

# Генерация терагерцевого излучения с экстремальными параметрами с использованием мультипетаваттного лазерного пучка

Д.А.Горлова, И.Н.Цымбалов, К.А.Иванов, А.Б.Савельев

*Проведено численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с пиковой мощностью 15 ПВт с твердотельной мишенью-пленкой в режимах отражения и прохождения. Получены частотно-угловые спектры излучения в терагерцевом (ТГц) диапазоне, а также параметры ускоренных электронов для этих случаев. Безразмерная напряженность ТГц поля составляет единицы  $a_0$ , что при фокусировке позволит достичь релятивистских интенсивностей в ТГц диапазоне.*

**Ключевые слова:** лазерно-плазменные ускорители, PIC-моделирование, ТГц излучение, когерентное переходное излучение.

## 1. Введение

Область исследований, посвященная генерации терагерцевого (ТГц) излучения при взаимодействии лазерных импульсов релятивистской интенсивности с веществом, в настоящее время активно развивается [1]. Несмотря на большое количество источников ТГц излучения и, в частности, лазерно-плазменных источников [2], релятивистское лазерно-плазменное взаимодействие выделяется на их фоне отсутствием эффекта насыщения энергии генерируемого ТГц излучения при увеличении энергии основного импульса. При этом эффект насыщения наблюдается как в нелинейных кристаллах [3], так и в оптических филаментах [4, 5]. Отсутствие насыщения энергии ТГц излучения в релятивистской лазерной плазме открывает, в теории, возможность генерировать импульсы ТГц излучения с чрезвычайно большими энергиями. Максимальная экспериментально полученная эффективность конверсии лазерного излучения в терагерцевое также была достигнута в работе [6] на лазерной системе с мощностью импульсов 10 ТВт и составляла  $\sim 1\%$ . Такая же эффективность была получена при численном моделировании в работе [7] для лазерного импульса мощностью в единицы петаватт.

В настоящее время в литературе рассматривается большое число механизмов генерации ТГц излучения при релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии [1]. Наиболее обсуждаемым является механизм переходного

излучения [8], возникающего, в частности, при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями. При использовании пучка с числом частиц  $N$  для длин волн  $\lambda \gg L$ , где  $L$  – характерный пространственный размер пучка, будет выполняться условие когерентности и мощность излучения в выделенном телесном угле будет увеличиваться пропорционально  $N^2$ . Подобная зависимость также наблюдается для другого механизма – излучения ускоренного диполя, сформированного ускоренными электронами и движущимися за ними ионами, где мощность излучения пропорциональна  $Q^2$  [6] ( $Q$  – заряд диполя). Поэтому для увеличения энергии ТГц излучения, генерируемого при релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии, необходимо ускорять большое число частиц, т.е. увеличивать заряд пучка. Стоит отметить, что ТГц излучение, генерируемое при релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии, будет иметь широкий спектр, за исключением некоторых специальных случаев (см., напр., [9]).

Лазерные системы мощностью в единицы петаватт успешно применялись для генерации пучков электронов как с высокими энергиями [10], так и с высоким зарядом [11]. На сегодняшний день наибольший заряд, зарегистрированный на лазерно-плазменном ускорителе, составляет  $\sim 100$  нКл и был получен на лазерной системе с импульсами мощностью 200 ТВт и энергией 150 Дж [11] (т.е. эффективность конверсии энергии лазерного импульса в заряд ускоренных электронов была равна  $\sim 1.5$  нКл/Дж). В работе [11] использовалась толстая твердотельная мишень; электронный пучок с необходимыми большим зарядом и хорошей коллимацией ( $\sim 0.1$  рад) формировался в направлении отражения. Основным механизмом ускорения являлось прямое лазерное ускорение (direct laser acceleration, DLA). Ранее нами было исследовано ускорение электронов по механизму DLA в похожей экспериментальной схеме, но с меньшей мощностью лазерного излучения (1 ТВт) [12]. Эффективность конверсии при этом также достигала 1–2 нКл/Дж. Было показано, что заряд пучка увеличивается примерно в пять раз при использовании оптически прозрачной мишени и изменении режима взаимодействия с отражения на прохождение

Д.А.Горлова, И.Н.Цымбалов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2; Институт ядерных исследований РАН, Россия, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября, 7а; e-mail: gorlova.da14@physics.msu.ru

К.А.Иванов. Институт ядерных исследований РАН, Россия, 117312 Москва, просп. 60-летия Октября, 7а; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53  
А.Б.Савельев-Трофимов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

[13]. В данном режиме взаимодействия были экспериментально исследованы параметры ТГц излучения и показано, что основным механизмом его возникновения является когерентное переходное излучение [14].

В настоящей работе будет рассмотрено численное моделирование методом частиц в ячейках (particle-in-cell, PIC) взаимодействия лазерного импульса мощностью 15 ПВт системы XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) с твердотельной мишенью-пленкой в режимах прохождения и отражения, аналогичных исследованным ранее для лазера мощностью 1 ТВт. Установлены параметры ускоренных электронов, генерирующихся при таком взаимодействии, а также характеристики ТГц излучения. Будет проведено сравнение данных характеристик с рассчитанными аналитически из теории переходного излучения. Оцененная напряженность поля ТГц источника составляет  $\sim a_0$ , а энергия – до единиц джоулей, что при фокусировке позволит достичь релятивистских интенсивностей в ТГц диапазоне.

