

# Влияние предимпульса на эффективность генерации гамма-излучения при наклонном падении релятивистского лазерного импульса на плоскую мишень

Д.А.Серебряков, Е.Н.Неруш

*Исследовано влияние градиента плотности мишени, возникающего при воздействии предимпульса, на эффективность генерации синхротронного гамма-излучения при наклонном падении лазерного импульса с интенсивностью порядка  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> на плоскую мишень. Показано, что в зависимости от угла падения эффективность генерации гамма-излучения и жесткого рентгеновского излучения и доля поглощенной энергии лазерного импульса могут увеличиваться в 1.3–2 раза по сравнению со случаем однородной мишени с резкой границей. Выявлено, что для не слишком большого размера преплазмы оптимальным является угол падения  $30^\circ$ , а для достаточно большого – случай нормального падения.*

**Ключевые слова:** лазерно-плазменное взаимодействие, генерация гамма-излучения, предимпульс.

## 1. Введение

В настоящее время источники гамма-излучения и жесткого рентгеновского излучения широко применяются в различных областях – от медицины до ядерной физики. Такие источники могут быть основаны на радиоактивном распаде изотопов, на тормозном излучении, возникающем при рассеянии релятивистских электронов на ядрах [1], на синхротронном излучении электронов в магнитном поле [2], а также на обратном комптоновском рассеянии лазерного излучения на пучках релятивистских электронов, полученных в ускорителях [3]. Прогресс лазерных технологий и лазерно-плазменных методов ускорения электронов позволяет избежать использования традиционных электронных ускорителей и создать чисто оптический комптоновский источник высокоэнергетических фотонов [4] или лазерно-плазменный бетатронный источник [5].

Кроме того, в последнее время большое внимание уделяется источникам гамма-излучения и жесткого рентгеновского излучения, основанных на взаимодействии лазерных импульсов с твердотельными мишенями. Их реализация становится возможной с появлением сверхмощных фемтосекундных лазеров, интенсивность электромагнитного поля которых уже сейчас достигает  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, а в ближайшие годы планируется ввод в эксплуатацию еще более мощных установок с ожидаемыми интенсивностями порядка  $10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> [6, 7]. Электромагнитное излучение с подобными интенсивностями, взаимодействуя с веществом, практически полностью ионизует его. При твердотельной плотности мишеней, как правило, лазерный импульс преимущественно отражается от поверхности плазмы, и на поверхности мишени возможна эффективная генерация высоких гармоник лазерного излуче-

ния на основе следующих механизмов: когерентного излучения кильватерной волны (при нерелятивистских интенсивностях лазерного поля) [8] и релятивистски осциллирующего зеркала [9, 10]. В результате этого возможна генерация аттосекундных импульсов на поверхности плазмы [11]. Максимальный номер генерируемых гармоник ограничен минимальной толщиной излучающего слоя электронов, что дает максимальную энергию гармоник в несколько кэВ.

Однако, кроме генерации высоких гармоник (когерентного излучения), при достаточно высоких интенсивностях лазерного поля (порядка  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>) существенной становится и генерация некогерентного синхротронного излучения, энергия фотонов которого лежит в диапазоне сотни кэВ – единицы МэВ. Мощность синхротронного излучения пропорциональна четвертой степени лоренц-фактора движущегося электрона [12], поэтому при росте интенсивности поля и, следовательно, энергии электрона все большая доля лазерной энергии переходит в рентгеновское излучение и гамма-излучение [13, 14]. Помимо интенсивности лазерного излучения, существенное влияние на эффективность генерации высокоэнергетических фотонов оказывают параметры мишени (плотность, геометрические размеры, материал и т. д.).

Одним из основных параметров, влияющих на процесс взаимодействия, является форма границы раздела плазмы и вакуума. Как правило, твердотельные мишени рассматриваются с резкой границей; однако наличие даже слабого предимпульса в условиях реального эксперимента может создавать определенный градиент плотности вблизи границы. В работе [15] методами численного моделирования при интенсивностях лазерного излучения порядка  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> было показано, что при наличии области с градиентом концентрации электронов с характерной толщиной порядка нескольких микрометров эффективность генерации гамма-излучения может повышаться. В настоящей работе проводится детальный анализ влияния неоднородности плотности вещества на испускание высокоэнергетических квантов для случаев нормального и наклонного падения лазерного импульса.

