

Сверхъяркий лазерный источник гамма-излучения на основе бетатронного механизма

О.Е.Вайс, М.Г.Лобок, В.Ю.Быченков

Рассмотрен процесс генерации синхротронного излучения в плазме околоритической плотности в режиме релятивистского самозахвата распространяющегося лазерного импульса применительно к параметрам установки XCELS. Такой режим распространения обеспечивает ускорение электронов с предельно большим суммарным зарядом (на уровне нескольких десятков нанокюлонов) до гигаэлектронвольтных энергий, что определяет очень высокую яркость синхротронного излучения. На основе расчета запаздывающих потенциалов проведены исследования пространственно-временных и спектрально-угловых характеристик вторичного гамма-излучения. Продемонстрировано, что лазерные импульсы установки XCELS позволяют генерировать направленное вторичное излучение с энергией фотонов вплоть до 10 МэВ (и выше) и яркостью, превышающей 10^{23} фотон \cdot с $^{-1}$ \cdot мм $^{-2}$ \cdot мрад $^{-2}$ (при $\Delta\lambda/\lambda = 0.1\%$), которая оказывается больше яркости тормозного гамма-источника для тех же самых параметров лазера. Это открывает перспективы использования бетатронного источника для фазово-контрастной микроскопии глубоко экранированных объектов.

Ключевые слова: лазерно-плазменное ускорение частиц, режим релятивистского самозахвата лазерного импульса, синхротронное излучение, гамма-излучение.

1. Введение

Лазерно-плазменные ускорители электронов, базирующиеся на лазерном кильватерном ускорении (LWFA) [1] либо на прямом лазерном ускорении частиц (DLA) [2], на небольшом расстоянии позволяют получать не только пучки высокоэнергетичных электронов, но и вторичное синхротронное рентгеновское излучение, которое генерируется непосредственно в момент ускорения частиц за счет их поперечных бетатронных осцилляций как в поперечном поле плазменной полости/канала, так и в поле лазерного импульса. Эти источники обладают высокой яркостью благодаря их малому размеру [3], сверхкороткой длительности генерации [4] и низкой расходимости излучения [5]. В то же время их характеристики зависят как от параметров лазерного импульса, так и от режима ускорения частиц, который, в свою очередь, определяется плотностью плазмы. Так, классический bubble-режим кильватерного ускорения реализуется в малоплотной плазме, когда длина плазменной волны λ_p существенно превышает длину лазерного импульса L ($\lambda_p > L$), который выступает только в качестве драйвера и практически не взаимодействует с ускоряемыми частицами [1]. В данной конфигурации частицы ускоряются продольным полем плазменной полости (так называемого пузыря [1, 6]), формируя моноэнергетичный спектр. При этом электроны испытывают бетатронные колебания в индуцированных

поперечных электрических и магнитных полях, что приводит к генерации вторичного синхротронного излучения.

Спектры рентгеновского излучения указанных источников лежат в килоэлектронвольтном диапазоне [7, 8], а их яркость ограничена общим зарядом ускоренных электронов, который обычно составляет не более нескольких сотен пикокулонов. Тем не менее генерируемое синхротронное излучение характеризуется достаточно высокой направленностью с углом расходимости, не превышающим нескольких десятков миллирадиан [5, 9]. В режиме прямого лазерного ускорения длинный лазерный импульс ($\lambda_p < L$) в плотной плазме (с плотностью, близкой к критической) создает плазменный канал, в котором ускоряет частицы, формирующие экспоненциальный энергетический спектр [2]. При таком взаимодействии энергия фотонов вторичного излучения может достигать нескольких мегаэлектронвольт и выше [10]. Однако расходимость данных рентгеновских пучков значительно больше расходимости пучков в режиме кильватерного ускорения и составляет ~ 1 рад [10, 11], из-за чего яркость такого источника уступает результатам, получаемым в режиме кильватерного ускорения электронов [12].

В настоящей работе рассматривается процесс генерации синхротронного излучения в плазме околоритической плотности в режиме релятивистского самозахвата (РСЗ) лазерного импульса [13], когда длина лазерного импульса оказывается близкой к размеру плазменной полости, применительно к параметрам установки XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies). В этом случае распространяющаяся в мишени структура представляет собой плазменную полость, заполненную полем лазерного импульса. Такой режим ускорения электронов является промежуточным между двумя режимами, описанными выше, поскольку электроны испытывают влияние как лазерного импульса, так и продольных и поперечных полей плазменной полости, что приводит к сильным бетатрон-

О.Е.Вайс, М.Г.Лобок, В.Ю.Быченков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л.Духова, Россия, 127030 Москва, Сушеская ул., 22; Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: ovais@lebedev.ru

