

# Отчёт по использованию ресурсов информационно-вычислительного центра НГУ

Анненков Владимир Вадимович

28 октября 2019 г.

## 1. Тема работы

Генерация мощного электромагнитного излучения в пучково-плазменных системах

## 2. Состав коллектива

- 1) Анненков Владимир Вадимович, н.с. ИЯФ СО РАН, ассистент НГУ
- 2) Тимофеев Игорь Валериевич, д. ф.-м. н., в.н.с. ИЯФ СО РАН
- 3) Волчок Евгения Павловна, аспирант 2 года ИЯФ СО РАН
- 4) Глинский Владимир Владимирович, магистрант 2 года НГУ

## 3. Гранты

Работа поддержана грантами РФФИ:

- 1) № 18-02-00232 А, Механизмы генерации терагерцового излучения в пучково-плазменных экспериментах на открытой ловушке ГОЛ-ПЭТ, руководитель И.В. Тимофеев.
- 2) № 18-32-00107 мол\_а, Генерация узкополосных терагерцовых импульсов рекордной энергии в плазме со встречными электронными пучками, руководитель В.В. Анненков.

## 4. Публикации

Полученные с использованием ИВЦ результаты послужили основой отдельных глав диссертаций:

- 1) [Кандидатской диссертации](#) Анненкова В.В., защита назначена на 6 декабря 2019 г.
- 2) [Докторской диссертации](#) Тимофеева И.В., защита состоялась 19 сентября 2018 г.

3) [Магистерской диссертации](#) Волчок Е.П., защита состоялась в 2018 г.

А также были опубликованы в статье:

4) Annenkov, V. V., Berendeev, E. A., Timofeev, I. V., & Volchok, E. P. (2018). High-power terahertz emission from a plasma penetrated by counterstreaming different-size electron beams. *Physics of Plasmas*, 25(11), 113110. <https://doi.org/10.1063/1.5048245>

## 5. Научное содержание работы

В отчётный период ресурсы ИВЦ применялись для исследования генерации ТГц излучения сталкивающимися под произвольным углом кильватерными волнами, возбуждаемыми короткими лазерными пучками.

### 5.1 Современное состояние проблемы

Излучение в терагерцовом диапазоне (0.3-30 ТГц) представляет большой интерес для многих областей науки и техники. Спектр его применения довольно широк и включает в себя как фундаментальные исследования, так и более прикладные сферы деятельности (медицина, системы безопасности). Одним из приложений излучения в данном диапазоне является применение его в исследованиях, связанных с нелинейным воздействием терагерцовых волн на различные неравновесные состояния вещества. Поскольку в терагерцовом диапазоне лежат характерные частоты межуровневых переходов и колебаний кристаллических решеток некоторых веществ, использование узкополосного ТГц излучения позволяет, направленно возбуждая определённые состояния вещества, получать ранее недоступные эффекты. Так, например, с помощью данного подхода можно на короткие времена достичь сверхпроводимости при комнатных температурах, перемагничивать ферромагнетики за пикосекундные времена и т.д. [1]. Несмотря на то, что эта область науки активно развивается последние годы, создание компактного источника мощного узкополосного ТГц излучения по-прежнему остаётся проблемой. Наиболее мощные ТГц импульсы с характерной пиковой мощностью 1 МВт, энергией 10-30 мкДж и перестройкой по частоте в диапазоне 1-10 ТГц до сих пор способны генерироваться только на таких дорогостоящих ускорительных установках, как лазеры на свободных электронах [2].

В рамках создания более компактного источника узкополосного ТГц излучения было предложено большое количество идей. Одним из альтернативных способов генерации ТГц излучения является использование относительно компактных ускорительных систем, способных генерировать модулированные электронные пучки. При дальнейшем прохождении таких пучков через ондулятор [3] или фольгу [4] происходит генерация когерентного узкополосного ТГц излучения.

Широкое применение в этой области получили различные лазерные системы. Однако использование их для генерации излучения в терагерцовом диапазоне возможно лишь с помощью нелинейных параметрических процессов на разности частот двух лазеров или с

использованием различных нелинейных кристаллов. К примеру, в схеме, основанной на разностных частотах двух чирпованных лазерных импульсов, было получено интенсивное узкополосное излучение в диапазоне 4-18 ТГц [5].

Применение оптического выпрямления пространственно модулированного лазерного импульса на органическом кристалле позволило генерировать перестраиваемое от 0.5 до 7 ТГц излучение с шириной спектра 2-3% [6]. Также предлагается использовать оптическое выпрямление коротких лазерных импульсов в периодически поляризованных кристаллах ниобата лития [7]. Существенным ограничением на достижение высокой эффективности генерации излучения при использовании нелинейных кристаллов является наличие порога разрушения под действием интенсивного лазерного излучения.

