

Генерация коротких гамма-импульсов на электронных сгустках, формируемых в интерферирующих интенсивных лазерных пучках с наклонными фронтами

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

Показано, что при интерференции нескольких лазерных импульсов с релятивистской интенсивностью, фазовые и амплитудные фронты которых наклонены на некоторый угол относительно их волнового вектора, формируются эффективные ловушки заряженных частиц, движущиеся со скоростью света. Такие ловушки могут захватывать и ускорять электроны, возникающие при ионизации газа низкой плотности самим лазерным излучением. Ускоренные электроны образуют в ловушках сжатый сгусток, размеры которого по всем направлениям много меньше длины волны лазерного излучения. Расчеты показывают, что при экспериментально достижимых релятивистских интенсивностях лазерного излучения энергия ускоренного электрона может составлять несколько сотен гигаэлектронвольт. При взаимодействии этих электронов с распространяющимся навстречу им лазерным импульсом в результате обратного комптоновского рассеяния излучаются гамма-кванты с большой энергией и узкой диаграммой направленности. Длительность излучаемых гамма-импульсов составляет несколько аттосекунд. Моделирование выполнено на основе решения релятивистского уравнения движения электрона с соответствующей силой Лоренца.

Ключевые слова: лазерный импульс с релятивистской интенсивностью, ускорение электронов, обратный комптоновский эффект, гамма-излучение.

1. Введение

Теоретические и экспериментальные исследования механизмов генерации гамма-квантов являются одним из важнейших направлений современной физики. В настоящее время применяются различные методы получения пучков гамма-квантов: например, использование долгоживущих ядерных изомеров в качестве активной среды со скрытой инверсией населенностей, ядерных реакций, приводящих к возбуждению конечного ядра, тормозного излучения от электронных ускорителей. Для генерации гамма-квантов применяются также сверхинтенсивные лазерные импульсы, в результате воздействия которых на твердотельные мишени образуются электроны с большой энергией. При рассеянии этих электронов на ядрах мишени возникает тормозное излучение и испускаются гамма-кванты. Однако такой механизм излучения характеризуется сравнительно небольшими энергиями излучаемых квантов и существенной зависимостью от параметров лазерного импульса. Обзор механизмов генерации гамма-квантов представлен в работе [1].

В настоящее время ни один из предложенных методов не позволяет получить пучки когерентных гамма-квантов с большой энергией. Для эффективной генерации гамма-излучения с использованием пучков электронов требуются

ускоренные до большой энергии частицы с небольшим разбросом значений энергии, а угловой разброс импульсов электронов должен быть достаточно мал, чтобы пучок фотонов также имел малую угловую расходимость.

Для развития методов получения гамма-пучков с большой энергией представляется перспективным использование эффекта обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на ускоренных электронных сгустках. В результате такого рассеяния могут генерироваться квазимонохроматические гамма-кванты с большой энергией и малой угловой расходимостью.

В настоящей работе предлагается схема генерации коротких гамма-импульсов, основанная на эффекте обратного комптоновского рассеяния квантов лазерного излучения на ускоренных электронных сгустках. Такие сгустки образуются при воздействии на электроны лазерных полей специальной конфигурации с наклонными фронтами. Электроны в этих сгустках имеют узкую диаграмму направленности, а пространственные размеры сгустков значительно меньше длины волны лазерного излучения. Предварительные результаты расчетов генерации частиц когерентных гамма-квантов были представлены в работе [2].

Использование нескольких интерферирующих лазерных импульсов с наклонными фронтами и сильно вытянутыми фокальными пятнами, размеры которых по двум направлениям различны, может обеспечить формирование ускоренных электронных сгустков с энергетическими и пространственными параметрами, требуемыми для эффективной генерации гамма-квантов [3, 4]. Суть подхода заключается в прямом ускорении лазерными импульсами электронов, инжектируемых или возникающих в результате ионизации газовой мишени с низкой плотностью. В электромагнитном поле происходит сжатие электронного пучка по пространственным координатам до размера, меньшего длины волны оптического поля. При этом

В.В.Коробкин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; Московский физико-технический институт (государственный университет), Россия, Московская обл., 141700 Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: korobkin@kapella.gpi.ru

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: trofimovvitaliy@yandex.ru

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г., после доработки – 19 марта 2014 г.

