

Сжатие и ускорение электронных сгустков до больших энергий в интерференционном поле интенсивных лазерных импульсов с наклонными амплитудными фронтами: концепция и моделирование

В.В.Коробкин, М.Ю.Романовский, В.А.Трофимов, О.Б.Ширяев

Предложена новая концепция ускорения электронов лазерным излучением – прямое ускорение лазерными полями при интерференции нескольких релятивистски интенсивных лазерных импульсов с амплитудными фронтами, наклоненными на угол 45° к фазовым. При такой интерференции образуются ловушки, движущиеся со скоростью света и захватывающие электроны, которые возникают при ионизации газа низкой плотности самим лазерным излучением. Моделирование на основе решения релятивистского уравнения Ньютона с соответствующей силой Лоренца показывает, что данные ловушки, перемещаясь в пространстве, последовательно собирают электроны из мишени, сжимают образующийся при этом электронный ансамбль во всех направлениях до размеров меньше длины волны лазерного излучения и ускоряют его до энергий порядка нескольких ГэВ на электрон.

Ключевые слова: электронные сгустки большой энергии, интерференционные поля.

1. Введение

В последние два десятилетия на основе экспериментальных и теоретических исследований взаимодействия лазерного излучения релятивистской интенсивности с веществом практически сформировалась новая самостоятельная область современной физики, находящаяся на стыке нелинейной оптики и физики плазмы. Одна из важнейших проблем в этой области, представляющая интерес с точки зрения как фундаментальной физики, так и решения ряда прикладных задач, – это ускорение электронов до больших энергий мощными сфокусированными лазерными импульсами. Подробный обзор методов ускорения электронов представлен в [1–3]. Наибольшее внимание в литературе уделялось механизму ускорения электронов электрическим полем кильватерной волны, образующейся при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с плазмой. Этот метод не позволяет обеспечить высокую эффективность передачи энергии ускоряемым электронам от лазерного излучения, т.к. лишь малая ее часть переходит в продольное электрическое поле кильватерной волны.

Альтернативный подход состоит в прямом ускорении лазерными импульсами электронов, инжектируемых или возникающих в результате ионизации газовой мишени низкой плотности. В целом ряде работ, в том числе и выполненных авторами настоящего исследования, прямое ускорение электронов моделировалось для случая гауссовых импульсов релятивистской интенсивности [4]. Вместе с тем в [5] было показано, что существенного улучшения энергетических и пространственных параметров ускоряемого электронного сгустка можно добиться, используя

стоячую волну, представляющую собой интерференционное поле двух распространяющихся навстречу друг другу лазерных импульсов, амплитудный фронт каждого из которых наклонен на определенный угол по отношению к его фазовому фронту, а фокальное пятно — сильно асимметрично. При этом в электромагнитном поле происходит сжатие электронного пучка по одной из координат до размера меньше длины волны оптического поля, что открывает возможность достижения существенно большей степени компрессии, чем, например, при ускорении электронов в кильватерной волне.

В настоящей работе предложена новая концепция прямого ускорения электронов оптическим полем высокой интенсивности, в рамках которой ускоряющая стоячая волна создается интерференцией нескольких лазерных импульсов с распространяющимися под углом фазовыми и амплитудными фронтами. Как и в предыдущих работах [4, 6], динамика электронов при этом моделируется путем решения релятивистского уравнения Ньютона с соответствующей силой Лоренца.