Д.А.Серебряков, Е.Н.Неруш. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: dms@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 6 февраля 2017 г.

## 2. Описание процесса взаимодействия

Известно, что характеристики релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия сильно зависят от соотношения между концентрацией электронов в плазме  $n_e$  и безразмерной амплитудой лазерного поля  $a_0 = eE/(mc\omega)$ , где  $\omega = 2\pi c/\lambda$  – центральная частота поля,  $c$  – скорость света,  $m$  и  $e > 0$  – масса и заряд электрона соответственно. Характерной концентрацией, разграничивающей разные режимы взаимодействия, является релятивистская критическая концентрация  $n_{\text{cr,rel}}$ , которая в  $a_0$  раз больше критической концентрации в линейном приближении  $n_{\text{cr}} = m\omega^2/(4\pi e^2)$ . Если концентрация электронов превышает релятивистскую критическую, то плазма оказывается непрозрачной для лазерного импульса, и он преимущественно отражается. В противном случае импульс проникает в толщу мишени и сильно поглощается, если мишень имеет достаточную толщину. Данный критерий является приближенным – он основан на том, что масса релятивистского электрона больше массы покоя в  $\gamma$  раз ( $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$  – релятивистский лоренц-фактор электрона), а при  $a_0 \gg 1$  фактор  $\gamma$  обычно оказывается порядка  $a_0$ . Большая часть поглощенной энергии идет на нагрев электронов, которые затем синхротронно излучают рентгеновские фотоны. Ионы не успевают набирать значительную энергию на фемтосекундных временных масштабах, поэтому их динамика, как правило, качественно не влияет на процесс взаимодействия. Таким образом, для получения максимального энергетического выхода гамма-квантов требуется, чтобы лазерный импульс максимально поглощался. Для этого необходимо использовать мишени с концентрацией электронов не выше релятивистской критической, т. к. в противном случае эффективность генерации гамма-фотонов будет сильно снижаться [16].

Для большинства твердых тел концентрация электронов при полной ионизации находится в диапазоне  $(150 - 1000)n_{\text{cr}}$ . Следовательно, для реализации условий максимального поглощения лазерного импульса твердотельной мишенью необходим лазерный импульс с  $a_0 > 150$ . Таких лазеров в настоящее время не существует (хотя в ближайшее десятилетие, как предполагается, данный порог будет преодолен на установках ELI [17]). Поэтому для повышения эффективности генерации гамма-излучения требуется уменьшать электронную плотность плазмы. Одним из направленных на это методов является использование структурированных мишеней, таких как азрогели и «наностержни». За счет неоднородности мишеней плотность сформированной плазмы может быть в десятки и сотни раз меньше, чем у вещества, из которого состоит твердая фаза мишени. Однако подобные мишени достаточно сложны в изготовлении, а наличие неоднородности плотности может качественно изменять процесс взаимодействия.

Другим способом уменьшения концентрации электронов плазмы является создание градиента концентрации вблизи поверхности мишени. Часто градиент возникает естественным образом при облучении твердотельной мишени лазерным импульсом из-за наличия предимпульса. В лазерной физике предимпульс обычно считается паразитным эффектом, от которого стремятся избавиться; однако в отдельных случаях он может играть положительную роль. Предимпульс, имея значительно меньшую интенсивность, чем основной импульс, разогревает и частично ионизует вещество вблизи поверхности

мишени. К моменту прихода основного импульса разогретая плазма может оказаться распределенной в пространстве вплоть до нескольких десятков микрометров от первоначального положения границы мишени.

Кроме выбора оптимальной концентрации электронов, для повышения эффективности поглощения лазерного импульса плазмой (и, следовательно, для генерации рентгеновского излучения и гамма-излучения) также можно использовать наклонное падение р-поляризованных лазерных импульсов. Данный режим позволяет увеличить примерно в 1.5 раза эффективность генерации гамма-излучения [18]. Представляет интерес исследовать, как изменится эффективность генерации рентгеновских фотонов и гамма-фотонов и поглощение лазерной энергии, если комбинировать наклонное падение лазерного импульса и наличие градиента плотности плазмы при интенсивностях лазерного излучения порядка  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>, что и является целью настоящей работы.