Использование плазмы в качестве нелинейной среды для генерации узкополосного излучения также является перспективной задачей. Благодаря способности плазмы поддерживать долгоживущие колебания электрического поля с экстремально высокой амплитудой, становится возможным возбуждение длинных импульсов излучения на гармониках плазменных частоты. При этом перестройка частоты излучения осуществляется за счёт изменения плотности плазмы. Один из наиболее эффективных методов возбуждения плазменной потенциальной волны основан на инъекции электронных или лазерных пучков в плазму. Однако такие волны сами по себе не способны генерировать электромагнитное излучение, поскольку фазовая скорость потенциальной волны вдоль границы меньше скорости света. Для того, чтобы генерация излучения стала возможной, необходимо наличие модуляции плотности или внешнего магнитного поля. В работе [8] рассматривается возможность генерации излучения вблизи плазменной частоты в результате линейной конверсии мод в неоднородной плазме с макроскопическим градиентом плотности. Однако из-за большого разброса плазменной частоты, связанного с неоднородностью плазмы, такой подход не позволяет получить электромагнитное излучение с узким спектром.

Нашим коллективом также недавно был предложен механизм генерации электромагнитного излучения в результате так называемого механизма пучково-плазменной антенны [9]. Суть его сводится к следующему. В результате рассеяния плазменной волны на периодическом возмущении плотности малой амплитуды в плазме происходит возбуждение сверхсветового возмущения поля, способного накачивать электромагнитное излучение. Использование слабого магнитного поля при взаимодействии встречных лазерных импульсов с разной длиной волны позволяет существенно повысить эмиссию вблизи плазменной частоты [10]. Поскольку генерация излучения в этом случае происходит в результате конверсии электростатических колебаний, возбуждаемых биениями лазерного поля, на первой гармонике плазменной частоты, это приводит к возникновению определённых сложностей, связанных с экранированием плазмой такого излучения. Кроме того, общим недостатком схем с магнитным полем является то, что они теряют свою привлекательность при работе в верхнем диапазоне ТГц спектра, поскольку для этого требуется использование чрезвычайно больших значений магнитного поля.

Альтернативный метод, позволяющий отказаться от дополнительных ухищрений по со-

зданию модуляции плотности или применению магнитного поля, основан на использовании встречных лазерных или пучковых драйверов. Данный подход связан с нелинейным взаимодействием кильватерных волн, возбуждаемых короткими лазерными импульсами в однородной плазме. В результате такого взаимодействия в ней возбуждается электростатические колебания тока, которые способны генерировать электромагнитное излучение на двойной плазменной частоте. При этом важным фактором в данной схеме является то, что для генерации излучения необходимо использовать лазерные импульсы с разной поперечной структурой

На данный момент в Институте лазерной физики СО РАН ведётся подготовка эксперимента, направленного на принципиальную проверку работоспособности предложенного механизма. Для этой цели будет использована имеющаяся в институте мультитераваттная лазерная система с энергией до 150-200 мДж и длиной волны 830 нм. Данный эксперимент даст возможность понять, все ли принципиально важные эффекты учитываются представленной теорией и численным моделированием и подходит ли выбранная конфигурация для масштабирования на более мощные лазерные системы. В связи с тем, что попадание излучения одного из лазеров в оптическую систему другого при их встречном столкновении нежелательно, в демонстрационном эксперименте будет реализована схема столкновения лазерных импульсов, распространяющихся под небольшим углом по отношению к друг другу. В соответствии с этим возникает необходимость развить описываемую в данной работе теорию на случай произвольных углов столкновения. Необходимо также подобрать оптимальные экспериментальные параметры, которые бы позволили наиболее наглядно продемонстрировать данный механизм при имеющихся параметрах. С этой точки зрения случай косоугольного столкновения лазерных импульсов представляет особый интерес, так как он, возможно, позволит найти более эффективный режим излучения.

## 5.2 Столкновение лазерных импульсов под произвольным углом

Изучение механизма генерации ТГц излучения в результате нелинейного взаимодействия распространяющихся под некоторым углом плазменных кильватерных волн представляет интерес не только в связи с тем, что такая постановка задачи более целесообразна для экспериментальной проверки эффекта. В отличие от случая встречного столкновения лазерных импульсов, в котором происходит возбуждение стоячей волны тока, косоугольное взаимодействие кильватерных волн приводит к генерации бегущей волны в плазме. Следствием этого эффекта является ослабление влияния ионной динамики на время жизни плазменных волн.