## 2. PIC-моделирование и ускорение электронов

Для исследования взаимодействия лазерного излучения мультитераваттной мощности системы XCELS [15] с мишенями и оценки параметров ТГц излучения было проведено численное PIC-моделирование. Для моделирования использовался открытый PIC-код SMILEI [16] в режиме 2D3V в декартовой системе координат. Лазерный импульс с энергией  $E_{\text{las}} = 400$  Дж и длительностью  $\tau_{\text{las}} = 25$  фс (FWHM) фокусировался в пятно радиусом  $r = 25\lambda$  (FWHM) на невозмущенную поверхность мишени (точка  $x = 80\lambda$ ,  $y = 120\lambda$  на рис.1), что отвечало нормированному векторному потенциалу  $a_0 = 20$ . Параметры лазера соответствовали предполагаемым в одном из плеч системы XCELS. Шаги сетки составляли  $\lambda/16$  по пространству и  $\tau/32$  по времени, где  $\tau$  – период лазерного излучения. Далее при пересчете величин в размерные мы будем использовать длину волны 0.91 мкм, которую ожидаем получить на установке XCELS, что отвечает  $\tau \approx 3$  фс.

В численном моделировании были рассмотрены два подхода к генерации ТГц излучения на лазерно-

плазменных ускорителях, соответствующие двум конфигурациям мишени (рис.1). В обоих случаях мишень в начале моделирования была нейтральной и состояла из углерода, что отвечает использованию пленочных пластиковых мишеней в эксперименте. Концентрация ионов в невозмущенной области мишени  $n_i = 4n_{\text{cr}}$ , что соответствует электронной концентрации  $n_e = 24n_{\text{cr}}$  при полной ионизации, где  $n_{\text{cr}}$  – критическая концентрация электронов для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda$ . Стоит отметить, что в проведенном моделировании ионы были неподвижны. Это не позволяет учесть вклад в ТГц излучение дипольного излучения электронов и ускоренных амбиполярным полем ионов (sheath radiation) [17].

В первой, наиболее простой, геометрии эксперимента лазерный импульс напрямую взаимодействует с мишенью-пленкой толщиной 30 мкм (рис.1,а, геометрия 1). В этом случае электроны, ускоренные до релятивистских энергий в глубь мишени, будут генерировать переходное излучение в ТГц диапазоне частот при вылете с ее задней поверхности. Отметим, что такая геометрия, как самая простая, уже была рассмотрена в ряде работ для менее мощных лазерных систем [18–21]. Преплазменный градиент был рассчитан И.Цыгвинцевым и Ф.Корнеевым в гидродинамическом моделировании с помощью программного комплекса 3DLINE [22]. Данный градиент рассчитывался для взаимодействия с мишенью излучения дополнительного Nd:YAG-лазера (контролируемого предимпульса) с интенсивностью  $\sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> и, очевидно, может быть дополнительно модифицирован предимпульсами реальной лазерной системы. При этом для лазерной системы мощностью 15 ПВт энергия предимпульсов может быть достаточной для создания необходимого градиента без использования контролируемого предимпульса [23].

Во второй, несколько более сложной, геометрии лазерный импульс сначала взаимодействует с предварительно сформированной мишенью с начальной толщиной 15 мкм, которая после разлета становится оптически прозрачной ( $n_e < n_{\text{cr}}$  в центре мишени, использованы расчеты для того же контролируемого предимпульса с большей временной задержкой) и за которой устанавливается