ным колебаниям, а также к генерации фотонов жесткого рентгеновского излучения – гамма-излучения с высокой яркостью и достаточно низкой расходимостью. Высокая яркость данного источника обусловлена, в том числе, тем, что в плазме с достаточно высокой плотностью ионный резонатор может поддерживать очень высокий заряд инжектируемого сгустка. Так, было показано, что короткий лазерный импульс мощностью 1.2 ПВт может генерировать электронный пучок с зарядом около 27 нКл и энергией свыше 30 МэВ при взаимодействии с плазмой с плотностью, составляющей 30% от критической плотности [14], что сопровождается генерацией яркого синхротронного рентгеновского излучения [15]. Опираясь на результаты [15], для параметров пучка XCELS можно ожидать получения импульса синхротронного излучения с высокой яркостью и энергией гамма-квантов вплоть до 10 МэВ, что и обосновывается в настоящей работе.

2. Постановка (схема) эксперимента

На рис.1 показана принципиальная схема генерации синхротронного излучения. Высокоинтенсивный лазерный импульс распространяется в плазменной мишени околорезонансной плотности, формируя полость, которая движется вместе с лазерным импульсом. Высокая плотность плазмы и наличие лазерного импульса приводят к стохастической лазерно-инициированной самоинжекции электронов в плазменную полость [14]. После этого частицы ускоряются продольным электростатическим полем, осциллируя в поперечном направлении под действием как поперечных полей плазменной полости, так и поля лазерного импульса. В результате бетатронных осцилляций частиц происходит генерация вторичного синхротронного излучения.

Для обеспечения стабильного распространения лазерного импульса в режиме РСЗ радиус R лазерного пучка согласуется с длиной плазменной волны λ_p (определяемой плотностью плазмы) и с безразмерной напряженностью поля:

$$R = \frac{\alpha}{2\pi} \sqrt{a_0} \lambda_p, \quad (1)$$

где $a_0 = eE_{\max}/(mc\omega_{\text{las}})$ – безразмерная амплитуда лазерного импульса; e и m – заряд и масса электрона; c – скорость света; E_{\max} и ω_{las} – максимальная амплитуда электрического поля лазерного импульса и его частота; α – число-

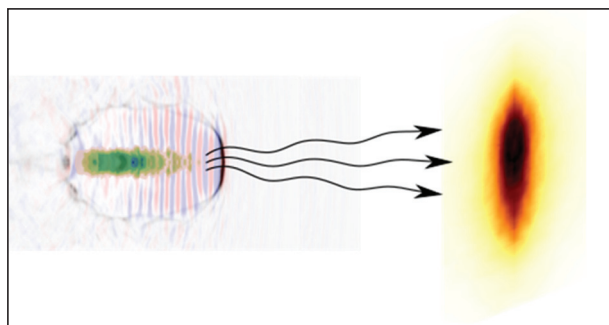


Рис.1. Схема генерации синхротронного излучения в режиме РСЗ лазерного импульса. Лазерный импульс выступает в качестве драйвера для плазменной полости (слева), ускоряющей электроны, которые испытывают бетатронные осцилляции и генерируют вторичное излучение.

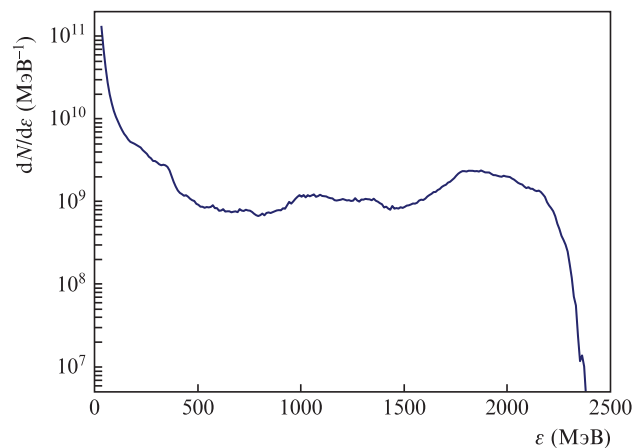


Рис.2. Энергетический спектр электронов, ускоренных плазменной полостью, образованной лазерным импульсом с параметрами, которые мы ожидаем получить на установке XCELS: мощностью 15 ПВт, энергией 400 Дж и длительностью 25 фс. Лазерный импульс сфокусирован в пятно диаметром 10 мкм; ϵ – энергия электронов, N – число электронов.

вой множитель порядка единицы. В этом случае его дифракционная расходимость компенсируется релятивистской нелинейностью, а радиус лазерного пучка практически сохраняется на протяжении многих рэлеевских длин при его распространении внутри плазменной мишени [13]. Данное условие является достаточно устойчивым, поэтому если радиус лазерного пучка в начале взаимодействия отличается не более чем в два раза от определяемого условием (1), то в процессе распространения пучка внутри плазменной мишени его радиус подстраивается под это условие. Устойчивость такого распространения была показана в работе [16]. В рассматриваемом режиме длина лазерного импульса близка к размеру плазменной полости, и в отличие от режимов классического «пузыря» и прямого лазерного ускорения ускоренные электроны с суммарным зарядом до нескольких десятков нанокюлонов формируют платообразный спектр (рис.2) для параметров лазерного импульса, которые планируется получить на установке XCELS [17].