Однако аналитическое решение граничной задачи в такой постановке вопроса уже не представляется возможным. В отличие от случая, когда для разрешения системы уравнений Максвелла используется предположение, что длина волны излучения много меньше размера пространственной неоднородности, здесь это приближение не верно. В связи с этим для исследования характеристик излучения был использован следующий приближённый метод решения. Будем считать, что источник излучения, занимающий некоторую ограниченную

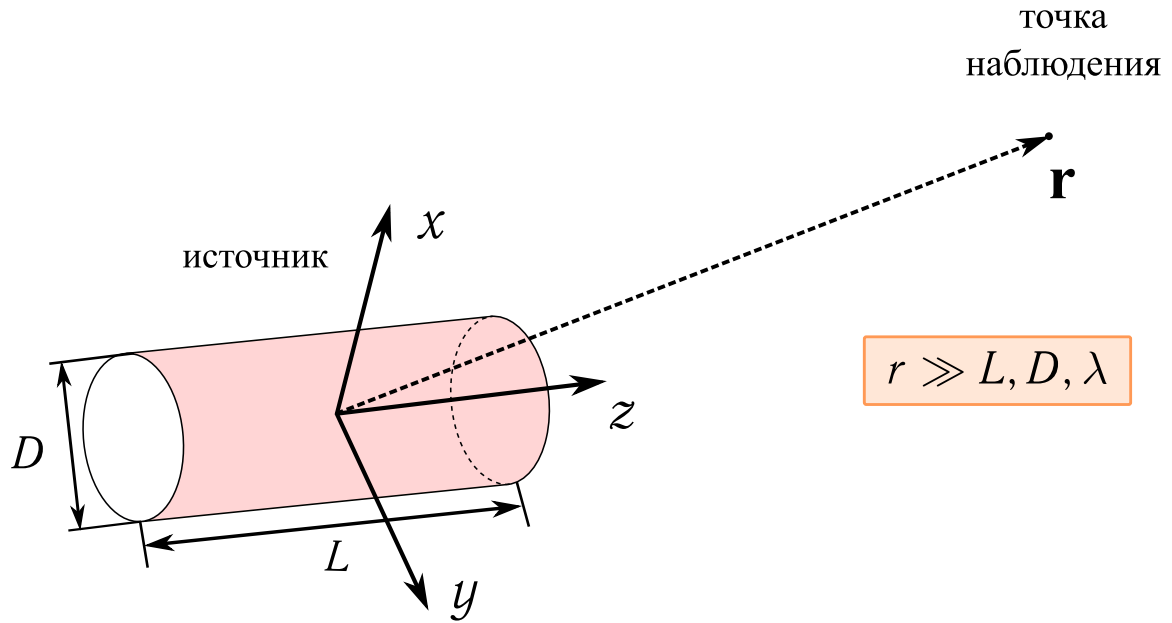


Рисунок 1: Постановка задачи для исследования излучения в дальней зоне источника.

область пространства, помещён в бесконечную плазму, а расстояние до точки наблюдения много больше характерных размеров источника  $r \gg L, D$  и длины волны излучения  $r \gg \lambda$  (Рисунок 1).

Для решения задачи удобно воспользоваться выражением для векторного потенциала магнитного поля

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (2)$$

Здесь переменные со штрихом относятся к координатам источника излучения, переменные без штриха привязаны к координатам точки наблюдения.

Воспользуемся тем, что расстояние до точки наблюдения велико, и разложим множитель  $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  в выражении (2) по малому параметру

$$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r - (\mathbf{n}\mathbf{r}'). \quad (3)$$

Подставляя полученное разложение в (2), получаем

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi r} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}', t') dV' + \frac{1}{4\pi r^2} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}', t') (\mathbf{n}\mathbf{r}') dV' + \langle \dots \rangle \quad (4)$$

Первое слагаемое здесь отвечает за дипольное излучение, остальные слагаемые представляют более высокие порядки мультипольного разложения. С учётом задержки по времени  $t' =$

$t - \frac{R}{c}$  дипольное слагаемое принимает вид

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi r} e^{ikr - i\omega t} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{-ikr'} dV', \quad (5)$$

где  $\omega = 2$ , а волновой вектор излучаемой электромагнитной волны  $k = \sqrt{\varepsilon}\omega$  (коэффициент диэлектрической проницаемости холодной плазмы  $\varepsilon = 3/4$ ).

Не смотря на то, что размеры источника малы, тем не менее они превышают длину волны излучения. Приблизённо такой источник может быть описан в виде совокупности излучающих точечных диполей. При этом набег фазы от разных точек источника учитывается с помощью  $e^{-ikr'}$  в выражении (5).