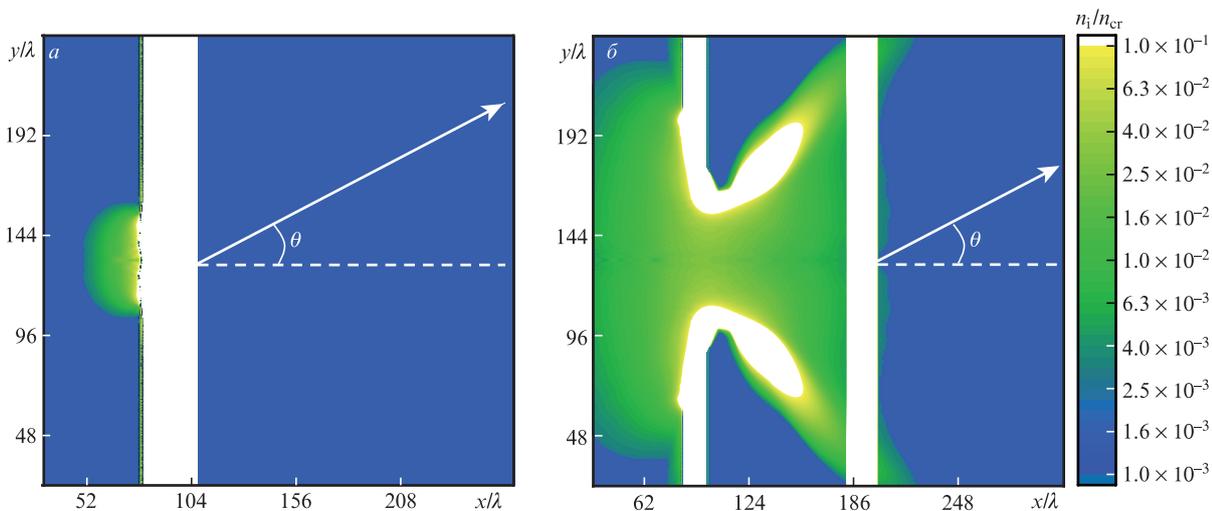


Рис.1. Начальные профили ионной концентрации  $n_i$  мишеней, использованные в PIC-моделировании в геометриях эксперимента 1 (а) и 2 (б). Данные профили получены в численном гидродинамическом моделировании с помощью программного комплекса 3DLINE [22]; вторая мишень-пленка на рис.1,б добавлена вручную. Невозмущенные области (белый цвет) отвечают концентрации  $n_i = 4n_{\text{cr}}$ , что для мишени из углерода соответствует электронной концентрации  $n_e = 24n_{\text{cr}}$  при полной ионизации. Введена система координат с углом  $\theta$ .

вторая невозмущенная мишень-пленка (рис.1,б, геометрия 2). При таком взаимодействии лазерный импульс сначала ускоряет электроны до релятивистских энергий, а затем электроны генерируют переходное излучение, проходя через вторую мишень-пленку. Установка второй мишени на сравнительно небольшом расстоянии (50 мкм) от первой (рис.1,б) была обусловлена лишь вычислительной сложностью, влияние расстояния между двумя мишенями на свойства ТГц излучения будет обсуждаться ниже.

Как уже упоминалось, при взаимодействии с плотной мишенью (рис.1,а, геометрия 1) лазерный импульс отражается от нее (рис.2,а). При этом происходит разогрев плазмы и ускорение электронов вследствие ряда различных механизмов; часть ускоренных электронов получают импульс, направленный в глубь мишени. Такие ускоренные электроны имеют широкий энергетический спектр и большую расходимость, формирования электронного пучка не происходит. На рис.2,в представлен спектр ускоренных электронов (с импульсом  $p_x > 0$ ) в зависимости от времени. Видно, что основной набор энергии  $E$  электронами осуществляется к моменту времени  $t \approx 110\tau$ , далее лазерный импульс отражается от мишени и выходит из зоны взаимодействия. Средняя энергия электронов также невелика ( $T \approx 6$  МэВ, где  $T$  – температура (коэффициент наклона) экспоненциального энергетического спектра  $dN/dE \propto \exp(-E/T)$ ). При этом максимальные энергии электронов достигают  $\sim 80$  МэВ. Число ускоренных электронов в двумерном моделировании можно оценить из значений электронной концентрации, предполагая цилиндрическую симметрию задачи; в данном случае заряд ускоренных электронов составляет единицы микрокулонов.

Для генерации излучения в ТГц диапазоне частот в процессе когерентного переходного излучения имеют значение лишь электроны, прошедшие через границу раздела сред. В настоящей работе мы рассмотрим только ТГц излучение «вперед» из-за его более удобного экспериментального использования. На рис.2,б показано распределение поля  $B_z$ , полученное на задней поверхности мишени. Видно, что оно представляет собой расходящуюся сферическую электромагнитную волну, что соответствует картине переходного излучения. При этом по ее радиусу можно приблизительно оценить момент вылета электронов из мишени (прохождения через границы раздела сред), который составляет примерно  $-70\tau$  относительно момента времени, представленного на рис.2,б, т. е.  $120\tau$ . В данный момент времени максимальное число электронов покидают мишень, после чего большая их часть устремляется обратно под действием амбиполярного поля, что также явно проявляется в спектре (рис.2,в). На рис.2,г приведено распределение по энергии и углу для электронов, находящихся за задней поверхностью мишени в момент времени  $t = 120\tau$ . Видно, что электроны распространяются в конусе с углом раствора  $\sim 50^\circ$ ; такое широкое угловое распределение характерно для лазерного ускорения с использованием твердотельных мишеней. Далее данное распределение будет применяться для расчета характеристик переходного излучения с помощью аналитической модели. Характеристики ТГц излучения

