

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

Худяков Вадим Константинович

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Влияние ионных и столкновительных эффектов на генерацию терагерцового излучения в плазме встречными лазерными импульсами

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

д-р физ.-мат. наук,

профессор

Иванов А. А./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2018 г.

Научный руководитель

канд. физ.-мат. наук,

с. н. с. ИЯФ СО РАН

Тимофеев И. В./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2018 г.

Дата защиты: «.....».....2018 г.

Новосибирск, 2018

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Схема генерации ТГц-излучения	3
2	Кулоновские столкновения	6
2.1	Среднеквадратичный угол рассеяния	6
2.2	Алгоритм Такизуки и Абе	8
3	Задача о выравнивании температур	10
3.1	Аналитическое решение	10
3.2	Тестирование численной модели	11
4	Генерация излучения в столкновительной плазме	13
5	Эффект модуляции ионной плотности	15
6	Заключение	17

1 Введение

Терагерцовое излучение (0.3 - 30 ТГц) находит многочисленные применения в исследованиях связанных с управлением коллективными степенями свободы в твердом теле. В связи с этим большой интерес представляет создание источника высокой мощности в данном диапазоне частот, амплитуда электрического поля в котором достигала бы значений 1-10 МВ/см, а полная энергия превышала 1 мДж. На данный момент наибольший прогресс в этой области достигнут в широкополосных схемах генерации излучения. Примерами таких схем являются: генерация на разности частот двух фемтосекундных лазеров (электрическое поле ~ 100 МВ/см, энергия ~ 170 мкДж) [1], оптическое выпрямление лазерных импульсов в нелинейном кристалле [2], переходное излучение пучков электронов [3].

Достижение таких же энергосодержания и амплитуды поля в узкополосных схемах (с шириной линии $\sim 1\%$) является значительно более трудной задачей. В настоящее время терагерцовые импульсы с энергией десятки мкДж и пиковой мощностью 1-10 МВт могут генерироваться только с помощью лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [4].

Недавно была предложена новая схема генерации ТГц-излучения [5], основанная на нелинейном взаимодействии кильватерных волн в плазме, возбуждаемых фемтосекундными лазерными импульсами. Предварительные теоретические и численные исследования предсказывают возможность получения рекордных параметров данным методом. Использование петтаваттных лазерных систем позволит генерировать излучение с энергией 10 мДж и мощностью порядка ГВт.

1.1 Схема генерации ТГц-излучения

В рассматриваемой схеме (Рис.1) фемтосекундные лазерные импульсы возбуждают встречные кильватерные волны. Рассеяние первой волны на модуляции электронной плотности, создаваемой второй волной, порождает продольный ток, осциллирующий на удвоенной плазменной частоте. Фазовая скорость возникших колебаний оказывается выше скорости света, значит данный ток способен генерировать электромагнитное излучение, выходящее в вакуум.

Перечислим основные преимущества данной схемы. Получаемое излучение является узкополосным с шириной линии $\sim 1\%$. Частота излучения привязана к