достигается степень компрессии более высокая, чем, например, при ускорении электронов в кильватерной волне [5, 6]. Динамика электронов в настоящей работе моделируется, как и в предыдущих работах [3, 4], путем решения релятивистского уравнения Ньютона с силой Лоренца в правой части.

2. Схема формирования ускоренных электронных сгустков и генерации гамма-квантов

Расчеты динамики электрона и генерации гамма-квантов выполнены для схемы, в которой используются пять интерферирующих лазерных импульсов (рис. 1, *a, б*) и шестой импульс, распространяющийся навстречу ускоренному электронному сгустку (рис. 1, *в*). Пять линейно поляризованных лазерных импульсов применяются для формирования ловушек заряженных частиц, перемещающихся со скоростью света c в определенном направлении. Такие ловушки захватывают, ускоряют и удерживают электроны, которые при этом формируют сжатые сгустки.

Для эффективного ускорения заряженных частиц параметры каждого из пяти интерферирующих лазерных импульсов выбираются такими, чтобы ловушки перемещались со скоростью c . Это может быть достигнуто при использовании пучков, у которых фазовые и амплитудные фронты наклонены относительно соответствующих плоскостей, перпендикулярных волновым векторам (формирование наклона осуществляется, например, при наклонном падении лазерного излучения на дифракционную решетку [7]). При этом распространение лазерного импульса происходит в отличном от нормали к фазовому фронту направлении. Угол между волновым вектором каждого импульса и его фронтами должен быть выбран таким, чтобы скорость движения ловушек была равна c (угол между фронтами импульса и плоскостью, перпендикулярной его волновому вектору, обозначен буквой β на рис. 1, *б*).

Предполагается, что в выбранной системе координат один из пяти лазерных импульсов, используемых для ускорения электронов, распространяется по оси z . Углы в плоскости yz между волновыми векторами пяти интерферирующих импульсов составляют 72° (рис. 1, *a*). Эти импульсы пересекаются в начале системы координат. Волновые векторы лазерных импульсов могут быть наклонены под некоторым углом к оси z в плоскости xz . Пусть α – угол между волновым вектором импульса и осью z в этой плоскости. Тогда для распространения ловушек заряженных

частиц по оси x со скоростью c должно выполняться соотношение $\beta = \alpha/2 + \pi/4$.

При интерференции полей лазерных импульсов, характеризуемых указанными выше параметрами, образуются оптические ловушки заряженных частиц, которые перемещаются со скоростью света вдоль оси x в выбранной системе координат. Количество ловушек (в ряду вдоль оси x) зависит от длительности лазерных импульсов. Электромагнитное поле максимально в центральных ловушках образующейся серии. Результирующее ускоряющее частицы электрическое поле в ловушке направлено по оси x . Напряженность электрического поля в соседних ловушках – знакопеременная величина. Напряженность магнитного поля в центре ловушки близка к нулю, а на границах между ловушками – максимальна. Магнитное поле удерживает частицы в поперечных относительно оси x направлениях от центра ловушки. В случае схемы ускорения заряженных частиц, в которой используется большое количество лазерных пучков, магнитное поле может быть достаточно близким к осесимметричному.

Под действием полей интерферирующих лазерных импульсов заряженные частицы с различными начальными положениями смещаются к оси x , где напряженность магнитного поля близка к нулю. Электрическое поле в ловушке ускоряет захваченные заряженные частицы вдоль оси x , магнитное поле удерживает частицы, отклоняющиеся от оси x в поперечном направлении. В ловушки последовательно попадают частицы с различными начальными смещениями как по оси x , так и перпендикулярно ей. Отметим, что частицы, изначально смещенные в отрицательном направлении оси x , ускоряются более эффективно за счет большей длины ускорения. Благодаря использованию полей описанной выше конфигурации сжатие электронного пучка происходит по всем пространственным координатам, а все захватываемые электроны ускоряются до примерно одной и той же кинетической энергии.