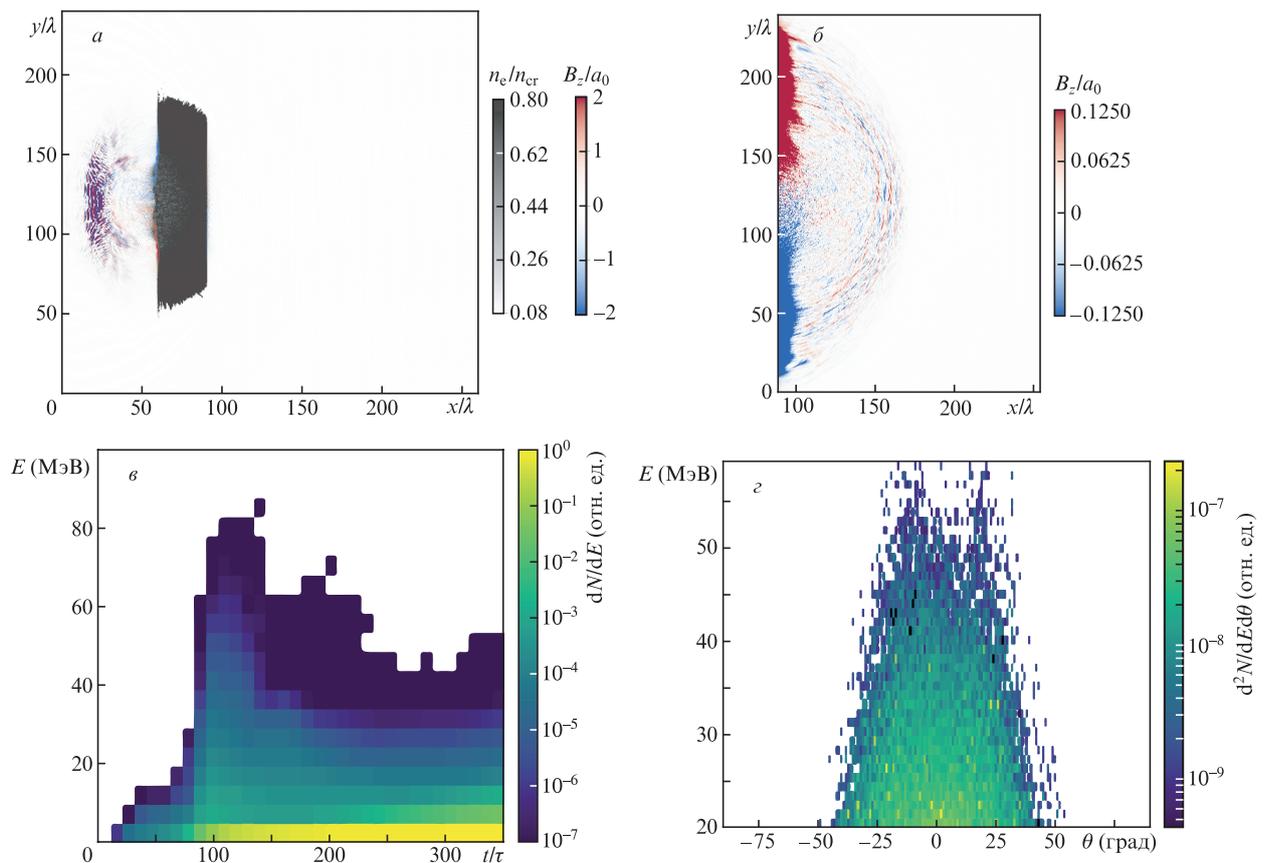


Рис.2. Результаты PIC-моделирования в геометрии 1 (рис.1,а): пространственные распределения магнитного поля  $B_z$  (красно-синий цвет) и электронной концентрации (серо-белый цвет) в момент времени  $t = 120\tau$  (а), поле  $B_z$ , сформированное за задней поверхностью мишени в момент времени  $t = 190\tau$  (б), спектр электронов с  $p_x > 0$  в зависимости от времени (в), распределение по энергии и углу для электронов, вылетевших с задней поверхности мишени (т. е. в области  $x > 100\lambda$ ) в момент времени  $t = 120\tau$  (угол  $\theta$  соответствует рис.1,а) (г).

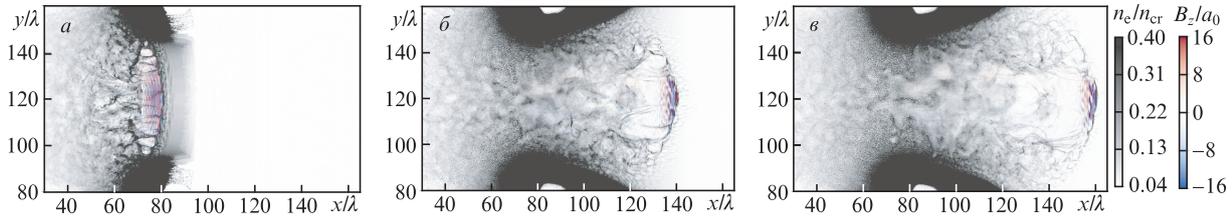


Рис.3. Пространственные распределения поля  $B_z$  (красно-синий цвет) и электронной концентрации (серо-белый цвет) в различных стадиях ускорения электронов в геометрии 2:  $t = 100\tau$  (а),  $160\tau$  (б) и  $180\tau$  (в). Видно формирование сгустка ускоренных электронов, распространяющихся перед лазерным импульсом.

также можно получить напрямую при анализе поля  $B_z$ , что будет обсуждаться ниже.