Согласно приведенным ниже расчетам, в двумерной стоячей волне, формируемой при интерференции нескольких импульсов, волновые векторы которых лежат в одной плоскости, амплитудные и фазовые фронты распространяются под углом друг к другу, образуя оптические ловушки. Электроны мишени последовательно захватываются в эти ловушки. Благодаря использованию лазерных импульсов такой конфигурации сжатие электронного пучка происходит по всем пространственным координатам, а все захватываемые электроны ускоряются до примерно одинаковой кинетической энергии. Моделирование осуществлялось для схем с интерференцией трех (рис.1,а) и четырех интенсивных лазерных импульсов. В первом случае считалось, что лазерные импульсы сходятся под углом 120° , а во втором – что угол между соседними импульсами составляет 90° . Амплитудные фронты лазерных импульсов наклонены к фазовым фронтам на угол β (рис.1,б). При рассматриваемых (достижимых в настоящее время)

В.В.Коробкин, М.Ю.Романовский, В.А.Трофимов, О.Б.Ширяев.
Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991
Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: korobkin@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 24 декабря 2012 г., после доработки – 18 февраля 2013 г.

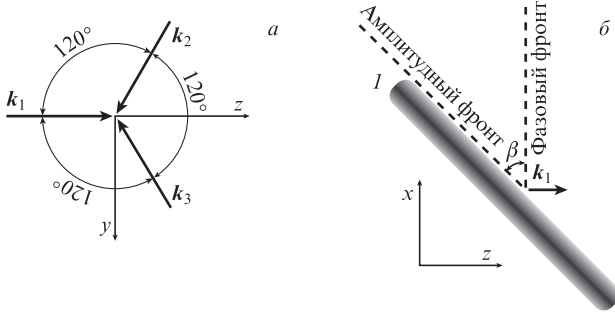


Рис. 1. Схема распространения линейно поляризованных лазерных импульсов – волновые векторы k_1 , k_2 и k_3 показывают направления распространения лазерных пучков в плоскости (y, z) (а), а также изображение одного из лазерных импульсов (I) с наклонным амплитудным фронтом (β – угол между амплитудным и фазовым фронтами) (б).

параметрах лазерного излучения продольный и поперечный размеры электронного пучка в результате взаимодействия с суммарным оптическим полем становятся соответственно на три и два порядка меньше длины волны, а энергии электронов достигают нескольких ГэВ.

2. Уравнения движения

В поле лазерного излучения на электрон действует высокочастотная сила Лоренца, и уравнение движения имеет следующий вид:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}], \quad (1)$$

где \mathbf{p} – импульс; \mathbf{E} , \mathbf{H} – напряженности электрического и магнитного полей соответственно; $e > 0$ – абсолютная величина заряда электрона; \mathbf{v} – скорость электрона; c – скорость света. Уравнение (1) дополняется необходимыми начальными условиями для положения и скорости электрона.

Уравнение (1) с начальными условиями используется для расчета движения электрона в двумерной стоячей волне. В дальнейшем предполагается, что каждый из пучков, формирующих эту волну, имеет в перетяжке два различных поперечных размера – $\rho_{0\parallel}$ и $\rho_{0\perp}$, расположенных параллельно и перпендикулярно направлению поляризации. Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения в пучках гауссово в любом сечении пучка. При распространении пучка в некоторой системе координат вдоль оси z зависимости его поперечных размеров ρ_{\parallel} , ρ_{\perp} для любого значения z определяются выражениями

$$\rho_{\parallel}(z) = \rho_{0\parallel} \sqrt{1 + z^2/z_{R\parallel}^2}, \quad \rho_{\perp}(z) = \rho_{0\perp} \sqrt{1 + z^2/z_{R\perp}^2}, \quad (2)$$

где $z_{R\parallel} = \pi\rho_{0\parallel}^2/\lambda$, $z_{R\perp} = \pi\rho_{0\perp}^2/\lambda$ – соответствующие рэлеевские длины пучка; λ – длина волны.

