагреве алюминиевой мишени излучением иодного лазера (первая и вторая гар-

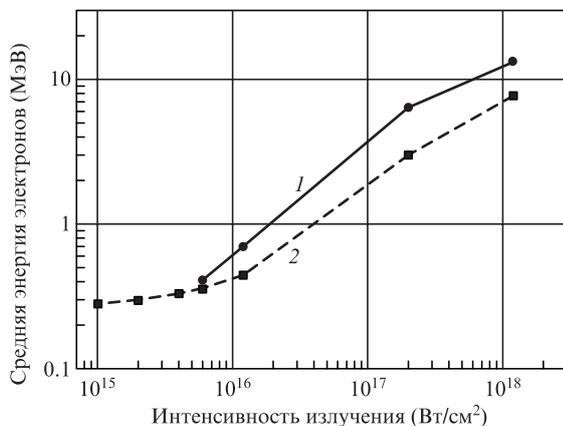


Рис.5. Средняя энергия электронов $B_0/2$ к моменту окончания лазерного импульса (1) и энергия электронов, усредненная по всем электронам и по времени нагрева (2), в зависимости от интенсивности излучения.

моники) с интенсивностью $\sim 10^{16}$ Вт/см². Согласно скейлингу, проведенному в этой работе, зависимость энергии от интенсивности определяется выражением $T \approx 8(I_L \lambda^2)^{2/3}$, где T взято в кэВ, I_L — в ПВт/см² и λ — в мкм. Оценки по этой формуле дают $T \approx 40$ кэВ при плотностях потока $\sim 10^{16}$ Вт/см², что примерно в три раза меньше полученного по результатам настоящей работы значения. Также следует отметить иной по сравнению с приведенным скейлингом характер зависимости энергии быстрых электронов от плотности потока лазерного излучения на мишени при стохастических процессах. Разный вид зависимостей средней энергии электронов от интенсивности излучения связан, по-видимому, с отличием функций распределения электронов, полученных в настоящей работе, от функции, использованной в [7, 22].

Несколько слов о возможности экспериментального наблюдения стохастического механизма ускорения электронов. Необходимые условия эксперимента можно реализовать при облучении малоплотных мишеней [23], когда формируется плазма с однородной подкритической плотностью электронов по всему объему области взаимодействия с поперечным размером ~ 0.01 см и продольным размером ~ 0.05 см. При этом измеряется функция распределения в зависимости от длительности лазерного импульса (в интервале 0.2–3 пс), а также зависимость средней энергии в конце импульса от интенсивности излучения на мишени (до $\sim 10^{18}$ Вт/см²). Подобный эксперимент возможен, например, на таких пикосекундных установках, как PICO-2000 LULI (Ecole Polytechnique, Палезу) [24], PHELIX-GSI (Дармштад) [25], TRIDENT (Лос Аламос) [26], OMEGA EP (Рочестер) [27] и др.

5. Заключение

Рассмотренный стохастический механизм нагрева электронов может развиваться только при длительности импульса порядка или более 1 пс, в том числе и при наносекундных длительностях. Средняя энергия электронов может существенно превышать (более чем на порядок) энергию осцилляторного движения, т.е. энергию прямого ускорения в лазерном поле. При этом длина, на которой происходит ускорение и набор энергии, значительно уменьшается. Выведенные на основании численного анализа формулы для временной зависимости средней энергии электронов могут быть полезны как для гидродинамических расчетов, так и при обработке экспериментальных данных.

Отметим также, что стохастическое ускорение релятивистских электронов в основном происходит вдоль волнового вектора [4, 5, 11]. Это эквивалентно появлению в области взаимодействия продольного макроскопического электрического поля (стохастической пондеромоторной силы). Такой механизм ускорения частиц может быть использован при исследовании аннигиляции магнитного поля [28] и для моделирования процессов ускорения вещества в астрофизических объектах (вспышки высокоэнергетического излучения, ускорение космических лучей). Он же может приводить к нежелательному предварительному нагреву и к нестабильностям при сжатии термоядерной мишени.

Авторы выражают благодарность С.Ю.Гуськову, Н.Н.Демченко, Ю.В.Сенатскому и С.Г.Бочкареву за полезные обсуждения, а также А.А.Рупасову за поддержку работы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант №17-02-00366).