В связи с тем, что в первых ловушках, перемещающихся вдоль оси x , напряженность поля небольшая и недостаточная для ускорения и захвата частиц, эти ловушки частицы проскакивают. В следующих ловушках напряженность поля значительно больше, при этом частицы ускоряются до больших скоростей в направлении перемещения ловушек. В то же время электроны не попадают в ловушки с максимальным потенциалом, т. к. в ловушках с несколько меньшей интенсивностью их скорость достигает скорости, близкой к скорости света c , с которой перемещаются ловушки.

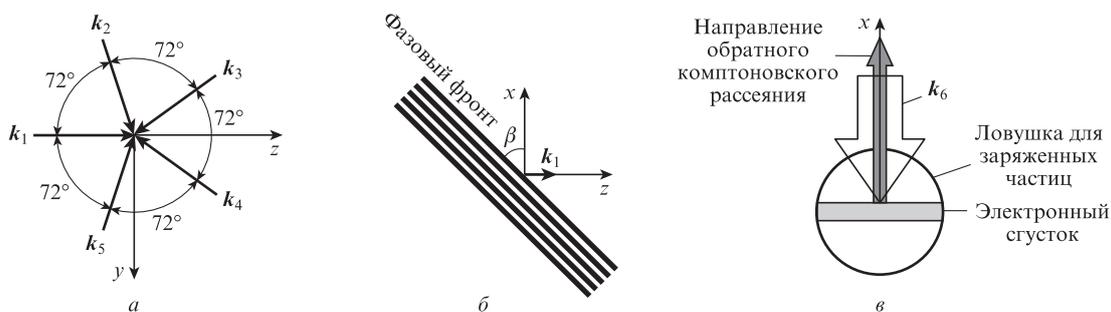


Рис. 1. Схема сложения лазерных импульсов с волновыми векторами $k_1 - k_5$ в плоскости yz (*a*), изображение наклонного фазового фронта одного из лазерных импульсов (*б*) и схема обратного комптоновского рассеяния лазерного импульса с волновым вектором k_6 на электронном сгустке в ловушке (*в*).

При взаимодействии ускоренного электронного сгустка с распространяющимся навстречу ему лазерным импульсом, амплитудный и фазовый фронты которого не наклонены, происходит обратное комптоновское рассеяние (рис.1,б). Генерируемые короткие импульсы распространяются вдоль оси x .

3. Уравнения движения

На электрон в поле лазерного излучения действует выскоочастотная сила Лоренца и уравнение движения имеет вид

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

где \mathbf{p} , \mathbf{v} , \mathbf{E} , \mathbf{H} – импульс и скорость частицы, напряженности электрического и магнитного полей соответственно; $e > 0$ – абсолютный заряд электрона. Уравнение (1) дополняется необходимыми начальными условиями для положения и скорости электрона и используется для расчета движения электрона в поле интерферирующих лазерных импульсов.

Расчеты были выполнены для линейно поляризованных пучков с плоскими фазовыми фронтами, распределение поля которых зависит от поперечных координат. Структура электромагнитных полей для таких пучков исследовалась в работе [8].

Выражение для x -компоненты электрического поля пучка с двумя различными поперечными размерами, распространяющегося вдоль оси z в выбранной системе координат (фронты которого не наклонены), имеет вид

$$E_x = E_0(x, y, \xi) \cos \varphi, \quad (2)$$

где $\xi = t - z/c$; $\varphi = (2\pi c\xi/\lambda - \varphi_0)$ – фаза; φ_0 – начальная фаза. Амплитуда поля

$$E_0(x, y, \xi) = E_m \exp\{ -[(\xi - z_d/c)/\tau]^{2s} - (x/\rho_{||})^{2n} - (y/\rho_{\perp})^{2n} \}, \quad (3)$$

где E_m – максимальная напряженность поля; z_d – первоначальный сдвиг импульса относительно положения электрона, обеспечивающий при численном решении плавное включение поля; τ – длительность импульса; $\rho_{||}$ и ρ_{\perp} – поперечные размеры пучков. Параметры s и n определяют соответственно временную форму импульса и его поперечное сечение. В случае, если фронты лазерных пучков отличаются от плоских, в структуре электромагнитных полей учитывается компонента электрического поля вдоль направления волнового вектора. В описанной же выше схеме в результате взаимодействия с полем интерферирующих лазерных импульсов электроны смещаются к оси x , вблизи которой данные компоненты полей нескольких лазерных пучков компенсируются. Таким образом, компонента электрического поля вдоль направления волнового вектора мала.