Структура электромагнитных полей для линейно поляризованного пучка с гауссовым поперечным распределением интенсивности исследовалась в работах [7–9]. В более общем случае введенного в настоящей работе гауссова пучка с различными поперечными размерами выражения для полей имеют вид

$$E_x = \frac{E_0(\xi)\Lambda(x, y, z)}{(z^2/z_{R\parallel}^2 + 1)^{1/4}(z^2/z_{R\perp}^2 + 1)^{1/4}} \sin\varphi,$$

$$E_y = 0,$$

$$E_z = \frac{x}{z_{R\parallel}} \frac{E_0(\xi)\Lambda(x, y, z)}{(z^2/z_{R\parallel}^2 + 1)^{3/4}(z^2/z_{R\perp}^2 + 1)^{1/4}} \cos\tilde{\varphi},$$

$$H_x = 0, \quad (3)$$

$$H_y = E_x,$$

$$H_z = \frac{y}{z_{R\perp}} \frac{E_0(\xi)\Lambda(x, y, z)}{(z^2/z_{R\parallel}^2 + 1)^{1/4}(z^2/z_{R\perp}^2 + 1)^{3/4}} \cos\tilde{\varphi},$$

где $E_0(\xi) = E_m \exp\{-[(\xi - z_d/c)/\tau]^{2s}\}$; $\Lambda(x, y, z) = \exp(-x^2/\rho_{\parallel}^2(z) - y^2/\rho_{\perp}^2(z))$; $\xi = t - z/c$; E_m – максимальное значение напряженности поля; z_d – величина первоначального сдвига импульса относительно положения электрона, обеспечивающая при численном решении плавное включение поля; τ – длительность импульса. Параметр s определяет временную форму импульса. Для гауссовой формы $s = 1$.

Фазовая зависимость определяется выражением

$$\varphi = 2\pi c\xi/\lambda + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{R\parallel}}\right) + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{z_{R\perp}}\right)$$

$$- z \left(\frac{x^2}{z_{R\parallel}\rho_{\parallel}^2(z)} + \frac{y^2}{z_{R\perp}\rho_{\perp}^2(z)} \right) - \varphi_0,$$

где $\tilde{\varphi} = \varphi + \arctan(z/z_{R\parallel})$; φ_0 – начальная фаза.

Выражения (3) для полей пучка получены при асимптотическом решении уравнений Максвелла в первом порядке по малому параметру $\varepsilon = \lambda/(2\pi\rho_{0i})$ (ρ_{0i} – меньший из радиусов пучков в перетяжке).

В случае гауссова пучка, у которого амплитудный фронт наклонен к волновому фронту под некоторым углом β , выражения для полей получаются при введении зависимости параметра ξ от β : $\xi = t - (z + x \tan\beta)/c$ (для импульса, распространяющегося в положительном направлении оси z , см., напр., [10]).

Интенсивность пучка

$$I = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E}(x, y, z, t)\mathbf{H}(x, y, z, t)|. \quad (4)$$

В расчетах для каждого пучка используется безразмерная интенсивность I_m/I_{rel} , где I_m – максимальная интенсивность пучка, а релятивистская интенсивность I_{rel} определяется выражением [6]

$$I_{\text{rel}} = m^2 c^3 \omega^2 / (8\pi e^2) = 1.37 \times 10^{18} (1/\lambda[\text{мкм}])^2 [\text{Вт}/\text{см}^2]. \quad (5)$$

3. Динамика электрона в поле стоячей волны

В случае отклонения пучка от оси z на произвольный угол в плоскости (y, z) выражения для полей могут быть легко получены из (3) преобразованием системы координат. При таком отклонении направление электрического поля лазерного импульса остается параллельным оси x , волновой вектор лежит в плоскости (y, z) . Результаты расчетов параметров динамики электрона далее представля-

ются в базовой системе координат, для которой получены выражения (2) и (3).

В настоящей работе представлены результаты расчетов для гауссовых пучков, а также для пучков с плоскими амплитудными и фазовыми фронтами с различными поперечными размерами, у которых амплитудный фронт наклонен под некоторым углом β к волновому фронту. Пучки с различными поперечными размерами предпочтительны для использования в данной задаче, поскольку при $\rho_{\parallel} \gg \rho_{\perp}$ они позволяют обеспечить большое перемещение области пересечения пучков по направлению оси поляризации. Это увеличивает время взаимодействия электрона с полем лазерных импульсов, повышая тем самым его кинетическую энергию.