## 3. Численное моделирование

При проникновении лазерного импульса в слой плазмы, имеющий градиент концентрации, происходит релятивистская самофокусировка лазерного импульса, что приводит к его каналированию. В результате этого интенсивности поля на переднем фронте лазерного импульса возрастает, а концентрация электронов уменьшается за счет действующей на них эффективной пондеромоторной силы. Это также влияет на эффективность генерации высокоэнергетичных фотонов. Поэтому детальное исследование процесса требует привлечения методов численного моделирования даже в случае нормального падения лазерного импульса.

Как показано в [15], при нормальном падении наличие градиента концентрации сильно увеличивает мощность генерируемого гамма-излучения. Оптимальный размер неоднородности концентрации электронов, приводящий к максимальной мощности гамма-излучения, составлял около 10–15 длин волн лазерного излучения. Однако даже при толщине слоя с градиентом концентрации в несколько длин волн рост поглощения лазерного импульса и эффективности генерации высокоэнергетичных фотонов был замечен.

Для моделирования процесса взаимодействия релятивистского лазерного излучения с веществом нами использовался трехмерный код [19], в котором применяется пространственный метод «частиц в ячейках» (particle-in-cell, PIC). В код включен модуль, описывающий излучение высокоэнергетичных фотонов методом Монте-Карло (фотоны жесткого рентгеновского диапазона и гамма-диапазона, длина волны которых много меньше шага сетки, рассматриваются как квазичастицы). Вероятность испускания фотона описывается квантово-электродинамическими формулам (см. «альтернативный» метод из [20]), что позволяет с хорошей точностью моделировать лазерно-плазменное взаимодействие в очень широком диапазоне интенсивностей лазерного поля (вплоть до  $a_0 \approx 10000$ ). Процесс генерации высокоэнергетичных фотонов считается полностью некогерентным, поскольку характерные частоты синхротронного излучения  $\omega_{\text{sync}} \approx c\gamma^3/R$  ( $R$  – локальный радиус кривизны траектории) в рассматриваемой задаче находятся в диапазоне, соответствующем энергиям от десятков кэВ до единиц МэВ, и длины волн испускаемых фотонов оказываются много меньше-

ми расстояния между излучателями (которые распределены в пространстве случайно). Более подробно особенности используемого кода описаны в [14] (разд.2).

В качестве мишени при численном моделировании был задан плазменный слой толщиной 4 мкм с постоянными концентрациями электронов и ионов (в одном случае) или с линейно нарастающими по координате  $x$  (мишень расположена в плоскости  $yz$ ) концентрациями электронов и ионов (в другом случае). Толщина мишени  $x_g$  в последнем случае задавалась равной 4 или 8 мкм. Для расчетов в случае однородной плазмы концентрация составляла порядка 40%–80% от релятивистской критической: в предыдущих работах [18, 21] было показано, что именно в этом диапазоне концентраций гамма-кванты излучаются наиболее эффективно. Для расчетов в случае мишеней с градиентом концентрации максимальное ее значение было равно  $0.9_{\text{кр.рел}}$ : этого, как выяснилось, достаточно для того, чтобы лазерный импульс практически не проходил через мишень насквозь. Дальнейшее повышение максимальной концентрации в численных расчетах нецелесообразно, т.к. приводит лишь к смещению влево точки, где концентрация электронов оказывается порядка релятивистской критической и в окрестности которой происходит эффективное отражение.

Первая серия численных экспериментов проводилась для лазерного импульса с пиковой интенсивностью  $8.3 \times 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> (амплитуда  $a_0 = 55$ ). Такая интенсивность в настоящее время достигнута на многих петаваттных установках по всему миру [22]. Лазерный импульс имел р-поляризацию и огибающую  $\cos^2(\pi x/2\sigma_{x,r})$  ( $2\sigma_x$  и  $2\sigma_r$  – длина и поперечный размер импульса соответственно), что представляет собой ограниченное в пространстве приближение гауссовой огибающей. Радиус пучка лазерного импульса  $\sigma_r$  равнялся 3 мкм, длительность импульса составляла 30 фс ( $\sigma_x = 4.5$  мкм). Центральная длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1$  мкм. Угол падения лазерного импульса брался равным 0, 18°, 30° и 45°. Шаг пространственной сетки при численном моделировании составлял  $0.015\lambda$  по координате  $x$  и  $0.1\lambda$  по поперечным координатам (используемый для решения уравнений Максвелла алгоритм NDFX [23] предполагает выделенность направления вдоль оси  $x$ ), число частиц в ячейке бралось равным двум (тестовые расчеты с меньшим шагом и большим числом частиц в ячейке не выявили видимых различий в результатах). На рис.1 приведены распределения плотности энергии электромагнитных полей, концентрации электронов и высокоэнергетичных фотонов, найденные при численном моделировании для  $\theta = 30^\circ$  и  $x_g = 4\lambda$  в разные моменты времени  $t$ .