Стоит отметить, что коэффициент отражения лазерного излучения в рассмотренном случае достаточно большой, что видно из рис.2,а: отраженное излучение имеет напряженность  $a_0$  порядка начальной. Поэтому использование более длинных градиентов преплазмы может повысить эффективность нагрева электронов и, соответственно, улучшить характеристики переходного излучения [21]. Также в реальном эксперименте мишень должна быть наклонена на несколько градусов во избежание деградации оптической схемы под действием отраженного излучения.

Совершенно другая картина взаимодействия наблюдается при использовании оптически прозрачной мишени для ускорения электронов (геометрия 2). Взаимодействие с такой мишенью излучения маломощной (1 ТВт) лазерной системы приводит к ускорению электронов в плазменном канале [13]. Однако при использовании лазерного импульса мощностью 15 ПВт оказывается зна-

чительным влияние пондеромоторной силы, которая выталкивает электроны на его периферию (рис.3,а). Часть электронов будут находиться перед лазерным импульсом, формируя электронный сгусток высокой плотности, распространяющийся с релятивистскими скоростями (рис.3,б, в). Данный эффект, вместе с сопутствующей ему трансформацией временного профиля лазерного импульса, был описан в работе [24], при этом механизм ускорения электронов получил название «snowplow» – механизм «снегоуборщика».

Сгусток ускоренных электронов более четко показан на рис.4,а. Видно, что его продольный размер составляет примерно  $\lambda$ , а поперечный – примерно  $50\lambda$ , что соответствует диаметру перетяжки исходного лазерного пучка. Спектр высокоэнергетичной компоненты данного сгустка электронов является экспоненциальным с температурой  $T = 16$  МэВ (рис.4,б), а полный заряд равен  $\sim 340$  нКл. При прохождении сгустка электронов через вторичную мишень также формируется переходное излучение на задней границе – сферическая расходящаяся волна (рис.4,з).

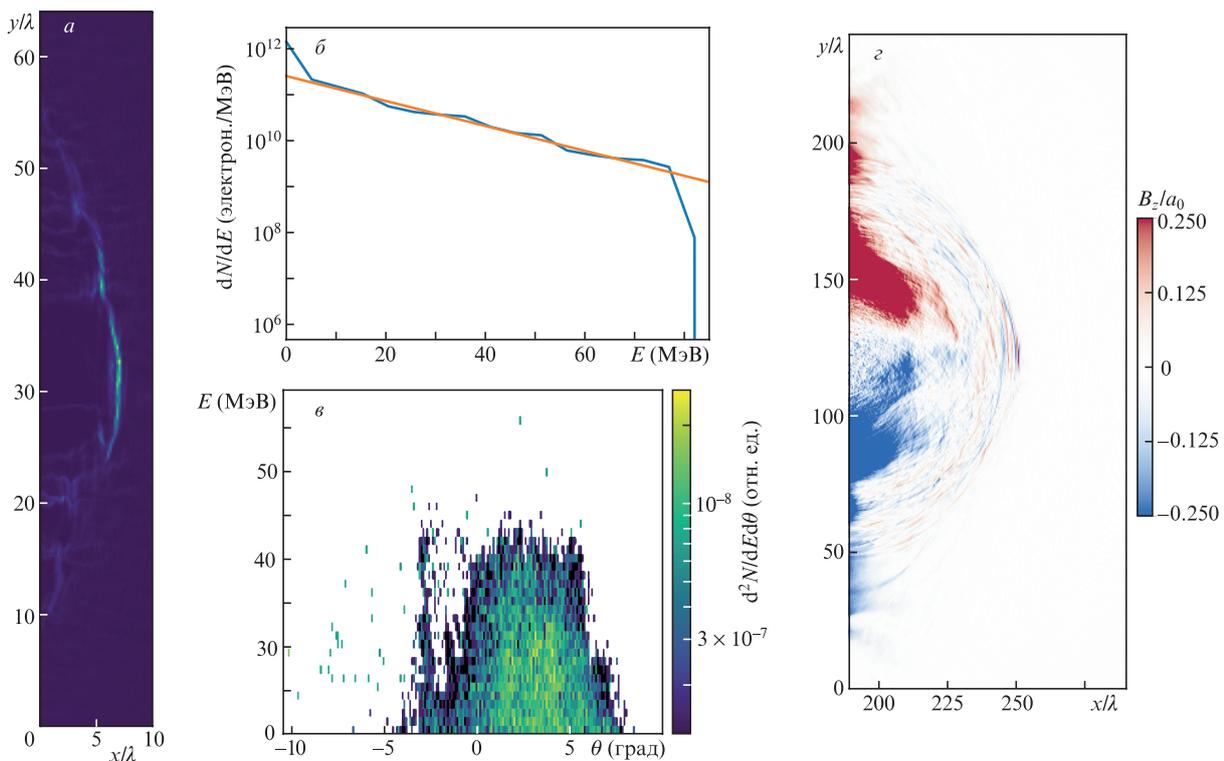


Рис.4. Пространственная форма пучка электронов в момент времени  $t = 180\tau$  (а), его энергетический спектр (синяя кривая) и аппроксимация экспоненциальным спектром  $dN/dE \propto \exp(-E/T)$  с температурой  $T = 16$  МэВ (оранжевая кривая) (б), распределение по углу и энергии для пучка электронов в момент вылета из мишени  $t = 210\tau$  (угол  $\theta$  соответствует рис.1,б) (в), пространственные распределения поля  $B_z$ , созданного при прохождении данного электронного пучка через вторичную мишень ( $x > 200\lambda$  в геометрии 2) в момент времени  $t = 270\tau$  (з).