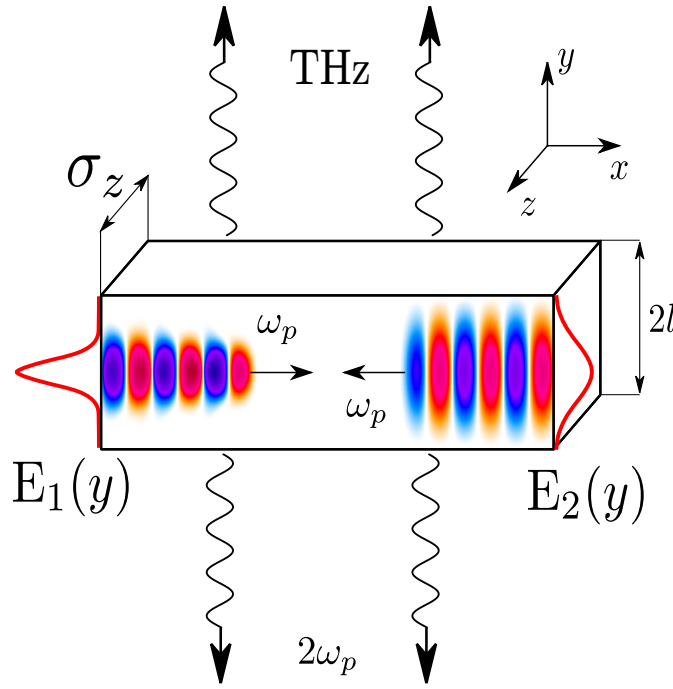


Рис. 1: Схема генерации излучения

удвоенной плазменной частоте ($2\omega_p$), вследствие чего оно свободно выходит из плазмы. Это также обеспечивает возможность перестройки частоты при изменении плотности плазмы. Теоретические и численные расчеты показывают [5], что эффективность данной схемы, т.е. отношение энергии излучения к энергии лазерных импульсов, составляет величину $\eta \approx 2 \cdot 10^{-4}$, что является относительно высоким показателем для лазерных схем генерации терагерцового излучения.

Для проверки работоспособности данного метода в Институте лазерной физики СО РАН планируется провести эксперимент по столкновению двух лазерных импульсов с суммарной энергией 200 мДж в сверхзвуковой газовой струе. В связи с этим возникает необходимость детальных теоретических и численных исследований, направленных на поиск оптимальных параметров схемы, таких как длительность лазерных импульсов, их фокусные размеры, а так же на анализ эффектов, способных повлиять на длительность и эффективность излучения. Последние определяются временем жизни кильватерных волн. В работе [5], где учитывалась только динамика электронов, было показано, что длительность импульса излучения ограничена временами $\sim 100 \omega_p^{-1}$. Однако ряд неучтенных эффектов, может снизить эту величину в реальном эксперименте. Во-первых, для демонстрации эффекта в эксперименте будет использоваться плазма высокой плотности $n_e \approx 10^{18} : 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, на генерацию излучения в которой могут оказать существенное влияние кулоновские столкновения. Во-вторых, учет ди-

динамики ионов показывает, что стоячая плазменная волна формирует модуляцию ионной плотности. Данный эффект приводит к разрушению кильватерных волн и сокращению длительности излучения.

Целью настоящей работы является анализ указанных выше эффектов. Для этого в двумерную численную модель на основе метода частиц в ячейках (Particle-in-cell, PIC) был внедрен дополнительный алгоритм, позволяющий учитывать кулоновские столкновения. С помощью данной модели так же проанализировано влияние динамики ионов различных газов на эффективность схемы.

2 Кулоновские столкновения

В методе частиц в ячейках реальные частицы плазмы заменяются гораздо меньшим количеством макрочастиц конечного размера, а электромагнитные поля вычисляются на пространственной сетке. Уравнения для частиц и полей дискретизованы по пространственным и временной переменным.

Шаг пространственной сетки в численной схеме имеет порядок дебаевской длины λ_D . Частица представляет собой облако заряда, занимающее несколько клеток. Распределение заряда в пределах облака дается функцией, называемой формфактором (shape factor). Чем более гладкая эта функция, тем ниже числовые шумы, вызываемые дискретностью частиц. Поэтому поля на расстояниях порядка дебаевской длины сглаживаются. Это сильно искажает взаимодействие частиц на коротких расстояниях, когда их облака перекрываются. Но именно такое взаимодействие между частицами на расстояниях $l \lesssim \lambda_D$ через не экранированное кулоновское поле интерпретируется как столкновения. Таким образом, если в исследуемой задаче плазма является столкновительной, то метод частиц в ячейках будет неправильно воспроизводить ее поведение. Возникает необходимость искусственного включения в алгоритм кулоновских столкновений.

2.1 Среднеквадратичный угол рассеяния

Так как в PIC-коде используются точные релятивистские уравнения, то для обеспечения сохранения импульса и энергии модель столкновений тоже должна учитывать релятивистские эффекты [6].

Рассмотрим две сталкивающиеся частицы. Перейдем в систему центра масс, в которой они имеют одинаковые по величине и противоположно направленные импульсы \mathbf{p}_{cm}^t , $-\mathbf{p}_{cm}^t$ в момент времени t . В данной системе отсчета столкновение сводится к повороту вектора импульса. Новый импульс после столкновения примет вид

$$\mathbf{p}_{cm}^{t+\Delta t} = \mathbf{p}_{cm}^t + \Delta \mathbf{p},$$

где $\Delta \mathbf{p}$ в случае $p_{\perp} = (p_{cmx}^2 + p_{cmz}^2)^{1/2} \neq 0$ выразится следующим образом:

$$\begin{aligned}\Delta p_x &= \frac{p_{cmx}}{p_{\perp}} p_{cmz} \sin \Theta \cos \Phi - \frac{p_{cmz}}{p_{\perp}} p_{cmx} \sin \Theta \sin \Phi - p_{cmx}(1 - \cos \Theta), \\ \Delta p_y &= \frac{p_{cmz}}{p_{\perp}} p_{cmx} \sin \Theta \cos \Phi + \frac{p_{cmx}}{p_{\perp}} p_{cmz} \sin \Theta \sin \Phi - p_{cmz}(1 - \cos \Theta), \\ \Delta p_z &= -p_{\perp} \sin \Theta \cos \Phi - p_{cmz}(1 - \cos \Theta)\end{aligned}\quad (1)$$

и в случае $p_{\perp} = 0$:

$$\begin{aligned}\Delta p_x &= p_{cm} \sin \Theta \cos \Phi, \\ \Delta p_y &= p_{cm} \sin \Theta \sin \Phi, \\ \Delta p_z &= -p_{cm}(1 - \cos \Theta),\end{aligned}\quad (2)$$

$$p_{cm} = (p_{cmx}^2 + p_{cmz}^2)^{1/2}.$$

Θ - угол рассеяния в системе центра масс, Φ - полярный угол для $\mathbf{p}_{cm}^{t+\Delta t}$ в плоскости перпендикулярной \mathbf{p}_{cm}^t . Φ выбирается случайно с равномерным распределением на отрезке $[0, 2\pi]$.

Сечение рассеяния на малые углы в системе центра масс дается следующей формулой

$$\frac{d\sigma_{cm}}{d\Omega} = \left(\frac{2e_1 e_2}{p_{cm} v_{rel}} \right)^2 \frac{1}{\theta^4},$$

где p_{cm} - модуль импульса частиц в системе центра масс, а

$$v_{rel} = \frac{v_{1cm} + v_{2cm}}{1 + v_{1cm} v_{2cm} / c^2}$$

– релятивистская относительная скорость сталкивающихся частиц. Индекс "cm" всюду далее означает, что величина берется в системе центра масс, при отсутствии данного индекса величина рассматривается в лабораторной системе отсчета.

В численной схеме учет столкновений производится за некоторый временной шаг Δt , поэтому отклонение частиц интерпретируется как результат большого числа малых независимых отклонений. Средний квадрат угла отклонения в одном столкновении дается выражением

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{1}{\sigma_{cm}} \int \theta^2 d\sigma_{cm} = \frac{8\pi}{\sigma_{cm}} \left(\frac{e_1 e_2}{p_{cm} v_{rel}} \right)^2 \ln \left(\frac{\theta_{max}}{\theta_{min}} \right) = \frac{8\pi}{\sigma_{cm}} \left(\frac{e_1 e_2}{p_{cm} v_{rel}} \right)^2 \Lambda$$

где $\theta_{min}, \theta_{max}$ – верхняя и нижняя границы углов рассеяния. Считая столкновения независимыми, можно применить центральную предельную теорему для результирующего отклонения после N столкновений за время Δt [7]. Тогда результирующий угол отклонения Θ имеет гауссово распределение с дисперсией

$$\langle \Theta^2 \rangle = N \langle \theta^2 \rangle,$$

где число столкновений дается выражением

$$N = \frac{\gamma_{1cm} \gamma_{2cm}}{\gamma_1 \gamma_2} u_{cm} \sigma_{cm} n_2 \Delta t,$$

$u_{cm} = |\mathbf{v}_{1cm} - \mathbf{v}_{2cm}|$ – геометрическая относительная скорость в системе центра масс, n_2 – плотность сорта частиц, условно принимаемого за мишень.

Итак, для дисперсии угла отклонения получаем

$$\langle \Theta^2 \rangle = 8\pi\Lambda \left(\frac{e_1 e_2}{p_{cm} v_{rel}} \right)^2 \frac{\gamma_{1cm} \gamma_{2cm}}{\gamma_1 \gamma_2} u_{cm} n_2 \Delta t. \quad (3)$$

2.2 Алгоритм Такизуки и Абе

В данной работе использован алгоритм прямого моделирования парных столкновений Такизуки и Абе (ТА), впервые предложенный в статье [8]. Его можно разбить на несколько этапов.