Координаты, скорости, ускорения, а также траектории и различные параметры динамики определялись в результате численного решения уравнения (1). Расчеты выполнялись для сверхкоротких ($c\tau/\lambda = 3.3$) импульсов с гауссовыми и супергауссовыми временными ($s = 1, s = 2$) и гауссовыми поперечными профилями. Предполагалось, что импульсы сфокусированы так, что поперечные размеры пучка $\rho_{\parallel}/\lambda = 200$ и $\rho_{\perp}/\lambda = 2.0$, а продольный размер каустики много больше области взаимодействия электронов с полем.

Движение отдельного электрона в поле стоячей волны, образованной двумя лазерными импульсами с плоскими амплитудными и волновыми фронтами, было рассмотрено в [5]. Отметим, что в этом случае электрон захватывается лазерным полем и движется вдоль оси x со скоростью, близкой к скорости света c .

Распределение в пространстве интенсивности в стоячей волне, образованной тремя или четырьмя встречными лазерными импульсами, при $\beta = 45^\circ$ имеет вид трехмерной

решетки. В небольшой области около оси x при интерференции лазерных пучков образуются ловушки (ячейки решетки), перемещающиеся вдоль оси x со скоростью света c .

Рассмотрим движение отдельного электрона в поле стоячей волны, образованной тремя гауссовыми пучками с наклонными амплитудными фронтами. На рис.2 для лазерных импульсов с линейной поляризацией и координатами начального смещения электрона $x_0/\lambda = -20$, $y_0/\lambda = -0.05$ и $z_0/\lambda = -0.19$ изображены двумерная траектория движения, временные зависимости кинетической энергии W_k/mc^2 и компоненты скорости вдоль оси x для угла $\beta = 45^\circ$. На рис.2,е с большим увеличением показана временная зависимость компоненты скорости, соответствующая выделенному пунктиром на рис.2,д участку зависимости. Начальное положение электрона обозначено окружностью на рис.2,а-в.

Движение электрона в поле образованной стоячей волны делится на два этапа. На первом этапе электрон быстро смещается в область, непосредственно примыкающую к оси x . При этом он испытывает значительное ускорение, а его скорость резко возрастает, приближаясь к скорости света c . Такое перемещение обусловлено тем, что первоначально лазерные импульсы, формирующие стоячую волну, действуют на электрон несимметрично: в самом начале движения на него сильнее действует импульс, в сторону которого он изначально смещен больше. На втором этапе электрон захватывается лазерным полем и движется вдоль оси x по почти прямолинейной траектории со скоростью, очень близкой к скорости c . Электрон слегка осциллирует по осям z и y (рис.2,а-в) симметрично относительно оси x (масштабы по осям на рис.2,а и б сильно различаются). Амплитуды осцилляций электрона по осям z и y различаются незначительно и зависят от начального