Распределение по энергии и углу для сгустка электронов, проходящего через заднюю границу, представлено на рис.4,в.

### 3. Свойства излучения в ТГц диапазоне

Рассмотрим излучение в ТГц диапазоне частот, генерируемое в описанных выше геометриях численного эксперимента. Как уже отмечалось, один из механизмов его генерации – когерентное переходное излучение. Другим, тесно связанным с переходным излучением механизмом в отсутствие подвижности ионов может являться излучение источников тока, формируемых на поверхности мишени [25]. Построенные частотно-угловые спектры (ЧУС) поля  $B_z$  в ТГц области для геометрии 1 (рис.5,а) и геометрии 2 (рис.5,з), очевидно, будут учитывать влияние обоих механизмов.

При этом характеристики когерентного переходного излучения можно рассчитать аналитически. Основные формулы для описания переходного излучения одного электрона были получены Гинзбургом и Франком в работе [8]. ЧУС энергии  $W$  переходного излучения пучка электронов с числом частиц  $N$  описывается выражением

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \sum_{j=1}^N \sum_{m=1}^N \mathcal{E}_j \mathcal{E}_m D_j D_m \exp[ik(x_m - x_j) \sin \theta], \quad (1)$$

где

$$\mathcal{E}_j(\theta, u_j, \alpha) = \frac{u_j \cos \alpha (\sqrt{1 + u_j^2} \sin \theta - u_j \sin \alpha)}{(\sqrt{1 + u_j^2} - u_j \sin \theta \cos \alpha)^2 - (u_j \cos \theta \sin \alpha)^2}$$

– амплитуда поля одного электрона, движущегося со скоростью  $u_j = \gamma_j \beta_j$  и пересекающего границу раздела сред под углом  $\alpha$ ;

$$\gamma_j = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_j^2}}; \quad \beta_j = \frac{v_j}{c}; \quad D_j(\theta, \omega, u_j, \rho) = 1 - J_0(\beta_j u_j \sin \theta) \times$$

$$\times \left[ b_j K_1(b_j) + \frac{b_j^2}{2} K_0(b_j) \right] - \frac{b_j^2}{2} K_0(b_j) J_2(b_j u_j \sin \theta)$$

– функция, позволяющая учитывать конечный поперечный размер области формирования переходного излучения (плазменного облака)  $\rho$ ;  $b_j = 2\pi\rho/(u_j\lambda)$ ;  $J_{0,2}$  – функции Бесселя 1-го рода;  $K_{0,1}$  – функции Макдональда;  $\omega$  – частота излучения;  $e$  – заряд электрона;  $c$  – скорость света;  $x_j$  – поперечная координата электрона;  $k$  – волновое число излучения с частотой  $\omega$ .

Зная распределение электронов по углам и энергиям  $d^2N/dEd\theta$  (см. рис.2,з и 4,в), можно рассчитать ЧУС переходного излучения по формуле (1). Результаты данных аналитических расчетов представлены на рис.5,б,в,д,е. Видно что ЧУС, полученный из характеристик ускоренных электронов, значительно отличается от рассчитанного из фурье-преобразования поля  $B_z$ ; при этом отличие больше всего заметно в области низких частот (менее 10 ТГц), являющейся наиболее интересной экспериментально. Учет дифракционных эффектов (рис.5,б,д) значительно влияет на ЧУС, рассчитанный аналитически. В частности, учет дифракции приводит к сужению спектра и к его модуляции (ярко выражена на рис.5,б). В случае генерации переходного излучения отдельным пучком ускоренных электронов (геометрия 2) наблюдается преобладание высокочастотных компонент в спектре (более 10 ТГц) и излучение генерируется в узком конусе (под углом  $\theta \approx 5^\circ$  к оси распространения, рис.5,д,е). Это объясняется хорошей коллимацией и высокими энергиями электронов исходного пучка. В случае одноэтапной схемы генерации электроны имеют гораздо худшую коллимацию и меньшие средние энергии, что приводит к увеличению угла, под которым генерируется ТГц излучение, а также к смещению его спектра в область частот, меньших 10 ТГц (рис.5,б,в). Поэтому, очевидно, выбор геометрии