1. Определяются номера частиц, находящихся в данный момент в рассматриваемой ячейке (например, $1, \dots, N$).
2. Производится их случайное перемешивание

$$(1, \dots, N) \rightarrow (i_1, \dots, i_N)$$

и последующее разбиение на пары. При этом имеется четыре различных случая:

- (а) частицы одного сорта, и N - четное число. Тогда номера в списке (i_1, \dots, i_N) последовательно группируются в пары и между ними производится столкновение,

- (b) частицы одного сорта и N - нечетное число. Тогда между первыми тремя частицами в списке производится три столкновения: (1,2), (2,3), (3,1). Далее также следует разбиение на последовательные пары,
- (c) частицы различных сортов e, i , $N_e = N_i$. Тогда пары группируются последовательно из двух списков,
- (d) частицы различных сортов e, i , $N_e < N_i$. Пусть $N_i/N_e = i + r$, где i - целое, $0 \leq r < 1$. Ионы и электроны делятся на две группы. Первая состоит из $r(i + 1)N_e$ ионов и rN_e электронов, каждый электрон сталкивается с $i + 1$ ионом. Вторая состоит из $i(1 - r)N_e$ ионов и $(1 - r)N_e$ электронов, каждый электрон сталкивается с i ионами. Случай $N_e > N_i$ рассматривается аналогично.

Процесс столкновения производится в 3 стадии.

1. Перевод импульсов частиц преобразованием Лоренца в систему центра масс.
2. Поворот импульсов в соответствии с формулами (1), (2).
3. Обратный переход к лабораторной системе отсчета.

Для угла рассеяния $\sin \Theta$, $\cos \Theta$ выражаются через $\delta = \tan(\Theta/2)$,

$$\begin{aligned}\sin \Theta &= \frac{2\delta}{1 + \delta^2}, \\ \cos \Theta &= \frac{1 - \delta^2}{1 + \delta^2}.\end{aligned}$$

Величина δ выбирается случайно с гауссовым распределением с нулевым средним и дисперсией

$$\langle \delta^2 \rangle = 2\pi\Lambda \left(\frac{e_1 e_2}{p_{cm} v_{rel}} \right)^2 \frac{\gamma_{1cm} \gamma_{2cm}}{\gamma_1 \gamma_2} u_{cm} n_2 \Delta t$$

в соответствии с формулой (3).

Основными достоинствами данного метода являются точное сохранение энергии и импульса при столкновении, а также независимость от характера распределения частиц плазмы по скоростям, поскольку в процессе вычислений не делается никаких предположений о структуре функции распределения.

3 Задача о выравнивании температур

В качестве тестовой задачи для проверки алгоритма рассмотрим выравнивание температур в двухкомпонентной плазме, состоящей из электронов и тяжелых однозарядных ионов ($m_i \gg m_e$). Распределение обеих компонент в пространстве однородно. Оба сорта частиц имеют максвелловские распределения по скоростям с различными температурами T_e, T_i .

Ввиду большого отношения масс ионов и электронов, времена столкновений между различными частицами образуют следующую иерархию [9]:

$$\tau_{ee} : \tau_{ii} : \tau_{ei} = 1 : \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} : \frac{m_i}{m_e},$$

где τ_{ee}, τ_{ii} характеризуют максвеллизацию распределения скоростей внутри электронной и ионной компоненты соответственно, τ_{ei} - характеризует выравнивание температур между компонентами. Поскольку $\tau_{ei} \gg \tau_{ee}, \tau_{ii}$, то можно предполагать, что функции распределения ионов и электронов имеют вид распределения Максвелла в каждый момент времени, но с различными температурами $T_i(t)$ и $T_e(t)$.