Полученными из моделирования энергетическими характеристиками являются коэффициент максимального поглощения энергии лазерного поля

$$\mu = \frac{W_{\text{abs}}}{W_0} = \frac{W_{\text{field}}|_{t=0} - \min_t W_{\text{field}}}{W_{\text{field}}|_{t=0}} \quad (1)$$

и эффективность генерации высокоэнергетичных фотонов

$$\eta = \frac{W_{\text{ph}}}{W_0} = \frac{\sum \hbar\omega_x|_{t=t_{\text{end}}}}{W_{\text{field}}|_{t=0}}, \quad (2)$$

где  $W_{\text{field}}$  – суммарная энергия «низкочастотных» (численно описываемых как волны) электромагнитных полей в

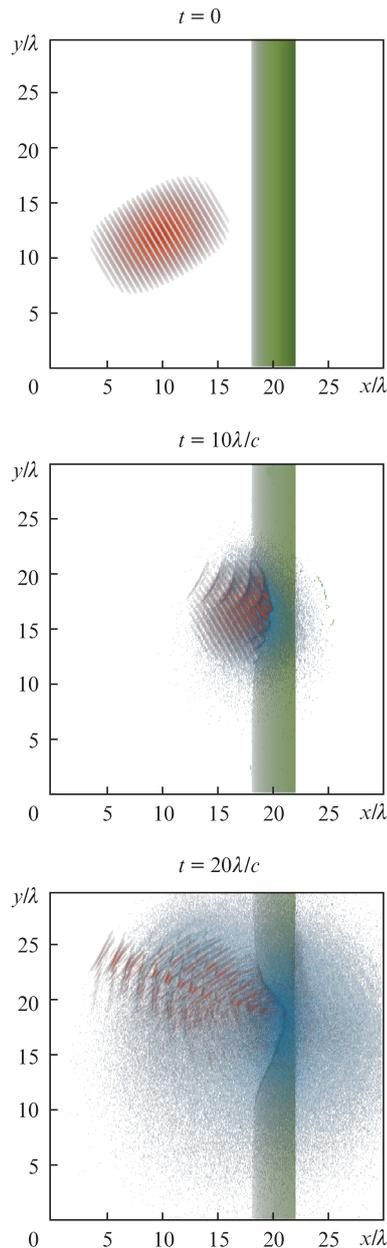


Рис.1. Результаты численного трехмерного PIC-моделирования наклонного падения лазерного импульса при  $a_0 = 55$  на слой плазмы, имеющий градиент концентрации: распределения плотности энергии электромагнитного поля (красный цвет), концентрации электронов (зеленый цвет) и концентрации высокоэнергетичных фотонов (голубой цвет). Цветной вариант рис.1 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

области моделирования;  $\omega_x$  – частота полученного методом Монте-Карло высокоэнергетичного фотона;  $t_{\text{end}}$  – момент времени окончания расчетов. Разница в определениях  $\mu$  и  $\eta$  обусловлена тем, что энергия высокоэнергетичных фотонов является практически монотонной функцией времени (вероятность поглощения фотонов электронами при рассматриваемых параметрах задачи пренебрежимо мала). Энергия электромагнитного поля не монотонно зависит от времени: как правило, ее минимум совпадает с моментом проникновения лазерного излучения в плазму на максимальную глубину. Необходимо отметить, что часто в задачах рассматривают коэффициент поглощения лазерного излучения, равный отношению поглощенной энергии к полной энергии излучения в кон-

це расчета; использование такой величины более оправданно с точки зрения эксперимента, однако ее точное определение при численном моделировании требует увеличения времени моделирования и размеров расчетной области. Поэтому представляется возможным проводить измерение величины  $\mu$  и из этого делать выводы о степени поглощения лазерного излучения.