Интенсивность пучка определяется выражением

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

где усреднение проводится по высокой частоте. Для каждого пучка используется безразмерная интенсивность I_m/I_{rel} ,

где I_m – максимальная интенсивность пучка, а релятивистская интенсивность I_{rel} определяется выражением [9]

$$I_{rel} = m^2 c^3 \omega^2 / (8\pi e^2) = 1.37 \times 10^{18} \lambda^{-2}, \quad (5)$$

где I_{rel} взято в Вт/см², а λ – в микрометрах.

Для лазерного пучка с наклонными амплитудным и фазовым фронтами выражения для полей получаются при введении зависимости параметра ξ от β : $\xi = t - (z + x \tan \beta)/c$. Выражения для полей в случае отклонения пучка от оси z на произвольный угол как в плоскости xz , так и в плоскости yz могут быть легко найдены из (2) и (3) преобразованием системы координат.

Результаты расчетов динамики электрона представлены далее в базовой системе координат, для которой получены выражения (2) и (3).

4. Динамика электрона в поле нескольких интерферирующих лазерных импульсов

Поперечные размеры в перетяжке для каждого из пяти интерферирующих пучков различны. Представляет большой интерес проанализировать зависимость выходной энергии электронов от длины ускорения, т.е. от величины $\rho_{||}$, при сохранении полной энергии лазерного излучения всех интерферирующих пучков. Выполненные расчеты показали, что наиболее эффективного ускорения частиц удастся добиться при увеличении $\rho_{||}$, несмотря на то что напряженность ускоряющего электрического поля в ловушках при этом уменьшается. В расчетах полагалось, что амплитудный и фазовый фронты наклонены под углом $\beta = 45^\circ$ к плоскости, перпендикулярной волновому вектору; это обеспечивает перемещение образующихся ловушек со скоростью c .

Координаты, скорости, ускорения, а также траектории и другие параметры динамики электрона определялись в результате численного решения уравнения (1). Эти расчеты выполнялись для сверхкоротких импульсов с супергауссовыми временными и гауссовыми поперечными профилями. Предполагалось, что импульсы сфокусированы так, что поперечные размеры пучка $\rho_{||}/\lambda = 20000$ и $\rho_{\perp}/\lambda = 2.5$.

Расчеты показывают, что движение электронов в поле нескольких интерферирующих лазерных импульсов можно разделить на два этапа. На первом этапе электроны быстро смещаются в область, непосредственно примыкающую к оси x . В небольшой окрестности около оси x действие поля лазерных импульсов становится практически симметричным относительно этой оси. На втором этапе электроны захватываются ловушкой, образующейся при интерференции лазерных импульсов с наклонными фронтами, и движутся по почти прямой траектории вдоль оси x со скоростью, очень близкой к скорости света c . В ловушку последовательно попадают электроны с различными начальными положениями. Длина вдоль оси x , на которой существует ловушка, составляет $\sim 2\rho_{||} \cos \beta$. Ускоряемые электроны концентрируются в одной из ловушек в небольшой области, образуя сгусток. При релятивистских интенсивностях лазерного излучения в случае $I_m/I_{rel} = 6$ и $\rho_{||} \sim 10^4 \lambda$ размер ускоренного сгустка вдоль оси x равен $\sim 10^{-3} \lambda$. Захваченные ловушкой электроны слегка осциллируют вдоль осей z и y симметрично относительно оси x (рис.2,а). Смещение электронов вдоль оси