3.1 Аналитическое решение

Рассматриваемая задача имеет аналитическое решение. Получим уравнения на эволюцию температур. Умножая кинетическое уравнение с интегралом столкновений в форме Ландау

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_a}{\partial \mathbf{v}} &= C_{aa}\{f_a, f_a\} + C_{ab}\{f_a, f_b\}, \quad a = e, i, \\ C_{ab}\{f_a, f_b\} &= -\frac{2\pi\Lambda e_a^2 e_b^2}{m_a} \frac{\partial}{\partial v_i} \int d\mathbf{v}' \left(\frac{\delta_{ij}}{u} - \frac{u_i u_j}{u^3} \right) \left(\frac{f_a}{m_b} \frac{\partial f_b(\mathbf{v}')}{\partial v'_j} - \frac{f_b(\mathbf{v}')}{m_a} \frac{\partial f_a}{\partial v_j} \right) \end{aligned}$$

на энергию $m_a \mathbf{v}^2/2 = 3/2 T_a$ и усредняя по скоростям, получаем систему уравнений для температур:

$$\begin{cases} \frac{dT_e}{dt} = \frac{2m_e}{m_i} \frac{T_i - T_e}{\tau_e}, \\ T_e + T_i = const, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\tau_e = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{m_e^{1/2} \left(T_e + \frac{m_e}{m_i} T_i\right)^{3/2}}{n_i e^4 \Lambda}, \quad (5)$$

Λ – кулоновский логарифм. Исключая из второго уравнения системы (4) T_i , получаем уравнение первого порядка на T_e , в котором разделяются переменные. Пренебрежем $(m_e/m_i)T_i$ в (5) и обезразмерим переменные следующим образом:

$$\begin{aligned} x(t) &= \frac{T_e(t)}{T_e(0)}, \\ \tau &= \frac{8\sqrt{2\pi} m_e^{1/2} n_i e^4 \Lambda}{3 m_i T_e^{3/2}(0)} t, \\ x_\infty &= \frac{T_e(0) + T_i(0)}{2T_e(0)}. \end{aligned}$$

x_∞ – предельное значение $x(t)$ при $t \rightarrow \infty$. В результате получается уравнение на функцию $x(t)$:

$$\frac{dx}{d\tau} = \frac{2(x_\infty - x)}{x^{3/2}},$$

которое имеет следующее решение в неявном виде:

$$\tau = \frac{1}{3}(1 - x^{3/2}) + x_\infty(1 - \sqrt{x}) + x_\infty^{3/2} \left(\operatorname{arctanh} \sqrt{\frac{x}{x_\infty}} - \operatorname{arctanh} \frac{1}{\sqrt{x_\infty}} \right). \quad (6)$$

3.2 Тестирование численной модели

Сравним результаты PIC-расчетов с полученным аналитическим решением. Вычислительная область представляет собой квадратный участок плазмы размерами 64×64 клетки. Пространственный и временной шаги сетки выбраны равными $dx = 0.04 c/\omega_p$, $dt = 0.02 \omega_p^{-1}$. Плотность плазмы $n_e = 2.43 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Количество макрочастиц одного сорта $N \approx 4.2 \cdot 10^6$. Результаты моделирования представлены на Рис.2, из которого видно хорошее согласие с теоретическими зависимостью (6).