На рис.2 приведены зависимости от угла падения  $\theta$  коэффициента поглощения лазерного поля  $\mu$  и эффективности генерации высокоэнергетичных фотонов  $\eta$ . Данные получены как для мишени с градиентом концентрации ( $x_g = 4\lambda$  и  $8\lambda$ ), так и для мишени с однородной концентрацией (концентрации равны  $20n_{cr}$  и  $40n_{cr}$ , что составляет  $0.36n_{crrel}$  и  $0.72n_{crrel}$  соответственно). Можно видеть, что наличие преплазмы заметно улучшает как эффективность поглощения лазерного импульса, так и эффективность генерации рентгеновских квантов и гамма-квантов. При этом более плавный профиль концентрации соответствует большей эффективности.

Нетривиальными оказываются зависимости  $\mu$  и  $\eta$  от угла падения  $\theta$ . Для плазмы без градиента концентрации и с толщиной градиентного слоя 4 мкм увеличение угла падения до  $30^\circ$  приводит к росту поглощения и эффективности генерации высокоэнергетичных фотонов. Оптимальное значение угла  $\theta$ , равное  $30^\circ$ , соответствует полу-

ченному в более ранних работах [18, 24], при дальнейшем увеличении  $\theta$  эффективность снижается. При  $x_g = 8$  мкм, напротив, оптимальным является случай нормального падения ( $\theta = 0$ ), а при наклонном падении эффективность несколько уменьшается. В целом необходимо отметить, что введение градиента концентрации вызывает повышение эффективности поглощения примерно на 30% – 50%.

Физические причины, приводящие к различным зависимостям  $\mu(\theta)$  и  $\eta(\theta)$  для случаев резкого и плавного профилей плотности, могут быть следующими. При наклонном падении р-поляризованного импульса на резкую границу плазмы рост эффективности поглощения обусловлен появлением нормальной к поверхности компоненты электрического поля лазерного излучения  $E_x$ , что обуславливает «вырывание» электронов из поверхности мишени и более эффективное их взаимодействие с лазерным полем [25]. При наличии небольшого градиента (и, следовательно, плавного профиля концентрации) вклад этого эффекта снижается, в результате чего наклонное падение не оказывается более выигрышным по сравнению с нормальным. Однако выяснение точных причин изменения характера зависимостей  $\mu(\theta)$  и  $\eta(\theta)$  требует более детального анализа.

Аналогичная серия численных экспериментов была проведена также для лазерного импульса с амплитудой, увеличенной в четыре раза ( $a_0 = 220$ ,  $I = 1.33 \times 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>), и с пропорционально увеличенной концентрацией мишени (в соответствии с законами подобия [26] это не меняет режим лазерно-плазменного взаимодействия). Результаты расчетов (зависимости  $\mu(\theta)$  и  $\eta(\theta)$ ) приведены на рис.3. Как и при  $a_0 = 55$ , наблюдается рост коэффициента поглощения и эффективности генерации гамма-квантов, причем возрастание эффективности при  $a_0 = 220$  оказывается даже выше – она увеличивается в 1.5–2 раза (по сравнению с мишенью без преплазмы). Также можно видеть, что монотонное снижение эффективности с ростом  $\theta$  при плавном профиле плотности более не прослеживается, однако различие значений при разных углах невелико. Это может быть объяснено тем, что абсолютное значение градиента  $dn_e/dx$  в четыре раза меньше, чем в аналогичных расчетах при  $a_0 = 55$ . Вероятно, при дальнейшем увеличении  $x_g$  до нескольких десятков длин волн можно было бы также наблюдать изменение характера зависимостей  $\mu(\theta)$  и  $\eta(\theta)$ ; однако соответствующие расчеты требуют в несколько раз больших вычислительных ресурсов, большей памяти и т. д. В будущем данный случай планируется исследовать более подробно.

При взаимодействии сверхмощного лазерного импульса с плазмой синхротронное излучение практически всегда генерирует высокоэнергетичные фотоны с широким спектром. На рис.4 представлены спектры рентгеновских квантов и гамма-квантов при  $a_0 = 55$  и 220. Они являются типично синхротронными, с довольно широким максимумом в области низких энергий (порядка десятков кэВ для  $a_0 = 55$  и порядка сотен кэВ–единиц МэВ для  $a_0 = 220$ ), а затем достаточно быстро спадают. Таким образом, если определить границу между рентгеновским диапазоном и гамма-диапазоном в 100 кэВ, то можно видеть, что существенная часть энергии синхротронного излучения при  $a_0 = 55$  и большая ее часть при  $a_0 = 220$  лежат в гамма-диапазоне. Необходимо отметить, что вид спектра практически не зависит от того, однородна ли плазма. Источники жесткого рентгеновского излучения и гамма-излучения, имеющие широкий спектр, могут быть