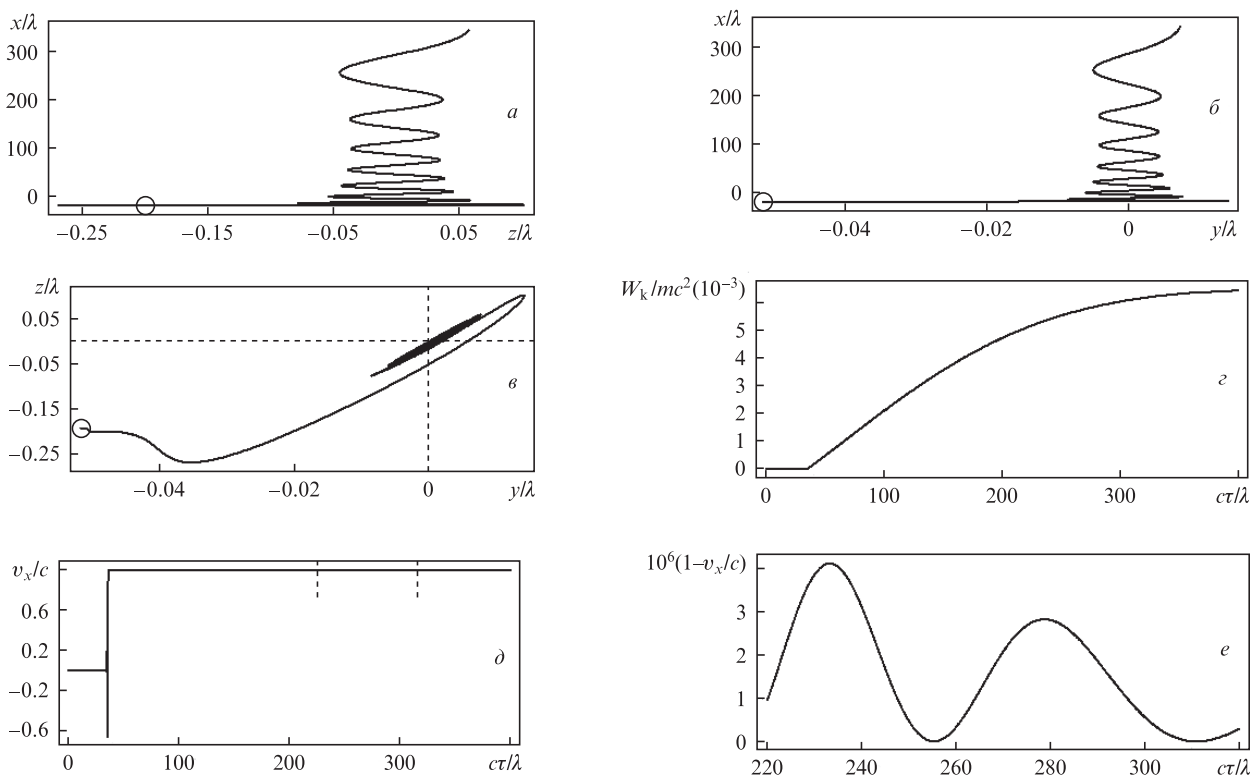


Рис.2. Двумерные траектории движения электрона в безразмерных координатах $(x/\lambda, z/\lambda)$ (а), $(x/\lambda, y/\lambda)$ (б) и $(z/\lambda, y/\lambda)$ (в), а также временные зависимости кинетической энергии W_k/mc^2 (г) и компоненты скорости v_x/c (д) и (е) для $\beta = 45^\circ$. Параметры импульсов: $s = 2$, $c\tau/\lambda = 3.3$, $\rho_{0\parallel}/\lambda = 200$, $\rho_{0\perp}/\lambda = 2.0$, $I_m/I_{rel} = 1000$. Координаты начального положения электрона: $x_0/\lambda = -20$, $y_0/\lambda = -0.05$, $z_0/\lambda = -0.19$.

смещения электрона вдоль соответствующих осей. Смещение электрона вдоль оси x за время взаимодействия с лазерными импульсами намного превышает амплитуду колебаний электрона по осям z и y . Кинетическая энергия электрона плавно возрастает, достигая максимального значения $W_k/mc^2 = 6400$ (3.2 ГэВ) по окончании взаимодействия с лазерными импульсами.

На рис.3 представлены двумерная траектория движения электрона в безразмерных координатах $(y/\lambda, z/\lambda)$ и временная зависимость кинетической энергии W_k/mc^2 при его начальном смещении $x_0/\lambda = -10$, $y_0/\lambda = 0.7$ и $z_0/\lambda = 0.7$. Вследствие изменения начального положения траектория электрона в плоскости (y, z) несколько отлична от рассмотренного выше случая. Траектории электронов в плоскостях (x, z) и (x, y) схожи с изображенными на рис.2, *a* и *б*. Набираемая электроном кинетическая энергия $W_k/mc^2 = 5800$ (2.9 ГэВ).