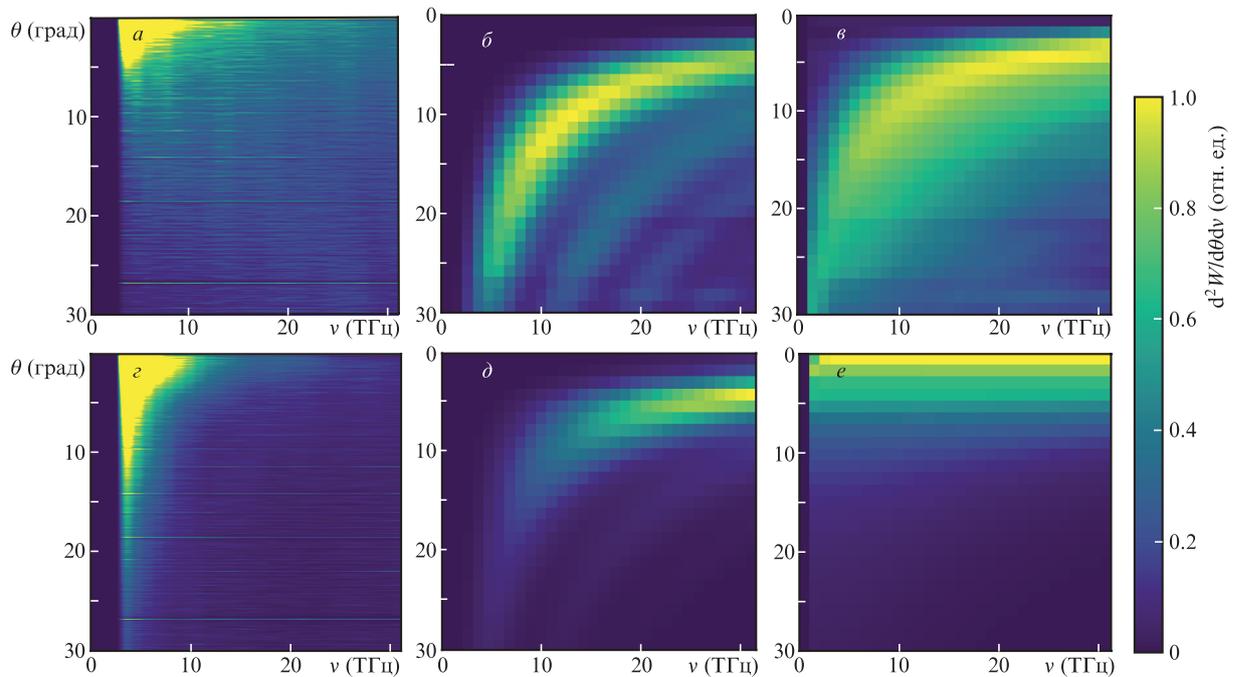


Рис.5. ЧУС излучения в ТГц диапазоне частот для геометрии 1 (а–в) и геометрии 2 (з–е), полученные путем фурье-преобразования поля  $B_z$  (а, з) и рассчитанные по аналитической формуле (1) из распределений по энергии и углу для электронного пучка, прошедшего через фольгу (рис.2,з и 4,в), в предположении, что размер излучающей области  $\rho = 100$  мкм (б, д) и  $\rho = \infty$  (в, е), т. е. с учетом и без учета дифракционных эффектов соответственно.

ускорения будет оказывать значительное влияние на спектрально-угловые характеристики ТГц источника.

ЧУС, полученные из поля  $B_z$  (рис.5,а,з), обладают яркими спектральными компонентами в области  $\theta < 5^\circ$ ,  $\nu = \omega/2\pi < 10$  ТГц, не присутствующими в спектрах, полученных из характеристик электронного пучка. Такое завышение амплитуды низкочастотных компонент происходит из-за существования квазистатических полей (токов) плазмы или плазменных каналов, которые не обязательно являются излучающими. Из-за ограниченности вычислительных мощностей PIC-моделирование в настоящей и в других работах проводится в ближней (относительно длины волны ТГц излучения) зоне, поэтому разделить данные вклады в спектр  $B_z$  невозможно. ЧУС, рассчитанные по формуле (1) из характеристик ускоренных электронов, заведомо относятся к дальней зоне (т.к. теория переходного излучения построена в этом приближении) и могут быть более корректными для описания наблюдаемых экспериментально свойств ТГц излучения.

Отметим, что при использовании схем с двухэтапной генерацией переходного излучения чрезвычайно важен учет пространственных размеров и длительности электронного пучка. Как было неоднократно показано [26], основной вклад в декогеренцию переходного излучения вносит длительность электронного пучка. Пучок электронов, полученный в геометрии 2 и имеющий длительность  $\sim 3$  фс (рис.4,а), приобретает длительность в  $\sim 100$  фс после прохождения расстояния в 1 см, что ограничит область когерентности частотами менее 10 ТГц. При дальнейшем увеличении расстояния данный эффект, очевидно, может привести к декогеренции и, соответственно, к потере эффективности генерации переходного излучения во всем ТГц диапазоне. Поэтому, с экспериментальной точки зрения, применение одноэтапной схемы ускорения наиболее оправданно в отсутствие возможности установки вторичной мишени достаточно близко к источнику электронов.