Поскольку нас интересует излучение в дальней зоне источника  $kr \gg 1$ , где оно имеет вид плоской электромагнитной волны, то электрическое и магнитное поля выражаются в виде

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = [i\mathbf{k} \times \mathbf{A}], \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{B} \times \mathbf{n}]. \quad (6)$$

Плотность потока энергии, уносимая электромагнитной волной, и угловое распределение, представляющее собой интенсивность излучения в элемент телесного угла, записываются следующим образом

$$\mathbf{S} = \langle [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \rangle_t = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}} B^2 \mathbf{n} \quad \frac{dI}{d\Omega} = dS r^2 d\Omega = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}} B^2 r^2, \quad (7)$$

где  $\langle .. \rangle_t$  означает усреднение по времени. Полная мощность излучения находится как интеграл по всему телесному углу

$$P = P_0 \int \frac{dI}{d\Omega} \sin\theta d\theta d\phi. \quad (8)$$

При вычислении мощности и углового распределения излучения для произвольного угла столкновения удобно перейти в декартовы координаты, ориентированные как показано на рисунке 2 (а)-(б). Без ограничения общности будем считать, что волновые векторы кильватерных волн лежат в плоскости  $(y, z)$ . В выбранной системе координат их компоненты имеют вид

$$\begin{aligned} k_{1y} &= \sin\beta, & k_{2y} &= \sin\beta \\ k_{1z} &= \cos\beta, & k_{2z} &= -\cos\beta, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\alpha$  – угол между лазерными импульсами, а  $\beta = \alpha/2$ . Волновой вектор результирующей волны направлен по оси  $y$ . Выражая, как и прежде, возмущения скорости и плотности из уравнений гидродинамики через скалярные потенциалы электрического поля, запишем компоненты излучающего тока

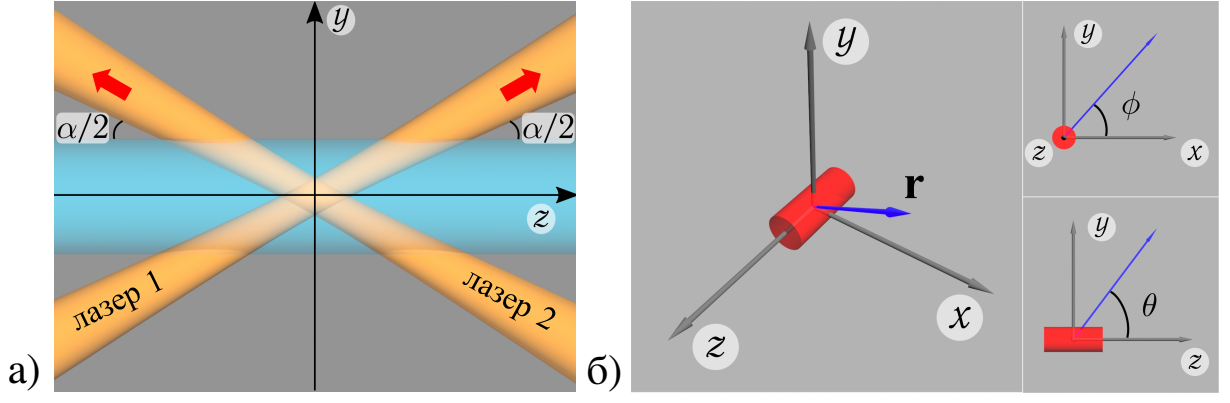


Рисунок 2: Схематическое изображение выбранной системы координат и направления отсчёта углов.

$$\mathcal{J}_x = \frac{1}{4} \left[ \sin \beta \cos \beta (\Phi_2 \Phi_{1_{xy}} + \Phi_1 \Phi_{2_{xy}} + \Phi_{1_y} \Phi_{2_x} + \Phi_{1_x} \Phi_{2_y}) - \right. \\ \left. -i (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{yy}} + \Phi_{2_x} \Phi_{1_{yy}}) - \frac{3}{2} i (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{xx}} + \Phi_{2_x} \Phi_{1_{xx}}) - \right. \\ \left. - \frac{i}{2} \cos \alpha (\Phi_{1_y} \Phi_{2_{xy}} + \Phi_{2_y} \Phi_{1_{xy}}) + i \left( 1 - \frac{\cos \alpha}{2} \right) (\Phi_1 \Phi_{2_x} + \Phi_2 \Phi_{1_x}) \right], \quad (10)$$

$$\mathcal{J}_y = \frac{1}{4} \left[ \sin \beta (1 + \cos^2 \beta) (\Phi_1 \Phi_{2_{yy}} + \Phi_2 \Phi_{1_{yy}}) + \sin \beta (\Phi_1 \Phi_{2_{xx}} + \Phi_2 \Phi_{1_{xx}}) + \right. \\ \left. + \sin \beta (3 - 4 \sin^2 \beta) \Phi_{1_y} \Phi_{2_y} + \Phi_{1_x} \Phi_{2_x} \sin \beta - \sin \beta (1 + 2 \sin^2 \beta) \Phi_1 \Phi_2 - \right. \\ \left. - i \cos \beta \left( 1 + \frac{\cos \alpha}{2} \right) (\Phi_{1_y} \Phi_{2_{yy}} + \Phi_{2_y} \Phi_{1_{yy}}) - i \cos \beta (\Phi_{1_y} \Phi_{2_{xx}} + \Phi_{2_y} \Phi_{1_{xx}}) - \right. \\ \left. - \frac{i}{2} \cos \beta (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{xy}} + \Phi_{2_x} \Phi_{1_{xy}}) + i \cos \beta \left( \frac{1}{2} + 3 \sin^2 \beta \right) (\Phi_1 \Phi_{2_y} + \Phi_2 \Phi_{1_y}) \right], \quad (11)$$