При изменении первоначального смещения электрона по какой-либо из осей в пределах $|y_0/\lambda| \leq 1$, $|z_0/\lambda| \leq 1$ общая картина не меняется. Электрон на втором этапе движения перемещается вдоль оси x , симметрично осциллируя относительно нее, причем амплитуда колебаний слабо зависит от величины смещения. Следует отметить, что при изменении первоначального смещения электрона по пространственным координатам после захвата лазерным полем электрон на втором этапе движется в одной ячейке решетки, напряженность поля в которой отрицательна.

Из проведенных вычислений можно сделать вывод, что динамика практически всех электронов в зоне взаимодействия с электромагнитным полем стоячей волны, образованной тремя лазерными импульсами релятивистской интенсивности с наклонными амплитудными фронтами, состоит из двух рассмотренных выше этапов.

Общие картины движения электрона в полях стоячей волны, образованной тремя и четырьмя гауссовыми пучками, различаются несущественно. Отметим, что набираемая электроном кинетическая энергия, траектория движения электрона, амплитуды осцилляций вдоль осей z и y и другие параметры динамики при движении электрона в поле стоячей волны, образованной несколькими лазерными импульсами с плоскими волновыми фронтами, не имеют существенных отличий от рассмотренных выше случаев.

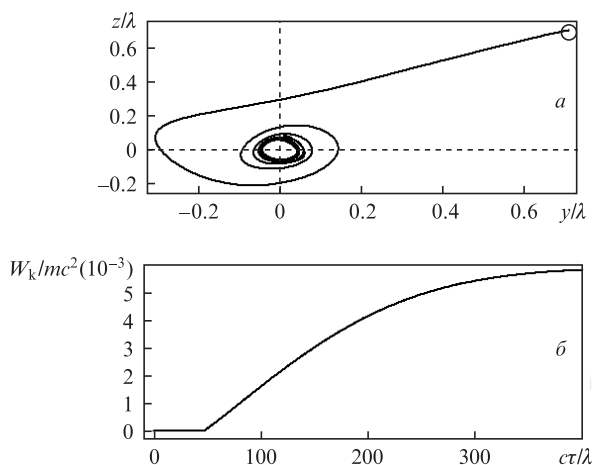


Рис.3. Двумерная траектория движения электрона в безразмерных координатах $(z/\lambda, y/\lambda)$ (*a*) и временная зависимость кинетической энергии W_k/mc^2 (*б*) для $\beta = 45^\circ$. Параметры импульсов: $s = 2$, $ct/\lambda = 3.3$, $\rho_{0\parallel}/\lambda = 200$, $\rho_{0\perp}/\lambda = 2.0$, $I_m/I_{rel} = 1000$. Координаты начального положения электрона: $x_0/\lambda = -10$, $y_0/\lambda = 0.7$, $z_0/\lambda = 0.7$.

На втором этапе движения при увеличении длительности лазерных импульсов амплитуда осцилляций электрона по осям z и y возрастает и электрон может перескакивать в соседние ячейки решетки. Кинетическая энергия, набираемая электронами, уменьшается. С увеличением интенсивности лазерных пучков амплитуда осцилляций электрона уменьшается и электрон может вновь перемещаться в одной ячейке решетки.

В случаях $s = 1$ и $s = 2$ эффективное ускорение электронов в стоячей волне возможно только в небольшом интервале углов β около 45° . При отклонении угла β от 45° скорость области пересечения пучков вдоль оси x отличается от скорости света c . При $\beta = 45.2^\circ$ кинетическая энергия электрона уменьшается на порядок.

В частном случае, когда амплитудный и волновой фронты лазерного импульса совпадают ($\beta = 0^\circ$), электрон в поле стоячей волны на первом этапе движения осциллирует вдоль оси x . На втором этапе электрон захватывается одним из лазерных импульсов и выбрасывается из области формирования стоячей волны.