1. Roxusseaux C., Amiranoff F., Labaune C., Matthieussent G. *Phys. Fluids B*, **4** (8), 2589 (1992).
2. Иванов В.В., Князев А.К., Корнеев Н.Е., Куценко А.В., Мацвейко А.А., Михайлов Ю.А., Осетров В.П., Попов А.И., Склизков Г.В., Стародуб А.Н. *ПТЭ*, № 4, 112 (1995).
3. Иванов В.В., Князев А.К., Куценко А.В., Мацвейко А.А., Михайлов Ю.А., Осетров В.П., Попов А.И., Склизков Г.В., Стародуб А.Н. *ЖЭТФ*, **109**, 1257 (1996) [*JETP*, **82** (4), 677 (1996)].
4. Nakamura T., Kato S., Tamimoto M., Kato T. *Phys. Plasmas*, **8** (5), 1801 (2002).
5. Mikhailov Yu.A., Nikitina L.A., Sklizkov G.V., Starodub A.N., Zhurovich M.A. *Laser Part. Beams*, **26**, 525 (2008).
6. Крыленко Ю.В., Михайлов Ю.А., Орехов А.С., Склизков Г.В., Филиппов А.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **37** (10), 46 (2010) [*Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **37** (10), 324 (2010)].
7. Gus'kov S.Yu., Demchenko N.N., Kasperczyk A., Pisarczyk T., Kalinowska Z., Chodukowski T., Renner O., Smid M., Krousny E., Pfeifer M., Skala J., Ullschmied J., Pisarczyk P. *Laser Part. Beams*, **32**, 177 (2014).
8. Басов Н.Г., Бобашов С.В., Гётц К., Калашников М.П., Мещёркин А.П., Михайлов Ю.А., Роде А.В., Склизков Г.В., Федотов С.И., Форстер Е., Эндерт Х. *Письма в ЖЭТФ*, **36** (7), 229 (1982) [*JETP Lett.*, **36** (7), 281 (1982)].
9. Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Макаров К.Н., Розанов В.Б., Сатов Ю.А., Шарков Б.Ю. *Квантовая электроника*, **41** (10), 886 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (10), 886 (2011)].
10. Vochkarev S.G., Brantov A.V., Vyshenkov V.Yu., Torshin D.V., Kovalev V.F., Baidin G.V., Lykov V.A. *Plasma Phys. Rep.*, **40** (3), 202 (2014).
11. Вайс О.У., Бочкарев С.Г., Тер-Аветисян С., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **47** (1), 38 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (1), 38 (2017)].
12. Nagel S.R., Meyerhofer D.D., Shepherd R., Hoarty D. *J. Phys. Conf. Ser.*, **688**, 012010 (2016). DOI: 10.1088/1742-6596/688/1/012010.
13. Krylenko Yu.V., Mikhailov Yu.A., Orekhov A.S., Sklizkov G.V., Chekmarev A.M. *J. Russ. Laser Res.*, **32** (1), 19 (2011).
14. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. *Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды* (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2015).
15. Chaurasia S., Leshma P., Murali C.G., Borisenko N.G., Munda D.S., Orekhov A., Gromov A.I., Merkuliev Yu.A., Dhareshwar L.J. *Opt. Commun.*, **343**, 1 (2015). DOI: 10.1016/j.optcom.2015.01.001.
16. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. *Квантовая электроника*, **13** (3), 647 (1986) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **16** (3), 422 (1986)].
17. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. *Труды ФИАН*, **178**, 130 (1987).
18. Сенатский Ю.В. *Докт. дис.* (М., ФИАН, 2015).
19. Landau L.D., Lifshitz E.M. *The Classical Theory of Fields* (New York: Pergamon Press, 1971, ch. IX).
20. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979, гл. IV).
21. Лихтенберг А., Либерман М. *Регулярная и стохастическая динамика* (М.: Мир, 1984, § 3.4).
22. Гуськов С.Ю. *Физика плазмы*, **39** (1), 3 (2013).
23. Casner A., Masse L., Delorme B., Martinez D., Huser G., Galmiche D., Liberatore S., Igumenshchev I., Olazabal M., Nicolai P., et al. *Phys. Plasmas*, **21**, 122702 (2014).
24. Goyon C., Depierreux S., Yahia V., Loisel G., Vaccou C., Courvoisier C., Borisenko N.G., Orekhov A.S., Rosmej O., Labaune C. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 235006 (2013).
25. Bagnoud V., Hornung J., Schlegel T., Zielbauer B., Brabetz C., Roth M., Hilz P., Haug M., Schreiber J., Wagner F. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 255003 (2017).
26. Roth M., Bedacht S., Busold S., Deppert O., Schaumann G., Wagner F., et al. *Proc. IPAC-2014* (Dresden, Germany, 2014, WEXB01).
27. Willingale L. Thomas A.G.R., Nilson P.M., Chen H., Cobble J., Craxton R.S., Maksimchuk A., et al. *New J. Phys.*, **15**, 025023 (2013).
28. Gu Y.J., Yu Q., Klimo O., Esirkepov T.Zh., Bulanov S.V., Weber S., Korn G. *High Power Laser Science and Engineering*, **4**, e19 (2016). DOI: 10.1017/hpl.2016.16.