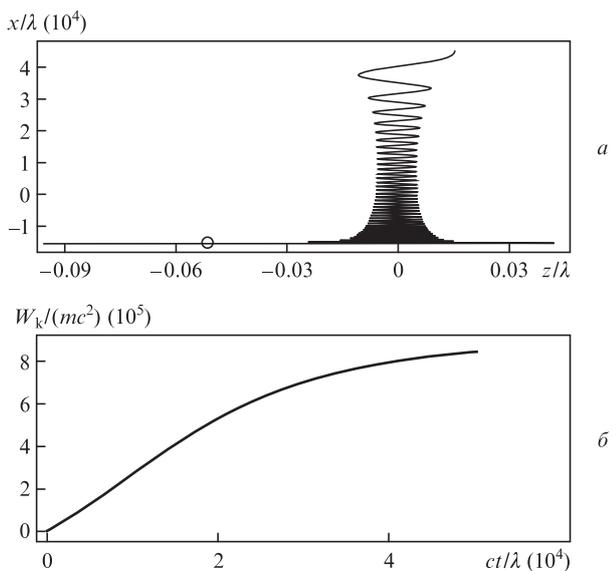


Рис.2. Двумерная траектория движения электрона в безразмерных координатах z/λ , x/λ (а) и временная зависимость кинетической энергии $W_k/(mc^2)$ (б) для $\beta = 45^\circ$. Параметры лазерных импульсов: $s = 2$, $ct/\lambda = 20000$, $\rho_\perp/\lambda = 2.5$, $I_m/I_{rel} = 6$, суммарная энергия 30 Дж. Координаты начального положения электрона (показано кружком на рис.2,а): $x_0/\lambda = -15000$, $y_0/\lambda = 0.1$, $z_0/\lambda = -0.05$.

x за время их взаимодействия с лазерными импульсами значительно превышает амплитуды колебаний электрона по осям z и y (амплитуды осцилляций по этим направлениям составляют несколько сотых длины волны). Магнитное поле ловушки возвращает к оси x отклоняющиеся от нее электроны. В результате происходит сжатие электронного пучка по осям z и y . Поперечный размер образующегося электронного сгустка по этим осям не превышает $\sim 10^{-2}\lambda$.

При ускорении кинетическая энергия электрона плавно возрастает, достигая максимального значения по окончании взаимодействия его с лазерными импульсами (рис.2,б). При релятивистской интенсивности лазерного излучения $\sim 10^{18}$ Вт/см² и продольном размере лазерного пучка в каустике $\sim 10^4\lambda$ приобретаемая электронами кинетическая энергия достигает 440 ГэВ при суммарной энергии всех лазерных пучков 30 Дж.

Начальные смещения заряженных частиц, которые могут быть захвачены ловушками, могут достигать $\sim \rho_\parallel$ по оси x и $\sim \rho_\perp$ по оси y . При различии начальных смещений электронов по оси x на 1000λ значения набираемой энергии различаются не более чем на 2%. В сгусток объемом $10^{-7}\lambda^3$ электроны будут собираться из области с поперечными размерами $\sim \lambda$ и длиной $\sim 10^3\lambda$ (длина, при которой формируемый электронный сгусток является моноэнергетическим). При первоначальной концентрации электронов в ионизированной газовой мишени 10^{15} см⁻³ концентрация электронов в сгустке может быть больше первоначальной в $\sim 10^{10}$ раз, а концентрация 10^{25} см⁻³ превышает критическую для титан-сапфирового лазера. Известно, что при концентрации заряженных частиц сгустка больше критической поле может проникать на расстояние $\sim \lambda/2$. Размеры образующихся электронных сгустков не превышают $\sim 10^{-2}\lambda$. Таким образом, все электроны сгустка будут взаимодействовать с полем интерферирующих лазерных импульсов.

Напряженность электрического поля, в котором движется электрон, на длине ускорения 3 см достигает 18 ТВ/м,

что приблизительно в 200 раз больше напряженности ускоряющего поля в кильватерной волне [10] и в 10^5 раз превышает напряженность ускоряющего поля в традиционных ускорителях. Следует отметить, что ускорение электронов в предложенной схеме до энергии ~ 1 ТэВ возможно на длине ускорения менее 5 см, в то время как размеры традиционных ускорительных установок должны составлять десятки километров для ускорения электронов до сравнимого значения энергии.