$$\mathcal{J}_z = \frac{1}{4} \left[ \cos \beta (1 + \sin^2 \beta) (\Phi_1 \Phi_{2_{yy}} - \Phi_2 \Phi_{1_{yy}}) + \cos \beta (\Phi_1 \Phi_{2_{xx}} - \Phi_2 \Phi_{1_{xx}}) + \right. \\ \left. + i \sin \beta \left( 1 - \frac{\cos \alpha}{2} \right) (\Phi_1 \Phi_{2_y} - \Phi_2 \Phi_{1_y} + \Phi_{1_y} \Phi_{2_{yy}} - \Phi_{2_y} \Phi_{1_{yy}}) - \right. \\ \left. - i \sin \beta (\Phi_{2_y} \Phi_{1_{xx}} - \Phi_{1_y} \Phi_{2_{xx}}) - \frac{i}{2} \cos \beta (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{xy}} - \Phi_{2_x} \Phi_{1_{xy}}) \right], \quad (12)$$

где под  $\Phi_{i_x}$ ,  $\Phi_{i_{xx}}$  и т.д. подразумеваются соответствующие частные производные. Каждый из лазерных импульсов в соответствующей ему системе координат описывается как

$$E_s = E_{0s} \frac{\sigma_{0s}}{\sigma_s(z_s)} e^{-(x^2+y_s^2)/\sigma_s^2(z_s)} \sin^2 \left( \frac{\pi(t \pm z)}{2\tau} \right). \quad (13)$$

Сонаправленные распространению лазерных импульсов системы координат введены следующим образом. Ось  $x$  является общей для всех систем координат, оси  $y$  и  $z$ , соответствующие каждому из лазерных импульсов, повернуты, относительно исходных осей на угол  $\alpha/2$  для первого лазера и  $\pi - \alpha/2$  для второго. Связь с исходной системой координат может быть

записана в следующем виде

$$\begin{aligned} y_1 &= y \cos \beta - z \sin \beta, & y_2 &= -y \cos \beta - z \sin \beta, \\ z_1 &= y \sin \beta + z \cos \beta, & z_2 &= y \sin \beta - z \cos \beta. \end{aligned} \quad (14)$$

При вычислении тока предполагалось, что огибающие лазерных импульсов не содержат зависимости от продольных координат, а слабая дифракционная зависимость  $\sigma_s(z_s)$  накладывалась после.

Для того чтобы получить зависимость полной мощности излучения (8) от угла столкновения  $\alpha$ , необходимо вычислить пятикратные интегралы от сложных быстро осциллирующих функций. Для этой цели нашим коллективом была разработана библиотека параллельного интегрирования произвольных функций, вычисления проводились на сопроцессорах Intel Xeon Phi. Полученная в результате зависимость, представленная на рисунке 3. При увеличении угла между направлениями распространения лазеров происходит резкий спад мощности. Это объясняется тем, что эффективная область перекрытия лазерных импульсов, из которой происходит генерация излучения, уменьшается с увеличением угла. Видно, что при  $\alpha = 5^\circ$  мощность излучения падает на 20%. Тем не менее это является приемлемым результатом для демонстрационного эксперимента, поскольку теоретически достигаемая мощность составляет 30 МВт. Примечательно, что при  $\alpha = 120^\circ$  наблюдается незначительное усиление излучения. В этой точке становится возможным трёхволновое взаимодействие кильватерных волн с прямой генерацией электромагнитной волны в плазме с частотой  $2\omega_p$  и волновым вектором  $k_{EM} = |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2| = \sqrt{3}\omega_p/c$ , направленным вдоль оси  $y$ . Однако этот механизм, в конечном счёте, не вносит существенного вклада, так как излучающий ток в таком случае направлен почти перпендикулярно полю электромагнитной волны и не совершает над ней работу.

При больших  $\alpha$  область перекрытия лазерных импульсов становится настолько малой, что влиянием дифракции можно пренебречь. В этом случае мощность электромагнитной эмиссии может быть вычислена аналитически. Однако выражение при этом получается чрезмерно громоздким. Ниже на рисунке 4 приведено сравнение зависимости мощности излучения от угла столкновения с учётом дифракции и без. Видно, что при  $\alpha > 30^\circ$  решение без дифракции совпадает с более точным решением. Однако при таких углах излучение падает на порядок, по сравнению со случаем лобового столкновения.