Рассматриваемый режим оказывается привлекательным и с точки зрения синхротронного излучения. Как уже было показано ранее [15], для лазерных импульсов на порядок меньшей мощности критическая частота отсечки спектров вторичного излучения может достигать единиц мегаэлектронвольт, а яркость может превышать 10^{22} фотон \cdot с $^{-1}$ \cdot мм $^{-2}$ \cdot мрад $^{-2}$ (при $\Delta\lambda/\lambda = 0.1\%$), в то время как расходимость излучения будет оставаться на уровне нескольких сотен миллирадиан [15].

3. Моделирование эксперимента

Для исследования характеристик синхротронного излучения, которое может быть сгенерировано на установке XCELS в режиме РСЗ лазерного импульса, были проведены расчеты по взаимодействию лазерного импульса с энергией около 400 Дж (соответствующей ожидаемым значениям для этой установки), взаимодействующего с мишенью околорезонансной плотности. Расчеты проводились с использованием трехмерного PIC-моделирования с помощью высокопроизводительного релятивистского электромагнитного кода VSim (VORPAL [18]). Лазерный импульс, распространяющийся в плазменной

мишени вдоль оси x , был линейно поляризован вдоль оси z . Длина волны лазерного излучения $\lambda_{\text{las}} = 2\pi c/\omega_{\text{las}} = 0.91$ мкм, что отвечает предполагаемой длине волны лазера XCELS. Лазерный импульс длительностью 25 фс (что соответствует пиковой мощности 15 ПВт) имел гауссов пространственно-временной профиль с диаметром фокального пятна по половине интенсивности 10 мкм. Пиковая интенсивность для такой остроты фокусировки оказывается равной 1.32×10^{22} Вт/см², что отвечает безразмерной амплитуде лазерного импульса $a_0 = 89$. Для обеспечения распространения лазерного импульса в плазменной мишени в режиме РСЗ радиус лазерного пучка и плотность мишени должны быть согласованы между собой и соответствовать условию (1), исходя из которого с учетом выбранных параметров лазерного импульса концентрация электронов плазменной мишени составляла $0.115n_c$, где n_c – критическая концентрация плазмы, равная 1.34×10^{21} см⁻³ для рассматриваемой длины волны лазерного излучения. Толщина мишени была близка к длине ионстопления лазерного импульса в плазме указанной концентрации и составляла 455 мкм. Моделирование проводилось методом движущегося окна с шагом пространственной сетки $0.04\lambda_{\text{las}} \times 0.1\lambda_{\text{las}} \times 0.1\lambda_{\text{las}}$ в окне моделирования размером $X \times Y \times Z = 58\lambda_{\text{las}} \times 58\lambda_{\text{las}} \times 58\lambda_{\text{las}}$. Размеры окна моделирования были подобраны таким образом, чтобы расчетная область полностью вмещала в себя распространяющийся в плазме лазерный импульс.

В дальнейшем на основе проведенного расчета были выбраны 3000 случайных частиц, чья энергия превышала 500 МэВ. Траектории таких частиц использовались для анализа спектрально-угловых характеристик генерируемого ими синхротронного излучения. Для этого с помощью релятивистского обобщения формулы Лармора [19]

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \gamma^6 (\dot{\beta}^2 - [\beta \times \dot{\beta}]^2), \quad (2)$$

где $\beta = v/c$ – безразмерная скорость частицы, а γ – гамма-фактор электрона, рассчитывалась мгновенная мощность вторичного излучения P , которая позволяет проанализировать, какие условия и характеристики электронов способствуют усилению генерации вторичного излучения.

Траектории электронов также дают возможность получить угловое распределение мощности вторичного излучения:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c} \frac{[n \times [(n - \beta) \times \dot{\beta}]]^2}{(1 - \beta n)^5}, \quad (3)$$

где n – единичный вектор, указывающий направление наблюдения, а само выражение берется в запаздывающий момент времени (момент излучения). Интегрирование выражения (3) по запаздывающему времени на всей траектории электрона дает полную энергию $dW/d\Omega$, излученную в единицу телесного угла Ω одной частицей, по которой можно судить о направленности вторичного излучения. Его спектральный состав рассчитывается с помощью хорошо известного выражения для спектральной плотности мощности излучения, генерируемого одним электроном [19]:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} \times \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[n \times [(n - \beta) \times \dot{\beta}]]}{(1 - \beta n)^2} \exp\{i\omega[t - nr(t)/c]\} dt \right|^2, \quad (4)$$

где $r(t)$ – радиус-вектор электрона. Рассмотренные выражения относятся к излучению, генерируемому отдельными электронами. Для расчета характеристик вторичного излучения, генерируемого ансамблем частиц, необходимо провести их когерентное (учитывающее спектральную фазу) либо некогерентное суммирование.