Оценки влияния кулоновского взаимодействия между электронами показывают, что даже при их твердотельной концентрации в образующемся в поле интерферирующих импульсов электронном сгустке сила, с которой лазерное поле воздействует на электроны при интенсивности лазерных импульсов $\sim 10^{18}$ Вт/см² много больше силы кулоновского взаимодействия между ними. Концентрация электронов в сформированном сгустке не будет превышать 10^{25} см⁻³. Для указанных размеров сгустка и концентрации электронов при использованных в расчетах параметрах лазерного излучения все образующие сгусток электроны продолжают взаимодействовать с полем стоячей волны.

5. Генерация коротких гамма-импульсов

Динамика электронов, ускоренных с использованием описанного выше метода, может быть охарактеризована следующим образом: траектории каждого электрона образующегося сгустка близки к прямолинейным, скорость каждого электрона близка к скорости света c , продольный размер электронного сгустка не превышает длину волны лазерного излучения. Достижение таких условий приводит к тому, что при взаимодействии сжатого электронного сгустка с распространяющимся навстречу ему лазерным импульсом происходит генерация гамма-излучения с малой угловой расходимостью и длительностью импульса, много меньшей длительности лазерного импульса. В момент генерации гамма-квантов в результате обратного комптоновского рассеяния вероятность столкновения электрона с другой частицей мала.

Выражение для расчета энергии генерируемых гамма-квантов E_γ (легко получаемое из работы [11]) имеет вид

$$E_\gamma = E_{las} \frac{1 - (v/c)\cos\theta}{1 - (v/c)\cos(\theta - \phi) + (E_{las}/E_e)(1 - \cos\phi)}, \quad (6)$$

где E_e – энергия ускоренных электронов; E_{las} – энергия первичных фотонов; v – скорость электронов; θ – угол между направлениями распространения фотонов лазерного излучения и пучка электронов; ϕ – угол между направлениями распространения первичных и рассеянных фотонов.

Как следует из выражений для углового распределения (см., напр., [12]), в случае лобового столкновения, когда $\theta = \pi$, генерируемые гамма-кванты распространяются в направлении движения пучка электронов, при этом угловая расходимость определяется выражением $\Delta\phi \approx mc^2/E_\gamma$. В процессе обратного комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских электронах происходит значительная потеря энергии электронов. В предложенной схеме энергия гамма-квантов близка к кинетической энергии электронов: $E_\gamma \approx E_e$. Поскольку в рассмотренном случае энергия электронов составляет 440 ГэВ, расходимость $\Delta\phi \approx 1.2 \times 10^{-6}$ рад.

Согласно [11] выражение для сечения комптоновского рассеяния можно представить в виде

$$\sigma = (3/4)\sigma_T \zeta^{-1}(\ln \zeta + 1/2), \quad (7)$$

где $\zeta = [2h\nu/(mc^2)]\gamma[1 - (v/c)\cos\theta]$; $\sigma_T = (8\pi/3)[e^2/(mc^2)] = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$ – сечение томсоновского рассеяния; $\gamma = E_e/(mc^2)$; ν – частота излучения до рассеяния. При рассеянии фотонов на ультрарелятивистских электронах ($\zeta \gg 1$) сечение комптоновского рассеяния близко к сечению томсоновского рассеяния ($\sigma \approx \sigma_T$), т.е. в системе покоя электрона происходит классическое томсоновское рассеяние [11]. Для используемых в расчетах параметров лазерного излучения, обеспечивающих формирование ускоренного до большой энергии электронного сгустка, и в случае релятивистской интенсивности лазерного импульса, распространяющегося навстречу ускоренному электронному сгустку, 99% электронов с энергией в несколько сотен гигаэлектронвольт генерируют гамма-кванты в результате обратного комптоновского рассеяния. Число излучаемых гамма-квантов близко к числу электронов в сгустке и составляет $\sim 10^5$.