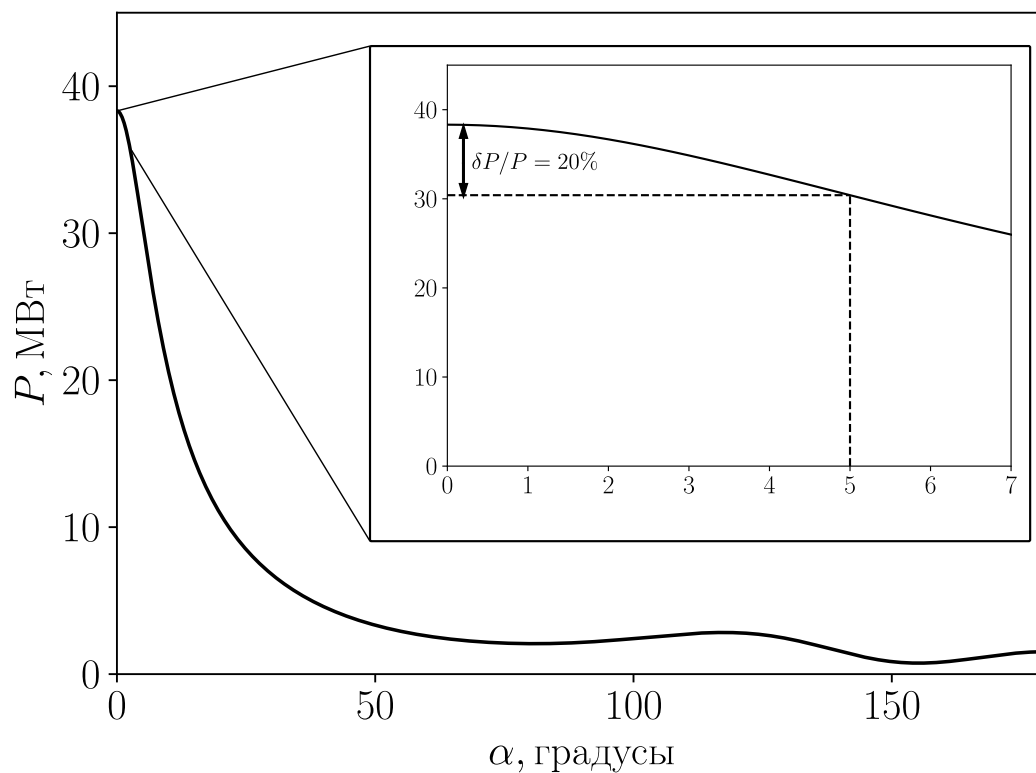


Рисунок 3: Зависимость полной мощности излучения от угла столкновения между лазерами, вычисленная в дальней зоне источника.