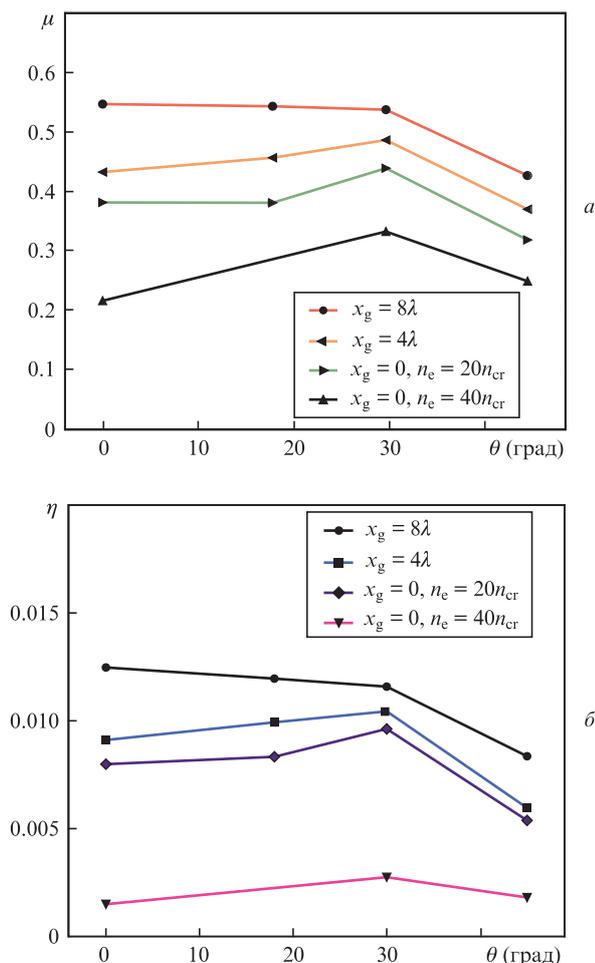


Рис.2. Доля поглощенной энергии лазерного импульса  $\mu$  (а) и эффективность генерации высокоэнергетичных фотонов  $\eta$  (б) в зависимости от угла падения р-поляризованного лазерного импульса при  $a_0 = 55$ . Концентрация электронов мишени линейно меняется от 0 до  $50n_{cr}$  при изменении  $x_g$  либо постоянна (при  $x_g = 0$ ).

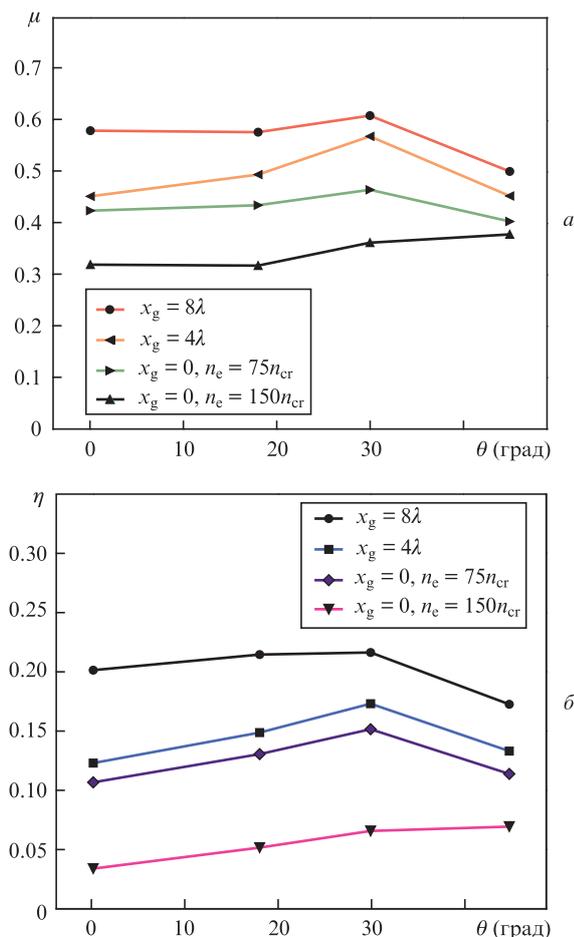


Рис.3. Доля поглощенной энергии лазерного импульса  $\mu$  (а) и эффективность генерации гамма-квантов  $\eta$  (б) в зависимости от угла падения р-поляризованного лазерного импульса при  $a_0 = 220$ . Концентрация электронов мишени линейно меняется от 0 до  $200n_{cr}$  при изменении  $x_g$  либо постоянна (при  $x_g = 0$ ).