На рис.3 показано распределение концентрации частиц внутри ускоряющей плазменной полости для параметров, которые мы планируем получить на установке XCELS и обсуждаем в данном разделе. Продольная (вдоль оси x) длина электронного сгустка оказывается больше 10 мкм, что на много порядков превышает ожидаемую длину волны вторичного излучения. Так, в предыдущей нашей работе [15] для лазерных импульсов меньшей мощности энергия фотонов вторичного излучения достигала 1 МэВ, что отвечало длине волны около 10^{-6} мкм. Частицы оказываются случайно распределен-

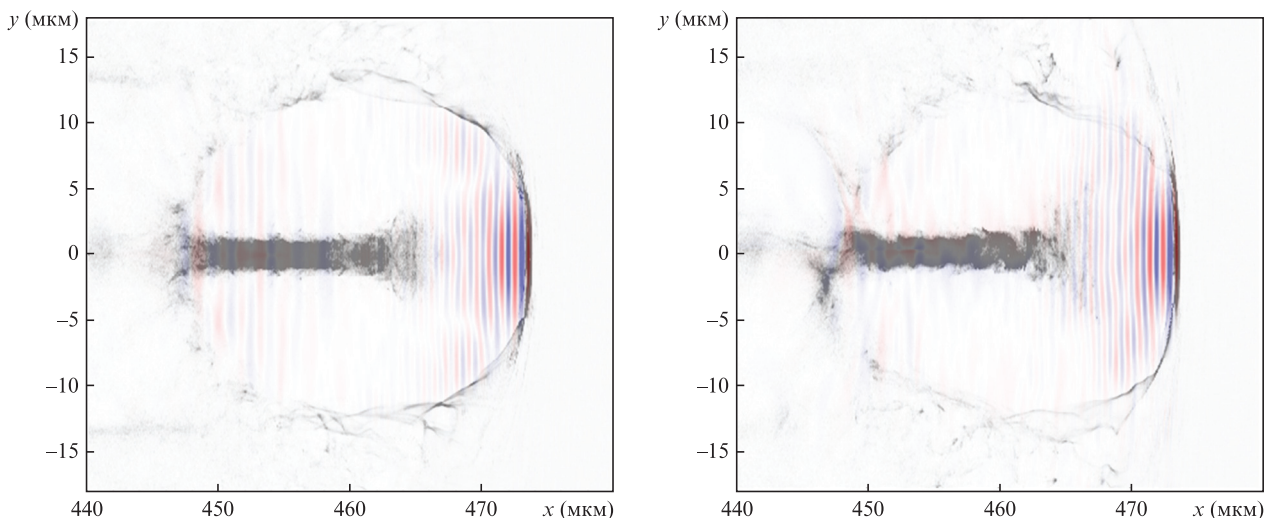


Рис.3. Распределения концентрации электронов (серый цвет) и компоненты поляризации лазерного импульса (красно-синий цвет) в плоскостях xy (при $z = 0$) и xz (при $y = 0$).

ными внутри такого сгустка, в том числе и на масштабе длины волны рентгеновского излучения, что позволяет проводить некогерентное суммирование спектральной плотности мощности вторичного излучения [20], где радиус-вектор частицы входит в экспоненту в подынтегральном выражении.

4. Результаты моделирования

На рис.4 показана динамика энергии ускоряемых электронов, выбранных для исследования синхротронного излучения, при их движении внутри мишени, а также мгновенная мощность вторичного излучения. Видно, что толщина мишени превышает длину дефазировки (расстояние, на котором частица из области ускоряющего поля переходит в область замедления), примерно равную 200 мкм для рассматриваемых лазерно-плазменных параметров. С точки зрения генерации синхротронного излучения толщину мишени следует выбирать исходя из длины истощения лазерного импульса, если эти величины не равны друг другу. Вторичное излучение достигает наибольшей мощности, когда энергия частиц принимает значения вблизи ее максимума как при ускорении электрона,

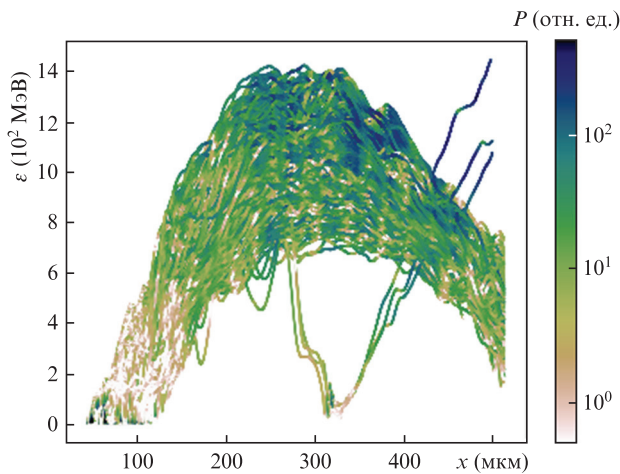


Рис.4. Изменение энергии электронов в процессе их ускорения в плазменной полости, сформированной лазерным импульсом с $a_0 = 89$ внутри мишени с концентрацией $0.115 n_c$, и мгновенная излучаемая мощность.