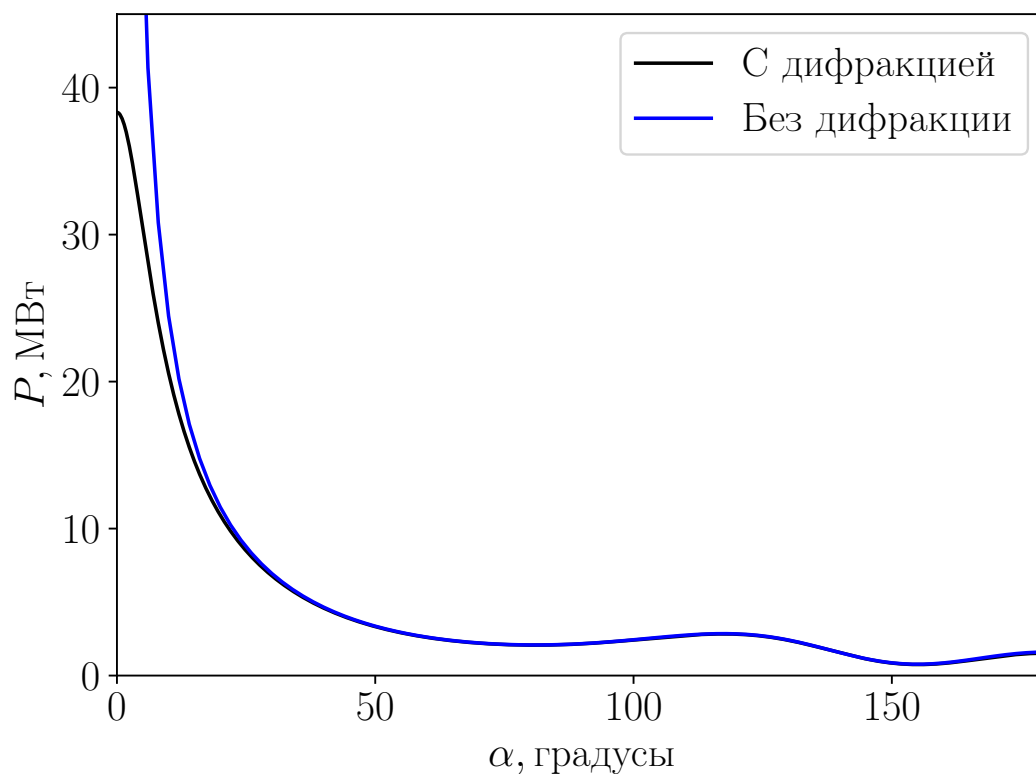


Рисунок 4: Зависимость полной мощности излучения от угла столкновения между лазерами с учётом дифракции и без.

Рассмотрим, как меняется угловое распределение с изменением угла. При  $\alpha = 0$  излучение распределено изотропно по полярному углу (Рисунок 5(а)), что согласуется с результатом, полученным при решении граничной задачи. При увеличении угла распределение модифицируется. Максимум излучения поворачивается поперёк более узкого лазерного импульса и расположен при этом в верхней полуплоскости (Рисунок 5(б)). Этот результат также подтверждается численным моделированием аналогичной задачи в плоской геометрии. При больших  $\alpha$  излучение локализуется в диапазоне  $\theta \in [0; \frac{\pi}{2}]$  и  $\phi \in [0; \pi]$ . При  $\alpha = 120^\circ$  в окрестности  $\theta = \frac{\pi}{2}$  в распределении интенсивности наблюдается провал (Рисунок 5(в)), связанный

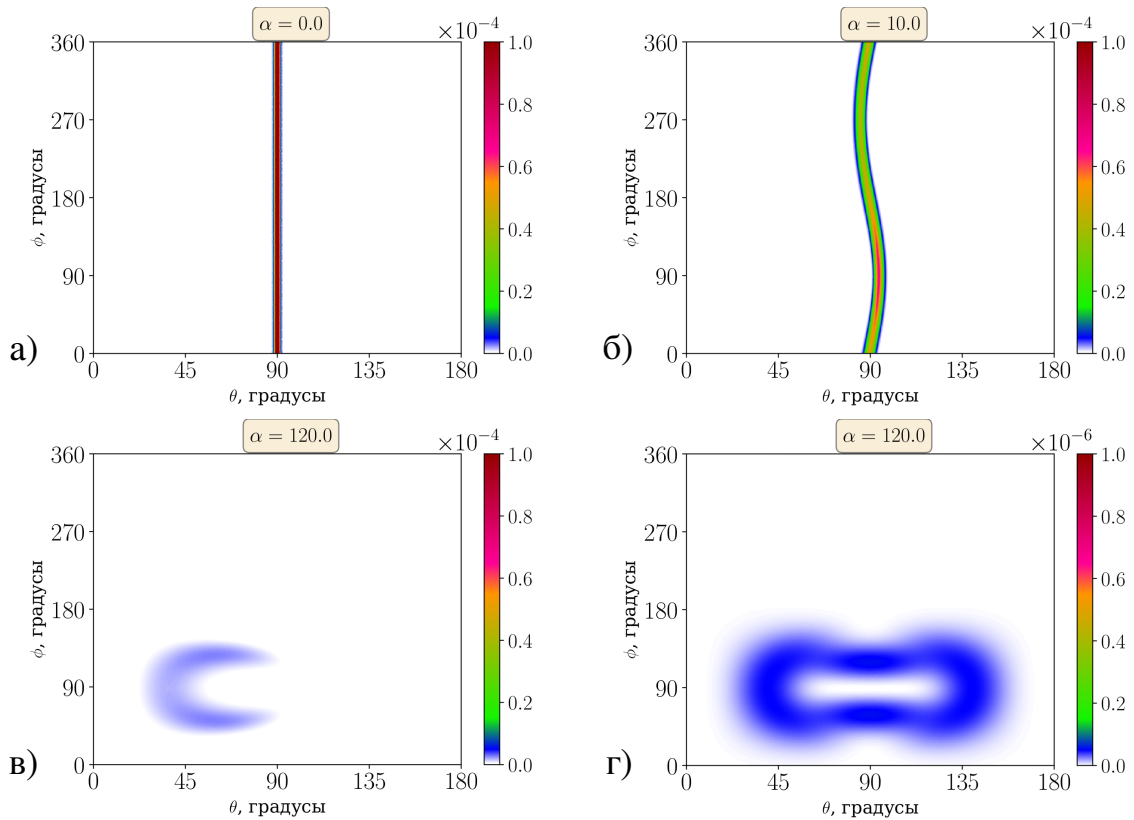


Рисунок 5: Угловое распределение для угла столкновения  $0^\circ$  (а),  $10^\circ$  (б) и  $120^\circ$  (в) для несимметричных лазерных импульсов с  $\sigma_{01} = 2.08c/\omega_p$ ,  $\sigma_{02} = 6.02c/\omega_p$  и для  $\alpha = 120^\circ$  для симметричных лазеров с  $\sigma_{01} = \sigma_{02} = 2.08c/\omega_p$ .