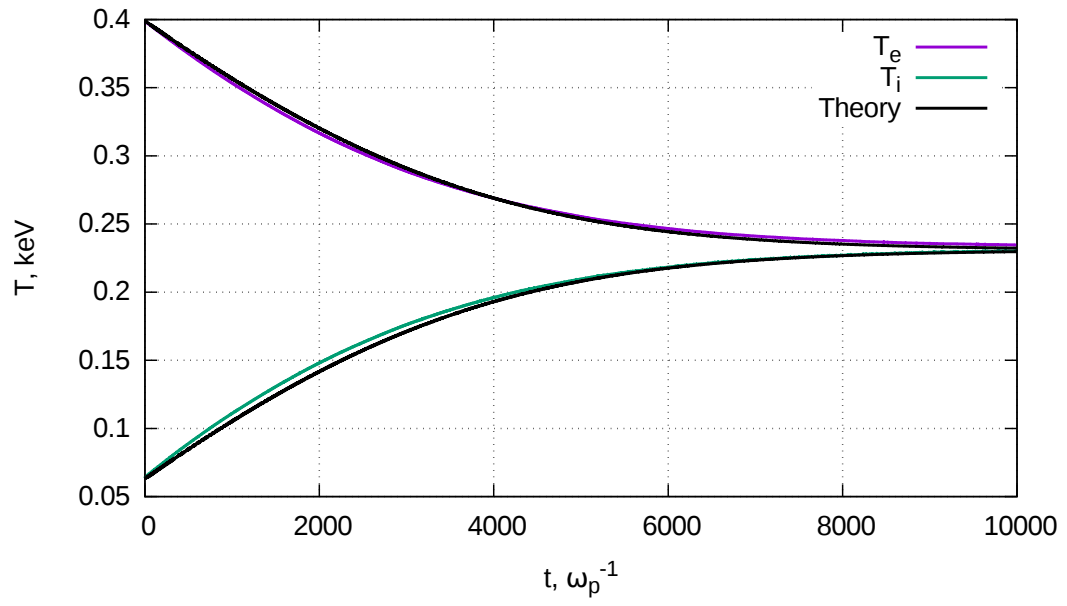


Рис. 2: Выравнивание температур в двухкомпонентной плазме

4 Генерация излучения в столкновительной плазме

Проведем численный эксперимент по генерации электромагнитного излучения при возбуждении в плазме встречных кильватерных волн. Расчетная область представляет собой прямоугольный слой плазмы с размерами $96 c/\omega_p \times 12 c/\omega_p$, окруженный вакуумом и поглощающими слоями, необходимыми для измерения излученной энергии. Пространственный и временной шаг сетки $dx = 0.04 c/\omega_p$, $dt = 0.02 \omega_p^{-1}$. Число макрочастиц одного сорта $N \approx 1.8 \cdot 10^7$.

В данном расчете используются виртуальные лазерные импульсы, воздействующие на электроны через пондермоторную силу. Предполагается, что в плоской геометрии огибающая электрического поля лазера имеет вид

$$E = E_0 \sqrt{\frac{\sigma_0}{\sigma(x)}} e^{-y^2/\sigma^2(x)} \sin^2 \left(\frac{\pi(x-t)}{2\tau} \right),$$

где τ – длительность импульса, σ_0 – ширина импульса в фокусе. Эффект дифракционного расплывания импульса учитывается с помощью зависимости $\sigma(x) = \sigma_0 \sqrt{1 + x^2/R^2}$, где $R = \omega_0 \sigma_0^2/2$ – длина Рэлея, ω_0 – центральная частота лазера. Лазерные импульсы инжектируются с торцов плазмы, имеющей начальную температуру $T_0 = 10$ эВ. В лабораторном эксперименте планируется реализовать схему, в которой встречные импульсы сфокусированы в одну точку, но имеют разные размеры фокального пятна. В численном расчете точка фокуса располагается в середине расчетной области. Характерные параметры эксперимента приведены в Таблице 1.

Таблица 1: Параметры лазеров в эксперименте

Длина волны лазера	$\lambda_0 = 830$ нм
Длительность лазерных импульсов	$\tau = 3.43 \omega_p^{-1}$
Вектор потенциал левого лазера	$a_{01} = 0.7$
Вектор потенциал правого лазера	$a_{02} = 0.6$
Фокусный размер левого лазера	$\sigma_{01} = 1.38 c/\omega_p$
Фокусный размер правого лазера	$\sigma_{02} = 2.3 \cdot \sigma_{01} = 3.174 c/\omega_p$

На Рис.3 представлено сравнение эффективности излучения с учетом/без учета кулоновских столкновений для двух значений плотности электронов $2.43 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и $2.43 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Как видно, снижение эффективности излучения из-за

влияния столкновений не превышает 5% во всем интересующем нас диапазоне плотностей.