так и в замедляющей фазе, т.е. при переходе частицы из ускоряющего поля в замедляющее. Если длина истощения существенно превышает длину дефазировки, такие процессы ускорения-замедления будут происходить с частицей неоднократно. Так, из рис.4 видно, что несколько частиц начали повторно набирать энергию. Процессы повторного ускорения и замедления частицы будут также сопровождаться генерацией вторичного излучения, поэтому использование более толстой мишени приведет к увеличению как длительности вторичного излучения, так и коэффициента конверсии.

Для анализа угловых распределений синхротронного излучения введем сферическую систему координат $\vartheta\varphi$, где ϑ – полярный угол, отсчитываемый от оси распространения лазерного импульса x , а φ – азимутальный угол, $\varphi = 0$ и 180° соответствуют направлению поляризации лазерного импульса. В отличие от режима чистого кильватерного ускорения (LWFA), где лазерный импульс выступает как драйвер плазменной полости и не взаимодействует с частицами, что приводит к изотропному φ -распределению как ускоренных электронов, так и синхротронного излучения, в режиме РСЗ линейно поляризованный лазерный импульс участвует в процессе стохастической самоинжекции частиц, а также непосредственно взаимодействует с ускоряемыми частицами, что вызывает анизотропию. Так, на рис.5 показана динамика поперечных компонент импульса частиц p внутри плазменной мишени. Видно, что максимальные значения компоненты p_z почти в два раза превышают амплитуду компоненты импульса вдоль оси y . Синхротронное излучение релятивистских частиц генерируется практически вдоль направления движения частицы в узком конусе с углом раствора $\sim(2\gamma)^{-1} \sim 10^{-4}$ рад [19]. Направление движения частицы определяется вектором ее скорости, который сонаправлен с вектором импульса частицы. Поскольку вдоль оси z импульс частиц достигает больших значений, то и вторичное излучение будет детектироваться под большими углами. Угловое распределение энергии вторичного излучения приведено на рис.6 в полярных координатах, где радиус соответствует углу ϑ в радианах. В направлении поляризации лазерного импульса расходимость пучка вторичного излучения так же, как и для компонент импульса частиц, примерно в два раза превышает расходимость в перпендикулярном направлении:

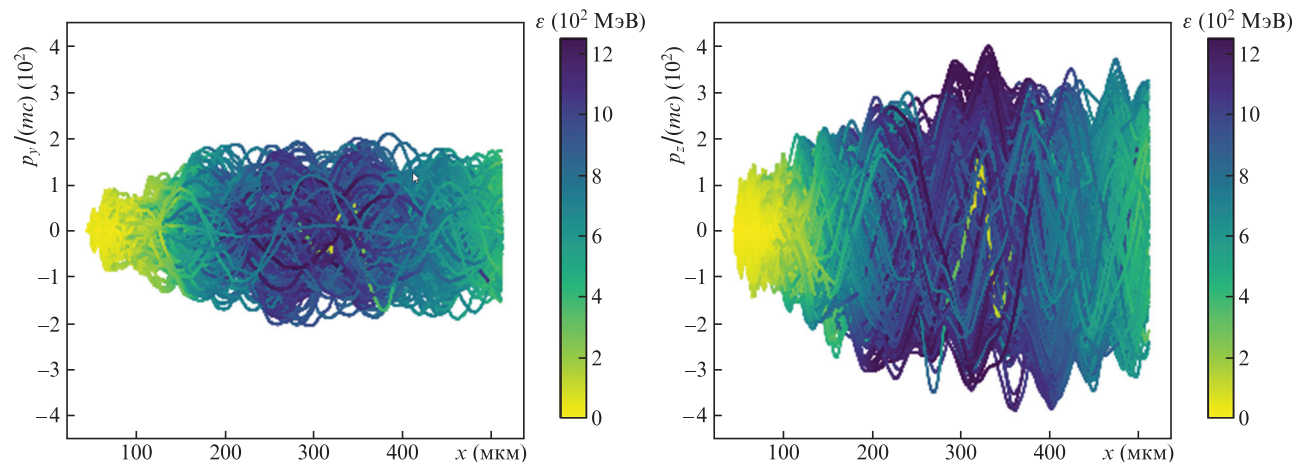


Рис.5. Компоненты p_z и p_y импульса частиц при их ускорении плазменной полостью вдоль оси x , а также энергия частиц в соответствующий момент времени. Ось z отвечает направлению поляризации лазерного импульса.