полезны для различных приложений, например при детектировании радиоактивных изотопов, в дефектоскопии и т. д.

Также представляет интерес проанализировать, как меняются диаграммы направленности гамма-излучения при наличии градиента концентрации электронов. На рис.5 приведены диаграммы направленности в плоскости  $xu$  (совпадающей с плоскостью поляризации лазерного импульса) для нормального и наклонного (под углом  $\theta = 30^\circ$ ) падения. Видно, что появление градиента концентрации слабо влияет на вид диаграммы направленности, ко-

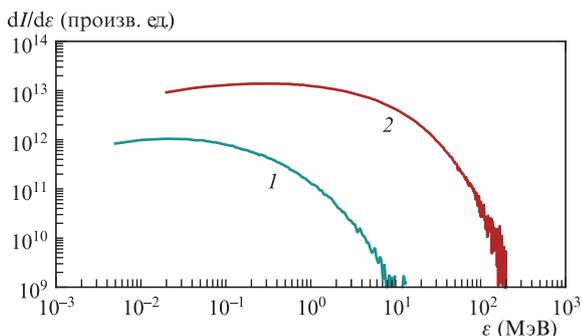


Рис.4. Типичные спектры высокоэнергетических фотонов, полученные при численном моделировании для  $a_0 = 55$  (1) и  $220$  (2).

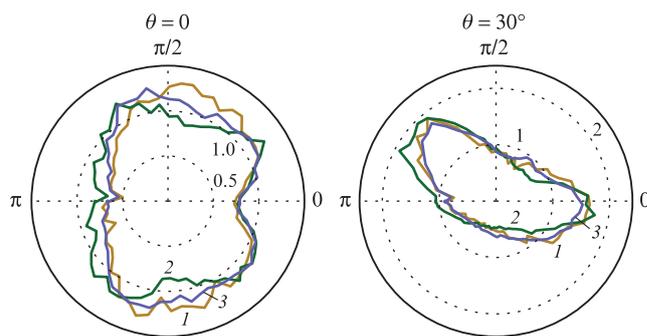


Рис.5. Диаграммы направленности гамма-излучения в плоскости поляризации лазерного импульса при  $a_0 = 220$  для нормального и наклонного (под углом  $\theta = 30^\circ$ ) падения при  $x_g = 0$  (1), 4 (2) и 8 мкм (3). Каждое значение на диаграмме (для углов от 0 до  $2\pi$ ) равно отношению энергии излучения в данном направлении к аналогичной величине для изотропного излучения (изолинии этого отношения показаны штриховыми окружностями).

торый в основном определяется углом падения лазерного импульса. При нормальном падении диаграмма направленности симметрична. При наклонном падении появляется главный максимум в направлении, примерно соответствующем направлению отражения лазерного импульса, а также побочный максимум, направленный вдоль оси  $x$  (ортогонально поверхности). При этом гамма-излучение образует довольно узкие пучки: их угловая ширина составляет около  $20^\circ - 30^\circ$  (угловой разброс импульса фотонов вдоль оси  $z$ , не указанный на рис.5, также не превышает  $20^\circ - 30^\circ$ ), что делает данный режим более востребованным для потенциальных практических приложений.

### 4. Заключение

Проведенное моделирование показывает, что учет неоднородности плотности плазмы при рассмотрении задачи генерации жестких рентгеновских фотонов и гамма-фотонов при взаимодействии лазерного излучения с интенсивностью порядка  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> с твердотельными мишенями действительно важен. В подтверждение результатов, полученных в [15], продемонстрировано, что при наличии градиента концентрации электронов плазмы эффективность генерации синхротронного излучения возрастает. Однако наиболее важным результатом работы является определение зависимостей эффективности поглощения лазерной энергии и эффективности генерации высокоэнергетических фотонов от угла падения лазерного излучения при таких интенсивностях. В частности, показано, что при резком профиле концентрации оптимальным углом падения р-поляризованного импульса является угол  $\theta = 30^\circ$  (как и в случае резкой границы плазмы), а для более плавного профиля случай нормального падения может быть более выигрышным с точки зрения эффективности генерации высокоэнергетических фотонов. По-видимому, смена характера зависимости происходит из-за того, что механизм Брунеля [25], обуславливающий рост эффективности генерации при наклонном падении на резкую границу плазмы, перестает работать, когда размеры неоднородности плазмы растут.