Как показано выше, динамика отдельного электрона в поле стоячей волны, образованном группой лазерных импульсов релятивистской интенсивности с наклонными амплитудными фронтами, слабо зависит от начального положения электрона. Следовательно, при оптимальных условиях соответствующие вычисления могут использоваться для описания динамики ансамбля электронов. Такой ансамбль образуется, например, при ионизации газа низкой плотности передним фронтом лазерного импульса. Отметим, что при рассматриваемых параметрах лазерных импульсов в схемах ускорения электронов воздействие лазерного поля на электроны много больше силы кулоновского взаимодействия между электронами. Расчеты выполнены без учета взаимодействия между электронами ансамбля, действие магнитного поля электронов, ускоренных в поле стоячей волны, также не учитывается. Эти эффекты мы планируем учесть в последующих публикациях.

Электроны ансамбля, движение которых начинается на расстояниях в пределах нескольких длин волн от оси x , при прямом взаимодействии с полем лазерного излучения смещаются к этой оси и, в зависимости от параметров лазерного излучения, захватываются одной из перемещающихся вдоль оси x ловушек, которые образуются при интерференции лазерных импульсов. Напряженность электрического поля в такой ловушке отрицательна. Электромагнитное поле внутри ловушки действует на все захваченные электроны как вдоль оси x , так и перпендикулярно ей. Под действием электрической компоненты поля электроны ускоряются по оси x до скорости, близкой к скорости света c . В результате интерференции лазерных импульсов в области, очень близкой к оси x , напряженность магнитного поля минимальна, а на оси — равна нулю. В направлении, перпендикулярном оси x , напряженность магнитного поля быстро увеличивается.

В схеме с четырьмя лазерными импульсами, образующими стоячую волну, угол между векторами напряженности магнитного поля соседних импульсов составляет 90° . При увеличении количества интерферирующих лазерных импульсов, волновые векторы которых лежат в одной плоскости, распределение магнитного поля в стоячей волне в плоскости, перпендикулярной оси x , становится близким к радиально-симметричному (по модулю значения напряженности магнитного поля). В ловушку электроны попадают с небольшой скоростью, направленной перпен-

дикулярно оси x , относительно которой электроны совершают осцилляции. Магнитное поле возвращает отклоняющиеся от оси x электроны обратно и удерживает их в пределах одной ловушки на расстоянии $\sim 10^{-2}\lambda$ от оси x .

При взаимодействии с полем стоячей волны происходит сжатие ансамбля электронов по осям z и y , поперечный размер электронного сгустка по этим осям достигает $\sim 10^{-2}\lambda$ при $s = 1$ и $s = 2$. Ловушкой, движущейся со скоростью c вдоль оси x , со всей траектории ее движения последовательно захватываются электроны с различными начальными положениями на оси x . Энергия электронов, захваченных ловушкой, может достигать больших значений. Сформировавшийся электронный сгусток движется вдоль оси x вместе со своей ловушкой, при этом электроны перемещаются относительно ловушки. Это перемещение практически прекращается, когда скорость электронов становится близкой к скорости света c . Все захваченные в ловушку электроны концентрируются в очень маленькой области, размер которой по оси x составляет $\sim 10^{-3}\lambda$. Точное положение области концентрации электронов в ловушке зависит от параметров лазерного излучения.

В сгусток объемом $10^{-7}\lambda^3$ электроны будут собираться из объема с поперечными размерами $\sim \lambda$ и длиной $\sim 100\lambda$ (это вся длина траектории движения ловушки вдоль оси x). В результате плотность электронов в сгустке может превышать первоначальную плотность электронов в ионизованном газе в $\sim 10^9$ раз. При такой длине все образующие сгусток электроны продолжают взаимодействовать с полем стоячей волны. В результате ускорения кинетическая энергия каждого электрона сгустка достигает нескольких ГэВ. Образующийся электронный сгусток симметричен относительно центральной оси стоячей волны.