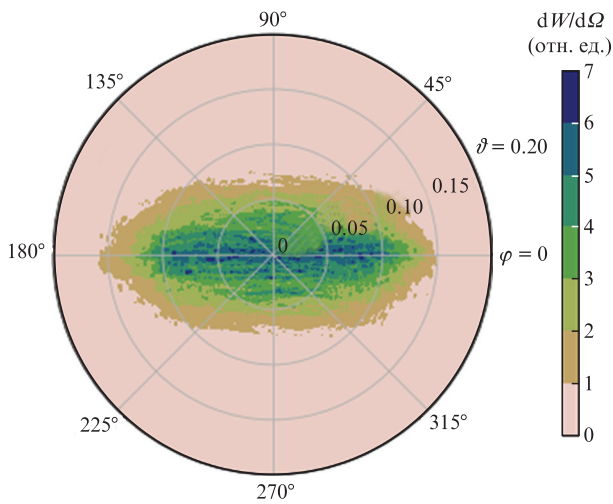


Рис.6. Угловое распределение излученной энергии в полярных координатах, где углом является угол φ (в градусах; $\varphi = 0$ и 180° отвечают направлению поляризации лазерного импульса), а радиус соответствует углу ϑ (в радианах).

полуширина углового распределения по уровню 1/7 (выбран для наглядности) составляет около 150 и 75 мрад соответственно. Последний факт согласуется с предсказаниями, сделанными на основе величины отношения компонент p_z и p_y импульса частиц.

С использованием формулы (4) и некогерентного суммирования спектров вторичного излучения ускоренных частиц были проведены расчеты таких спектров для различных значений угла ϑ в направлении поляризации лазерного импульса, т.е. при $\varphi = 0$ (рис.7). Расчеты показали, что в режиме РСЗ для рассматриваемых лазерно-плазменных параметров ширина спектров вторичного излучения остается практически неизменной внутри угла $\vartheta < 100$ мрад и оказывается равной ~ 10 МэВ по уровню половины от максимума спектральной амплитуды. При $\vartheta = 100$ мрад амплитуда спектрального распределения достигает наибольшего значения, хотя и несущественно (менее чем в два раза) превышающего максимумы амплитуд в других направлениях внутри угла $\vartheta = 100$ мрад.

На рис.8 приведен спектр вторичного излучения в направлении распространения лазерного импульса, рассчитанный по траекториям 3000 случайно выбранных частиц

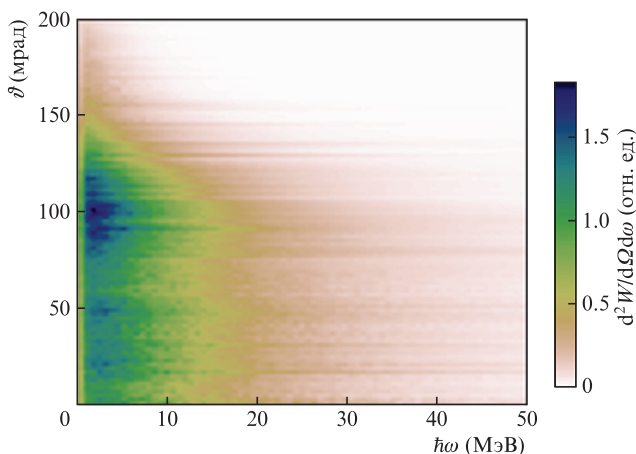


Рис.7. ϑ -распределение спектров синхротронного излучения в направлении поляризации лазерного импульса ($\varphi = 0$).

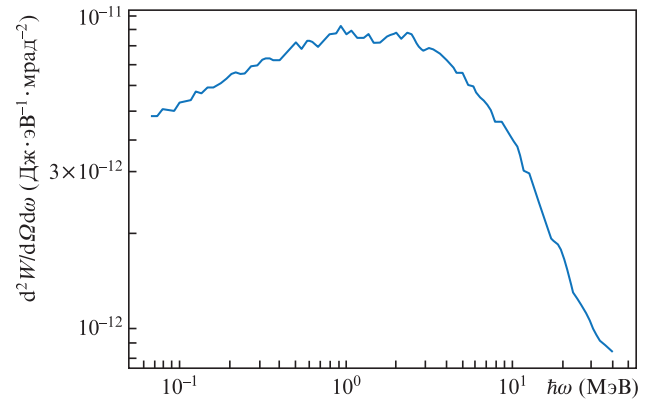


Рис.8. Спектр фотонов синхротронного излучения в направлении распространения лазерного импульса при $\vartheta = 0$ и $\varphi = 0$.