#### 4. Заключение

В численном PIC-моделировании были рассмотрены две схемы взаимодействия лазерного импульса мощностью 15 ПВт с мишенью, в которых генерируется когерентное переходное излучение в ТГц диапазоне: одноэтапная с одной мишенью-пленкой, где происходит ускорение электронов и генерация ТГц излучения, и двухэтапная, где в первой мишени создается пучок ускоренных электронов, который затем генерирует ТГц излучение, проходя через вторую мишень-пленку. В двухэтапной схеме продемонстрировано формирование короткого (менее  $\lambda$ ) сгустка ускоренных электронов с зарядом  $\sim 340$  нКл и температурой  $\sim 16$  МэВ. Получены ЧУС излучения в ТГц диапазоне для этих случаев и показано, что различные методы построения данных спектров приводят к различным оценкам характеристик ТГц излучения, что связано, в первую очередь, с влиянием сильных квазистатических полей лазерной плазмы в ближней зоне. Напряженность поля  $B_z$  после фильтрации в ТГц области достигает  $\sim 0.01a_0$  на краях области моделирования, на которых влияние статических полей минимально, что соответствует  $\sim a_0$  в ТГц области и говорит о потенциальной возможности использования полученного из-

лучения для исследования релятивистских эффектов в ТГц диапазоне, а также для ускорения частиц [27]. Оценить энергию ТГц излучения из результатов моделирования напрямую не представляется возможным. Это обусловлено невозможностью отделения квазистатических полей пучка ускоренных электронов и плазмы от поля излучения на пространственных масштабах, рассматриваемых в моделировании. В экспериментальных исследованиях генерации ТГц излучения на лазерных системах с мощностью в единицы петаватт характерный коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ТГц излучения составляет до 1% [6], что свидетельствует о возможности генерации ТГц излучения с энергией в единицы джоулей – сотни миллиджоулей. Рассмотрение более сложных схем ускорения (например, фокусировка лазерного излучения на край твердотельной мишени [28]) и оптимизация параметров ускоренных электронов позволят в дальнейшем улучшить параметры ТГц источника.

Авторы выражают благодарность И.Цыгвинцеву и Ф.Корнееву за предоставленные расчеты гидродинамического разлета мишени.

Д.Горлова благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «Базис» за стипендиальную поддержку. Моделирование ускорения электронов было поддержано грантом РФФИ № 21-79-10207. Работа выполнена с использованием оборудования, приобретенного физическим факультетом МГУ им. М.В.Ломоносова за счет средств субсидии Министерства образования и науки РФ в рамках национального проекта «Наука и университеты» № 15-пр/34 от 29.12.2021.

- Liao G.Q., Li Y.T. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47** (6), 3002 (2019).
- Sun W. et al. *Opto-Electron. Sci.*, **1** (8), 220003 (2022).
- Roeder F. et al. *Opt. Express*, **28** (24), 36274 (2020).
- Kim K.Y., Taylor A.J., Glowacki J.H., Rodriguez G. *Nat. Photonics*, **2** (10), 605 (2008).
- Oh T.I. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **102** (20), 201113 (2013).
- Lei H.Y. et al. *iScience*, **25** (5), 104336 (2022).
- Geng Y. et al. *Phys. Plasmas*, **27** (11), 113104 (2020).
- Ginzburg V.L., Frank I.M. *Sov. Phys. JETP*, **16**, 15 (1946).
- Timofeev I.V., Annenkov V.V., Volchok E.P. *Phys. Plasmas*, **24** (10), 103106 (2017).
- Wang X. et al. *Nat. Commun.*, **4** (1), 1988 (2013).
- Ma Y.Y. et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **115** (27), 6980 (2018).
- Tsymbalov I. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **61** (7), 075016 (2019).
- Tsymbalov I. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **63** (2), 022001 (2021).
- Gorlova D., Tsymbalov I., Volkov R., Savel'ev A. *Laser Phys. Lett.*, **19** (7), 075401 (2022).
- XCELS; <https://xcels.ipfran.ru/>.
- Derouillat J. et al. *Comput. Phys. Commun.*, **222**, 351 (2018).
- Liao G.-Q. et al. *Phys. Rev. X*, **10** (3), 031062 (2020).
- Li C. et al. *Opt. Express*, **22** (10), 11797 (2014).
- Liao G.Q. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **114** (25), 255001 (2015).
- Ding W.J., Sheng Z.M. *Phys. Rev. E*, **93** (6), 063204 (2016).
- Zhang S. et al. *Phys. Plasmas*, **27**, 23101 (2020).
- Круковский А.Ю., Новиков В.Г., Цыгвинцев И.П. *Математическое моделирование*, **28** (7), 81 (2016).
- Иванов К.А. и др. *Квантовая электроника*, **51** (9), 768 (2021) [*Quantum Electron.*, **51** (9), 768 (2021)].
- Decker C.D., Mori W.B., Tzeng K.C., Katsouleas T. *Phys. Plasmas*, **3** (5), 2047 (1996).
- Liao G.Q. et al. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59** (1), 014039 (2017).
- Schroeder C.B., Esarey E., van Tilborg J., Leemans W.P. *Phys. Rev. E*, **69** (1), 12 (2004).
- Xu Z. et al. *Commun. Phys.*, **3** (1), 1 (2020).
- Hu K., Yi L. *Phys. Rev. A*, **102** (2), 023530 (2020).