В предложенной схеме электроны ускоряются до энергии в несколько ГэВ непосредственно полем лазерного излучения. При рассматриваемых параметрах лазерных импульсов напряженность этого поля достигает 23 ТВ/м, что примерно в 200 раз больше напряженности полей, получаемой в экспериментах по лазерно-плазменному ускорению электронов [11, 12]. Соответственно длина, на которой происходит ускорение электрона до одинаковой энергии, в предложенной схеме оказывается намного меньше. Еще одним из больших преимуществ рассматриваемой схемы является формирование электронных сгустков с очень малыми продольными и поперечными размерами.

Следует отметить, что, управляя углами между фазовым и амплитудным фронтами импульса, всегда можно добиться того, чтобы скорость движения ловушки была меньше скорости света на небольшую, оптимальную для ускорения электронов величину. При некоторых отличиях фронтов от плоских на каких-либо частях траектории скорость движения ловушки может слегка меняться, а угол пересечения фронтов может отклоняться от оптимального значения. Это приведет к определенному ухудшению параметров ускорения электронов. Следовательно, в процессе формирования интерференционных полей для ускорения электронов по предлагаемой схеме принципиально важно обеспечить качество фронтов и требуемые значения углов между фазовыми и амплитудными фронтами.

При неоптимальных параметрах конечные энергии электронов окажутся ниже предсказываемых, но ускорение, тем не менее, будет иметь место. Подробное исследование данного вопроса выходит за рамки настоящей статьи и будет осуществлено в дальнейшем.

4. Заключение

Предложена новая концепция прямого ускорения электронов оптическим полем специальной конфигурации, которая образуется при интерференции нескольких сходящихся в одной точке лазерных импульсов с распространяющимися под углом друг к другу амплитудными и фазовыми фронтами. В случае, когда угол между ними составляет 45° , полевые ловушки в рамках данной конфигурации перемещаются в пространстве со скоростью света, а если фокальные пятна лазерных пучков асимметричны и при этом их размер существенно больше длины волны в направлении поляризации и примерно равен длине волны в другом направлении, то ловушки перемещаются на расстояния, сравнимые с размером фокального пятна в направлении поляризации. Распределение поля в ловушках одновременно способствует ускорению электронов и сжатию возникающего в результате пучка. Согласно расчетам, при экспериментально реализуемых параметрах лазерных импульсов продольный и поперечный размеры ускоряемого электронного пучка оказываются соответственно на три и два порядка меньше длины волны, а электроны приобретают энергии в несколько ГэВ. Реализация предлагаемой концепции лазерного ускорения электронов позволит решить ряд актуальных фундаментальных и прикладных задач.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Umstadter D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 151 (2003).
2. Esarey E., Shroeder C.B., Leemans W.P. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
3. Malka V. *Phys. Plasmas*, **19**, 055501 (2012).
4. Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovsky M.Yu., Shiryayev O.B. *Phys. Plasmas*, **15**, 023104 (2008).
5. Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovskiy M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. *Phys. Plasmas*, **7**, 073102 (2012).
6. Галкин А.Л., Галстян А.М., Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Ширяев О.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, **3**, 31 (2007).
7. Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **37**, 273 (2007).
8. Quesnel B., Mora P. *Phys. Rev. E*, **58**, 3719 (1998).
9. Hua J.F., Ho Y.K., Lin Y.Z., Chen Z., Xie Y.J., Zhang S.Y., Yan Z., Xu J.J. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3705 (2004).
10. Шуваев А.В., Назаров М.М., Шкуринов А.П., Чиркин А.С. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **50**, 1 (2007).
11. Gordon D., Tzeng K.C., Clayton C.E., Dangor A.E., Malka V., Marsh K.A., Modena A., Mori W.B., Muggli P., Najmudin Z., Neely D., Danson C., Joshi C. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 2133 (1998).
12. Malka V., Fritzier S., Lefebvre E., Aleanard M.-M., Burgy F., Chambaret J.-P., Chemin J.-F., Krushelnik K., Malka G., Mangles S.P.D., Najmudin Z., Pittman M., Rousseau J.-P., Scheurer J.-N., Walton B., Dangor A. E. *Science*, **298**, 1596 (2002).