с энергиями более 500 МэВ, в пересчете на полный заряд ~ 40 нКл, содержащийся в соответствующей части спектра (см. рис.2). Такая перенормировка была необходима для дальнейшей оценки яркости источника. Максимум распределения отвечает энергии фотонов около 2.5 МэВ. Размер источника, согласно рис.3, может быть оценен как 2.5 мкм, а длительность генерации излучения равна ~ 50 фс по уровню половины от максимума мощности, которая была рассчитана как алгебраическая сумма мощностей вторичного излучения, генерируемого каждой отдельной частицей в каждый момент времени. С учетом этих оценок пиковая яркость синхротронного источника, который может быть реализован на установке XCELS, оказывается равной $\sim 7 \times 10^{23}$ фотон \cdot с $^{-1}$ \cdot мм $^{-2}$ \cdot мрад $^{-2}$ (при $\Delta\lambda/\lambda = 0.1\%$) для фотонов с энергией 2.5 МэВ (что соответствует частоте, на которой переизлучается наибольшее количество энергии) и 8×10^{22} фотон \cdot с $^{-1}$ \cdot мм $^{-2}$ \cdot мрад $^{-2}$ (при $\Delta\lambda/\lambda = 0.1\%$) для 10 МэВ, что отвечает рекордным значениям и более чем на порядок превышает пиковую яркость для лазерного импульса мощностью 1.2 ПВт [15]. Благодаря высокой направленности синхротронного излучения и малому размеру источника данные результаты превышают и яркость источника на основе тормозного механизма, которую мы ожидаем получить на установке XCELS [21], хотя число фотонов с энергией свыше 1 МэВ оказывается равным 5×10^{11} , что уступает соответствующему результату работы [21].

5. Требование к эксперименту

Рассматриваемый режим распространения лазерного импульса в плазме околоритической плотности является достаточно устойчивым с точки зрения генерации синхротронного излучения. Так, в работе [15] было показано, что отклонение плотности плазмы от оптимального значения для заданного диаметра лазерного пучка (или, что аналогично, небольшое отклонение от оптимальной остроты фокусировки для заданной плотности мишени) не приводит к существенному ухудшению характеристик синхротронного излучения. Относительное отклонение характеристик излучения оказывается меньше относительной ошибки для параметров эксперимента.

В качестве мишени могут использоваться газовая ячейка, газовая струя высокой плотности либо мишень, образующаяся при предварительной гомогенизации малоинтенсивным лазерным предимпульсом малоплотной (пенной) мишени [22]. Кроме того, в работе [16] было по-

казано, что режим РСЗ реализуется и в неоднородной мишени (мишени с преплазмой, которая естественным образом появляется в процессе эксперимента). В этом случае положение фокуса и диаметр фокального пятна должны быть согласованы с масштабами неоднородности [16], причем лазерный пучок может иметь пятно большего размера, что легче реализовать в эксперименте. Для получения наибольшего коэффициента конверсии толщина мишени должна выбираться исходя из длины истощения лазерного импульса. В то же время длительность вторичного излучения также может в небольших пределах регулироваться толщиной мишени: чем тоньше мишень, тем меньше длительность импульса вторичного излучения.

При использовании 15-петаваттного лазерного пучка установки XCELS, сфокусированного в пятно диаметром 10 мкм, ожидается генерация синхротронного излучения с энергией квантов вплоть до нескольких десятков мегаэлектронвольт в углах 150 мрад (в направлении поляризации лазерного импульса) и 75 мрад (в поперечном направлении) вдоль направления распространения лазерного импульса. Таким образом, если толщина мишени меньше длины истощения, следует обеспечить отведение лазерного излучения, а детектирование вторичного излучения должно проводиться методами, рассчитанными на диапазон энергий 100 кэВ – 10 МэВ (и выше).

6. Заключение

Нами было проведено исследование генерации синхротронного излучения при распространении лазерного импульса, отвечающего параметрам установки XCELS, в мишени околоритической плотности в режиме РСЗ. В данном режиме генерация оказывается устойчивой относительно лазерно-плазменных параметров, а также не вводится жесткого ограничения на отсутствие преплазмы, что, безусловно, делает такой источник привлекательным с точки зрения практического использования.

Были выполнены расчеты спектрально-угловых распределений синхротронного излучения для лазерного импульса с мощностью 15 ПВт, длительностью 25 фс и диаметром фокального пятна 10 мкм, что отвечает характеристикам, которые планируется получить на установке XCELS. Было показано, что источник обладает высокой направленностью излучения с угловой полушириной 150 мрад в направлении поляризации лазерного импульса и широким спектром с критической частотой, соответствующей энергии квантов около 10 МэВ. Благодаря малому размеру источника, малой длительности генерации и узкой направленности синхротронного излучения яркость может достигать рекордных значений, значительно превышающих 10^{23} фотон \cdot с $^{-1}$ \cdot мм $^{-2}$ \cdot мрад $^{-2}$ (при $\Delta\lambda/\lambda = 0.1\%$).