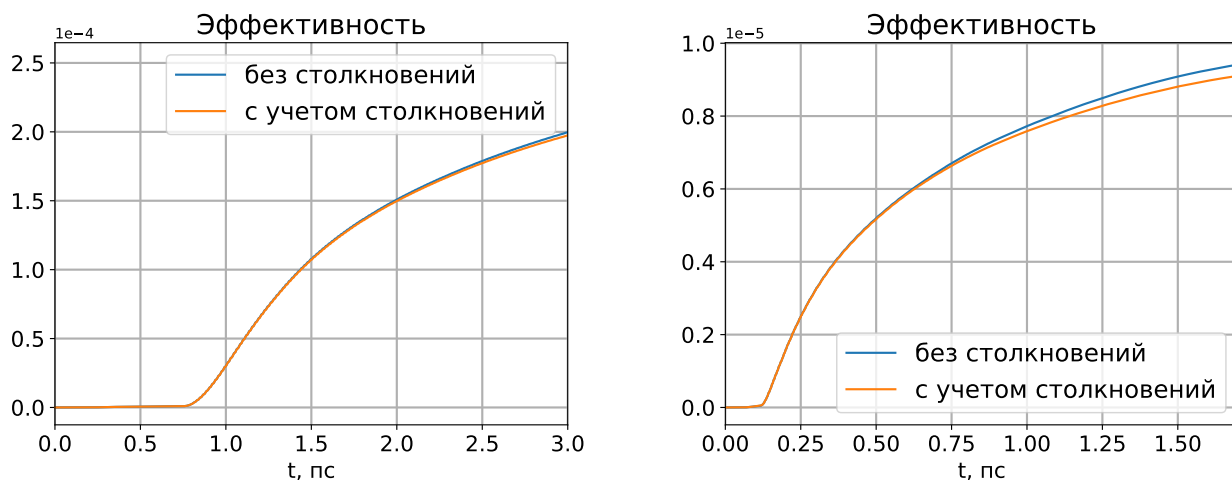


Рис. 3: эффективность излучения без учета/с учетом кулоновских столкновений. $n_e = 2.43 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (слева), $n_e = 2.43 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (справа).

5 Эффект модуляции ионной плотности

Учет динамики ионов приводит к более существенному эффекту. Под действием образовавшейся стоячей плазменной волны возникает модуляция ионной плотности, приводящая к сокращению времени излучения и уменьшению его эффективности.

На Рис.4 приведены характеристики излучения для моделирования с бесконечно тяжелыми ионами и с ионами пятикратно ионизованного азота. Как видно из графиков, рассматриваемый эффект сокращает длительность излучения, в результате чего ширина спектра увеличивается от 2% до 3%. Снижение эффективности не является критическим ($\approx 22\%$), она по-прежнему превышает 10^{-4} .

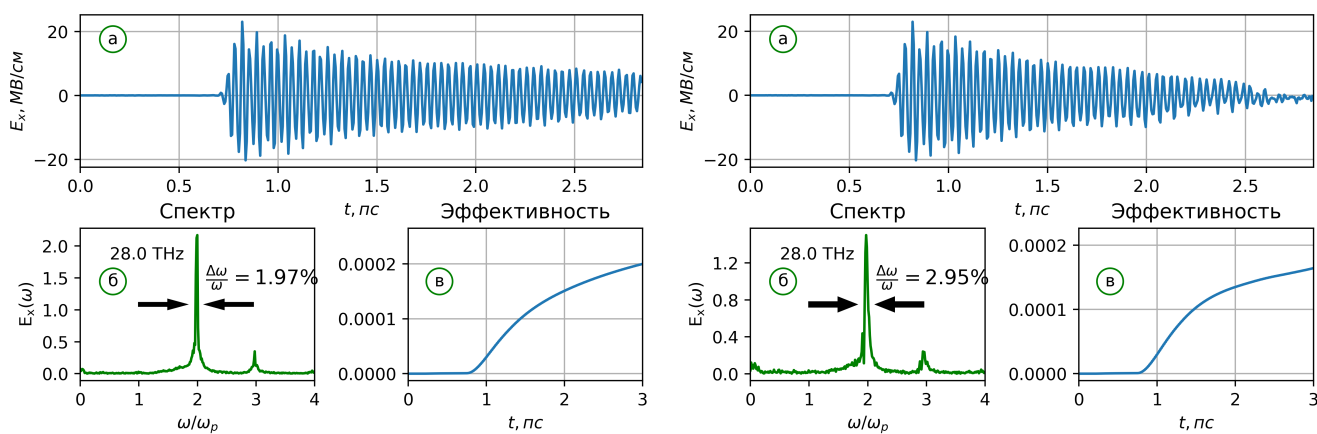


Рис. 4: Характеристики излучения в случае неподвижных ионов (слева) и для ионов азота N_{14}^{+5} (справа). а) – электрическое поле в вакууме на границе поглощающего слоя. б) – спектр излучения. в) – эффективность излучения.

Надлежащий выбор ионизируемого газа может уменьшить указанный выше негативный эффект. Более тяжелые ионы будут медленнее формировать модуляцию плотности, соответственно они более предпочтительны для эксперимента. Однако есть другой ограничивающий фактор. В расчетах ионизация ионов предполагалась однородной. Для этого заряд иона не должен быть слишком велик, чтобы поля лазера было достаточно для надбарьерной ионизации. Использование ионов с большими зарядами неизбежно приведет к неравномерной ионизации плазмы, и, соответственно, к неоднородной электронной плотности. Последний фактор, в свою очередь, приведет к еще большему уменьшению эффективности схемы.