Таким образом, наличие преимпульса может повышать эффективность генерации гамма-излучения при взаимодействии лазерного излучения с интенсивностью порядка  $10^{22} - 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> с твердотельными мишенями, и в

зависимости от его мощности и длительности (влияющих на величину градиента концентрации) можно подобрать оптимальный угол падения. Это является важным результатом, полезным для возможных экспериментов с реальными мишенями.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» и гранта РФФИ №15-02-06079.

1. Wagner A., Beyer R., Erhard M., Grosse E., Hartmann A., Junghans A., Kosev K., Mallion S., Nair C., Nankov N., et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **31**, S1969 (2005).
2. Bilderback D.H., Elleaume P., Weckert E. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **38**, S773 (2005).
3. Weller H.R., Ahmed H.R., Gao H., Tornow W., Wu Y.K., Gai M., Miskimen R. *Progr. Part. Nucl. Phys.*, **62**, 257 (2009).
4. Phuoc K.T., Corde S., Thauray C., Malka V., Tafzi A., Goddet J.P., Shah R.C., Sebban S., Rousse A. *Nat. Photonics*, **6**, 308 (2012).
5. Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Phys. Rev. E*, **75**, 057401 (2007).
6. Papadopoulos D., Le Blanc C., Chériaux G., Georges P., Mennerat G., Zou J.P., Mathieu F., Audebert P. *Proc. Advanced Solid State Lasers 2013 Conf.* (Paris, 2013, ATu3A).
7. Zamfir N.V. *EPJ of Web Conferences*, **66**, 11043 (2014).
8. Quere F., Thauray C., Monot P., Dobosz S., Martin Ph. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 125004 (2006).
9. Bulanov S.V., Naumova N.M., Pegoraro F. *Phys. Plasmas*, **1**, 745 (1994).
10. Dromey B., Zepf M., Gopal A., Lancaster K., Wei M.S., Krushelnick K., Tatarakis M., Vakakis N., Moustazis S., Kodam R., Tampo M., Stoeckl C., Clarke R., Habara H., Neely D., Karsch S., Norreys P. *Nat. Phys.*, **2**, 456 (2006).
11. Черендычек М., Пухов А. *Квантовая электроника*, **46**, 353 (2016).
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
13. Ji L.L., Pukhov A., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Shen B.F., Akli K.U. *Phys. Plasmas*, **21**, 023109 (2014).
14. Nerush E.N., Kostyukov I.Yu., Ji L., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **21**, 013109 (2014).
15. Nakamura T., Koga J.K., Esirkepov T.Zh., Kando M., Korn G., Bulanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 195001 (2012).
16. Артеменко И.И., Голованов А.А., Костюков И.Ю., Кукушкина Т.М., Лебедев В.С., Неруш Е.Н., Самсонов А.С., Серебряков Д.А. *Письма в ЖЭТФ*, **104**, 892 (2016).
17. <http://www.eli-laser.eu/>.
18. Серебряков Д.А., Неруш Е.Н. *Квантовая электроника*, **46**, 299 (2016).
19. Неруш Е.Н., Костюков И.Ю. *Вопросы атомной науки и техники*, **68**, 3 (2010).
20. Elkina N.V., Fedotov A.M., Kostyukov I.Yu., Legkov M.V., Narozhny N.B., Nerush E.N., Ruhl H. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **14**, 054401 (2011).
21. Serebryakov D.A., Nerush E.N., Kostyukov I.Yu. *Phys. Plasmas*, **22**, 123119 (2015).
22. Danson C., Hillier D., Hopps N., Neely D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **3**, e3 (2015).
23. Pukhov A. *J. Plasma Phys.*, **61**, 425433 (1999).
24. Pan K.Q., Zheng C.Y., Wu D., He X.T. *Phys. Plasmas*, **22**, 083301 (2015).
25. Brunel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
26. Gordienko S., Pukhov A. *Phys. Plasmas*, **12**, 043109 (2005).