Такое жесткое излучение может быть использовано для глубокой гамма-радиографии, фазово-контрастного имиджинга высокого разрешения, причем даже в глубине вещества, высокопроизводительного цифрового фенотипирования в селекции растений и для получения медицинских позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) и однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ). Такой широкий круг применений оказывается важным для решения ряда задач в фундаментальных ис-

следованиях, для инновационной индустрии, в лечении социально значимых заболеваний, для ядерной фармакологии и обеспечения безопасности, включая продовольственную.

Работа была выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (в рамках соглашения №075-15-2021-1361), РФФИ (грант №20-21-00023 Росатом) и Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант №22-1-3-28-1).

1. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Appl. Phys. B*, **74**, 355 (2002).
2. Pukhov A., Sheng Z.-M., Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
3. Kneip S., McGuffey C., Martins J.L., Martins S.F., Bellei C., Chvykov V., Dollar F., Fonseca R., Huntington C., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mangles S.P.D., Matsuoka T., Nagel S.R., Palmer C.A.J., Schreiber J., Ta Phuoc K., Thomas A.G.R., Yanovsky V., Silva L.O., Krushelnick K., Najmudin Z. *Nat. Phys.*, **6**, 980 (2010).
4. Lundh O., Lim J., Rechatin C., Ammoura L., Ben-Ismaïl A., Davoine X., Gallot G., Goddet J.-P., Lefebvre E., Malka V., Faure J. *Nat. Phys.*, **7**, 219 (2011).
5. Ta Phuoc K., Corde S., Shah R., Albert F., Fitour R., Rousseau J.Ph., Burgy F., Mercier B., Rousse A. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 225002 (2006).
6. Lu W., Tzoufras M., Joshi C., Tsung F.S., Mori W.B., Vieira J., Fonseca R.A., Silva L.O. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **10**, 061301 (2007).
7. Albert F., Thomas A.G.R. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **58**, 103001 (2016).
8. Bloom M.S., Streeter M.J.V., Kneip S., Bendoyro R.A., Cheklov O., Cole J.M., Dopp A., Hooker C.J., Holloway J., Jiang J., Lopes N.C., Nakamura H., Norreys P.A., Rajeev P.P., Symes D.R., Schreiber J., Wood J.C., Wing M., Najmudin Z., Mangles S.P.D. *Phys. Rev. Accel. Beams*, **23**, 061301(2020).
9. Fuchs M., Weingartner R., Popp A., Major Zs., Becker S., Osterhoff J., Cortrie I., Zeitler B., Hörlein R., Tsakiris G.D., Schramm U., Rowlands-Rees T.P., Hooker S.M., Habs D., Krausz F., Karsch S., Grüner F. *Nat. Phys.*, **5**, 826 (2009).
10. Huang T.W., Robinson A.P.L., Zhou C.T., Qiao B., Liu B., Ruan S.C., He X.T., Norreys P.A. *Phys. Rev. E*, **93**, 063203 (2016).
11. Kneip S. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 105006 (2008).
12. Rosmej O.N., Shen X.F., Pukhov A., Antonelli L., Barbato F., Gydymov M., Günther M.M., Zähter S., Popov V.S., Borisenko N.G., Andreev N.E. *Matter Radiat. Extremes*, **6**, 048401 (2021).
13. Bychenkov V.Yu., Lobok M.G., Kovalev V.F., Brantov A.V. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61**, 124004 (2019).
14. Lobok M.G., Brantov A.V., Gozhev D.A., Bychenkov V.Yu. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **60**, 084010 (2018).
15. Lobok M.G., Andriyash I.A., Vais O.E., Malka V., Bychenkov V.Yu. *Phys. Rev. E*, **104**, L053201 (2021).
16. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 650 (2021) [*JETP Lett.*, **114**, 579 (2021)].
17. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. *Квантовая электроника*, **53**, 170 (2023).
18. Nieter C., Cary J.R. *J. Comput. Phys.*, **196**, 448 (2004).
19. Джексон Дж. *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965).
20. Corde S., Ta Phuoc K., Lambert G., Fitour R., Malka V., Rousse A., Beck A., Lefebvre E. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 1 (2013).
21. Лобок М.Г., Брантов А.В., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53**, 248 (2023).
22. Rosmej O.N., Andreev N.E., Zaehner S., Zahn N., Christ P., Borm B., Radon T., Sokolov A., Pugachev L.P., Khaghani D., Horst F., Borisenko N.G., Sklizkov G., Pimenov V.G. *New J. Phys.*, **21**, 043044 (2019).