Численные эксперименты были проведены для ионов водорода, дейтерия и

азота (N_{14}^{+5}). Результаты моделирования представлены на Рис.5, из которого видно, что минимальное снижение эффективности излучения достигается в азоте.

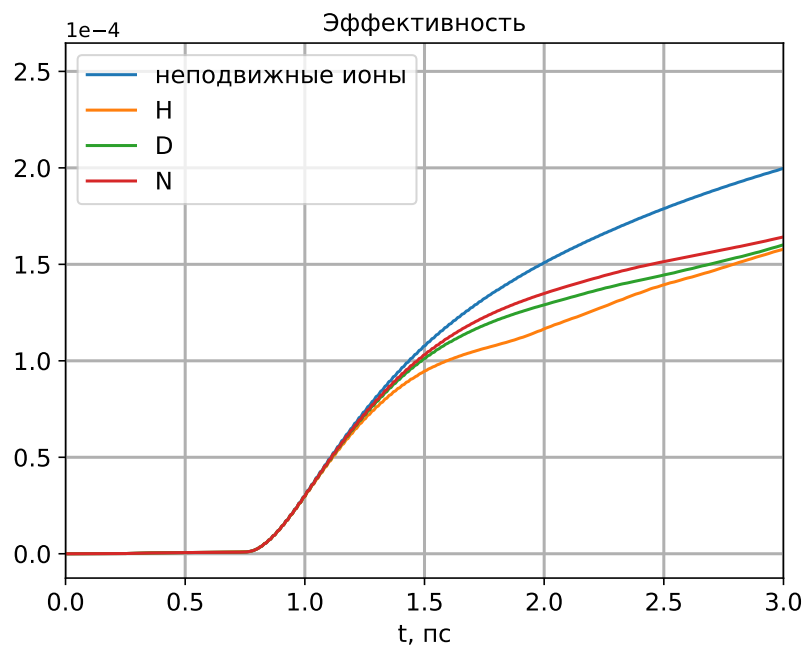


Рис. 5: Эффективность излучения для различных газов

6 Заключение

В численной PIC-модели была реализована схема парных столкновений Такизуки и Абе. Для тестирования модели была использована задача о выравнивании температур в двухкомпонентной плазме. Сравнение численных расчетов с аналитическим решением показало хорошее согласие.

С помощью данной PIC-модели были проведены численные эксперименты по столкновению двух лазерных импульсов в плазме и проанализировано влияние кулоновских столкновений на эффективность генерируемого излучения. Численный расчет показал, что их вклад мал ($\lesssim 5\%$) вплоть до плотностей $n_e \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Учет динамики ионов показал более существенное, но не драматическое снижение эффективности схемы ($\approx 22\%$). Показано, что среди легких газов, ионизация которых лазером способна обеспечить необходимую однородность электронной плотности, наиболее предпочтительным для эксперимента является азот.

Список литературы

- [1] A. Sell, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Opt. Lett.* 33, 2767 (2008)
- [2] S.-W. Huang, E. Granados, W. R. Huang, K.-H. Hong, L. E. Zapata, and F. X. Kartner, *Opt. Lett.* 38, 796 (2013)
- [3] W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure, C. Toth, J. van Tilborg, C. B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcelis, M. A. Carnahan, R. A. Kaindl, J. Byrd, and M. C. Martin, *Phys. Rev. Lett.* 91, 074802 (2003)
- [4] N. Vinokurov, *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* 32, 1123 (2011)
- [5] I. V. Timofeev, V. V. Annenkov, and E. P. Volchok, *Physics of Plasmas* 24, 103106 (2017)
- [6] F. Pérez, L. Gremillet, A. Decoster, M. Drouin, and E. Lefebvre, *Phys. Plasmas* 19, 083104 (2012)
- [7] Дж. Джексон, *Классическая электродинамика*. – М. : Мир, 1965, гл. 13, §7
- [8] T. Takizuka and H. Abe, A binary collision model for plasma simulation with a particle code, *J. Compt. Phys.* 25, 205 (1997)
- [9] Б. А. Трубников, *Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме//Вопросы теории плазмы/ Под ред. М. А. Леонтовича*. – М. : Атомиздат, 1963. – Т.1. §20