Поскольку продольный размер электронного сгустка много меньше длины волны взаимодействующего с ним дополнительного лазерного импульса и равен $10^{-3}\lambda$, время взаимодействия между ускоренным сгустком и распространяющимся навстречу ему лазерным импульсом составляет единицы аттосекунд. Следовательно, генерируемые гамма-импульсы имеют очень короткую длительность и являются частично когерентными.

Отметим, что одно из преимуществ предложенного метода – возможность регулировать энергию излучаемых электронами гамма-квантов, изменяя параметры лазерных импульсов, в поле которых происходит ускорение электронов.

6. Заключение

Рассмотрена схема генерации гамма-импульсов на сжатых электронных сгустках с большой энергией, формирующихся в оптических ловушках, которые образуются при интерференции нескольких сходящихся в одной точке лазерных импульсов с наклонными амплитудными и фазовыми фронтами. Ловушки перемещаются на расстояния, сравнимые с размером фокального пятна в направлении поляризации. Распределение поля в ловушках одновременно обеспечивает как ускорение электронов в направлении перемещения ловушек, так и сжатие образующегося сгустка по трем пространственным направлениям. Согласно расчетам, при экспериментально реализуемых параметрах лазерных импульсов продольный и попереч-

ный размеры ускоряемого электронного пучка оказываются соответственно на три и два порядка меньше длины волны лазерного излучения, а электроны приобретают энергии в несколько сотен гигаэлектронвольт.

При взаимодействии электронов сжатого сгустка с распространяющимся навстречу ему лазерным импульсом излучаются частично когерентные гамма-импульсы, длительность которых составляет несколько аттосекунд.

Создание гамма-пучков на основе электронных сгустков будет иметь большое значение для развития новых идей и технологий. Гамма-излучение применяется в различных областях техники, в медицине, радиационной химии, сельском хозяйстве, пищевой промышленности и др. Использование гамма-импульсов с очень малой длительностью и малой расходимостью открывает возможности для изучения химических и физических процессов в молекулах, позволяет проводить эксперименты с атомарным разрешением в пространстве и во времени. Частично когерентное монохроматическое гамма-излучение с высокой энергией может применяться для изучения структуры ядер, в медицине для прецизионного облучения опухолей, а также для проведения более широких экспериментальных и теоретических исследований в ядерной физике, астрофизике и т. д.

Работа выполнена в рамках программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и частично поддержана грантом РФФИ № 13-02-01259а.

1. Baldwin G.C., Solem J.C., Gol'danskii V.I. *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 687 (1981).
2. Korobkin V.V., Romanovskiy M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. *Contrib. Plasma Phys.*, **51**, 752 (2013).
3. Korobkin V.V., Romanovskiy M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. *Laser Part. Beams*, **31**, 23 (2013).
4. Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Трофимов В.А., Ширяев О.Б. *Квантовая электроника*, **43**, 232 (2013).
5. Amiranoff F., Baton S., Bernard D., Cros B., Descamps D., Dorchie F., Jacquet F., Malka V., Marques J.R., Matthieussent G., Mine P., Modena A., Mora P., Moorillo J., Najmudin Z. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 995 (1998).
6. Faure J., Rechatin C., Norlin A., Lifschitz A., Glinec Y., Malka V. *Nature*, **444**, 737 (2006).
7. Wise S., Quetschke V., Deshpande A.J., Mueller G., Reitze D.H., Tanner D.B., Whiting B.F., Chen Y., Tunnermann A., Kley E., Clausnitzer T. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 013901 (2005).
8. Galkin A.L., Korobkin V.V., Romanovskiy M.Yu., Trofimov V.A., Shiryayev O.B. *Phys. Plasmas*, **7**, 073102 (2012).
9. Бочкарев С.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **37**, 273 (2007).
10. Malka V., Fritzler S., Lefebvre E., Audebert P., 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).
11. Milburn R.H. *Phys. Rev. Lett.*, **10**, 75 (1963).
12. Jackson J.D. *Classical Electrodynamics* (New York: Wiley, 1975).