с тем, что при данных условиях излучающий ток не совершает работу над электромагнитной волной, являющейся результатом трёхволнового взаимодействия. Однако влияние поперечной структуры волн и пространственной ограниченности области излучения приводит к уширению резонанса, поэтому при отклонении от  $\theta = \frac{\pi}{2}$  происходит генерация косых гармоник электромагнитных волн. Общая же несимметричность распределения в этом случае связана с несимметричностью самой геометрии. Для сравнения при лазерных импульсах с одинаковыми фокальными пятнами угловое распределение при  $\alpha = 120^\circ$  оказывается симметричным (Рисунок 5(г)).

### 5.3 Использование кластера ИВЦ

Для получения зависимость полной мощности излучения от угла столкновения  $\alpha$ , необходимо было вычислять пятикратные интегралы от сложных быстро осциллирующих функций. Для этой цели была разработана библиотека вычисления интегралов произвольной кратности от произвольных функций, позволяющая проводить вычисления на сопроцессорах Intel Xeon Phi. Основной мотивацией выбора данной архитектуры было наличие в тот момент достаточного числа свободных сопроцессоров по сравнению с узлами с CPU и GPU. При этом скорость вычислений оказалась на удивление невысокой (ниже, чем при реализации аналогичного алгоритма на CPU узлах кластера).

Одним из основных инструментов в наших исследованиях является численный код, моделирующий динамику горячей замагниченной плазмы с релятивистским пучком частиц на базе метода частиц в ячейках. В отчётный период мы перестали использовать GPU ресурсы кластера ИВЦ для проведения такого рода моделирования, поскольку имеющиеся сопроцессоры не обладают достаточной для нынешних задач вычислительной мощностью.

## 6. Продолжение работы

Требуется продление доступа до 31.10.2021. В обозначенный период ресурсы кластера планируется использовать для не слишком ресурсоёмких задач (порядка одного-двух CPU узлов) и для осуществления тестов производительности некоторых новых кодов.

## 7. Предложения по работе кластера

Нужны современные графические сопроцессоры (Tesla V100), объединённые скоростным интерфейсом. Nvidia DGX-1 сервера, например.

## Список литературы

- [1] Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K. A. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7, no. 9. — P. 680–690.
- [2] Vinokurov N. Free electron lasers as a high-power terahertz sources // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2011. — Vol. 32, no. 10. — P. 1123–1143.
- [3] High-field high-repetition-rate sources for the coherent THz control of matter / B Green, S Kovalev, V Asgekar et al. // *Scientific reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 22256.
- [4] Generation of high-power, tunable terahertz radiation from laser interaction with a relativistic electron beam / Zhen Zhang, Lixin Yan, Yingchao Du et al. // *Physical Review Accelerators and Beams*. — 2017. — Vol. 20, no. 5. — P. 050701.

- [5] Generation of narrowband, high-intensity, carrier-envelope phase-stable pulses tunable between 4 and 18 THz / Biaolong Liu, Hubertus Bromberger, Andrea Cartella et al. // Optics letters. — 2017. — Vol. 42, no. 1. — P. 129–131.
- [6] Vicario Carlo, Monoszlai Balazs, Hauri Christoph P. GV/m single-cycle terahertz fields from a laser-driven large-size partitioned organic crystal // Physical Review Letters. — 2014. — Vol. 112, no. 21. — P. 213901.
- [7] Kitaeva G Kh, Penin AN, Tuchak AN. Generation and detection of terahertz radiation by means of periodically and aperiodically poled crystals // Optics and Spectroscopy. — 2009. — Vol. 107, no. 4. — P. 521.
- [8] Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion / Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, H. Sanuki // Physical review letters. — 2005. — Vol. 94, no. 9. — P. 095003.
- [9] Timofeev I.V., Volchok E.P., Annenkov V.V. Theory of a beam-driven plasma antenna // Physics of Plasmas. — 2016. — Vol. 23, no. 8. — P. 083119.
- [10] Strong terahertz emission from electromagnetic diffusion near cutoff in plasma / MH Cho, YK Kim, H Suk et al. // New Journal of Physics. — 2015. — Vol. 17, no. 4. — P. 043045.