

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Физический факультет

Выпускная квалификационная магистерская работа

Кафедра физики плазмы
(название кафедры)

Тувев Петр Викторович
(фамилия, имя, отчество студента)

Название работы:

Поиск оптимальных параметров лазерного кильватерного ускорения
для экспериментов в ИЛФ СО РАН

Научный руководитель:

д-р физ.-мат. наук Лотов Константин Владимирович
(звание, фамилия, имя, отчество, роспись)

Новосибирск — 2017 год

Оглавление

1	Введение	2
2	Постановка задачи	4
3	Численное моделирование	6
3.1	Описание используемого кода	6
3.2	Метод учета захвата в квазистатическом коде	8
3.3	Сравнение с PIC кодом общего назначения	10
4	Поиск оптимальных параметров для лазерного комплек- са в ИЛФ	14
4.1	Оптимизация полей	14
4.2	Захват электронов	22
5	Заключение	24

1: Введение

Плазма является интереснейшим объектом для исследования. Большая часть наблюдаемого вещества во вселенной находится в этом агрегатном состоянии. Однако на Земле оно не сильно распространено и создается, в основном, человеком. Протекающие в плазме процессы позволяют использовать её как в сварке и литографии, так и для термоядерного синтеза и ускорения частиц.

Плазма представляет собой квазинейтральный газ заряженных частиц. Фактически это полностью разрушенное вещество, которое способно выдерживать огромные напряженности электрического поля, порядок величины которого соответствует $E_0 = \sqrt{4\pi n_e m_e c^2}$, где n_e - плотность плазмы, m_e - масса электрона и c - скорость света в вакууме. Это поле превышает поля пробоя в классических ускорительных структурах на несколько порядков [1], что поднимает вопрос об использовании плазмы в качестве ускоряющего элемента.

Такие огромные напряженности полей проявляются в волновых плазменных процессах. Для ускорения используется плазменная ленгмюровская волна [2]. Это колебание электронов возле положения равновесия с плазменной частотой $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$, где e - элементарный заряд. Если возбудить в плазме ленгмюровскую волну и запустить в нее сгусток заряженных частиц в нужной фазе, то мы получим плазменную ускоряющую структуру. Для возбуждения волн можно использовать компактный релятивистский объект, называемый драйвером. Это может быть

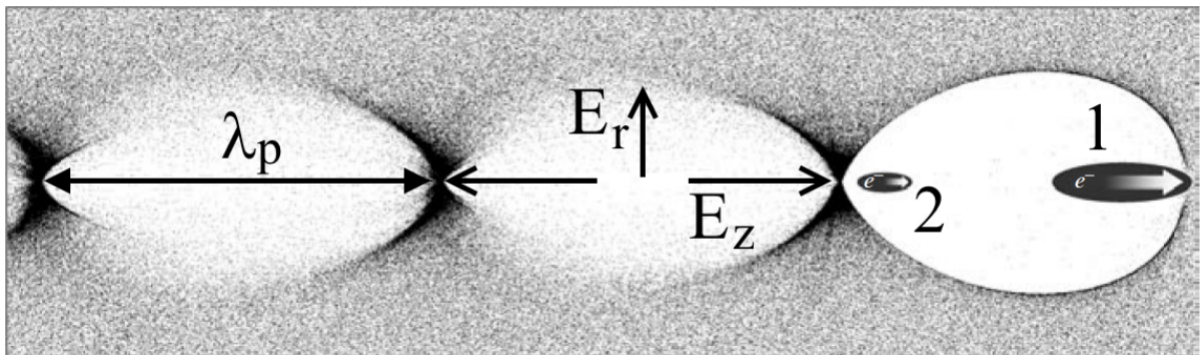


Рис. 1.1: Общая схема кильватерного ускорения: (1) - драйвер, создает плазменную волну, (2) - витнесс, ускоряемый сгусток.

как пучок заряженных частиц, так и мощный лазерный импульс. Проходя сквозь плазму, он оставляет за собой волновой след, называемый кильватерной волной. Общая схема представлена на рис. 1.1. Находящийся в правильной фазе пучок-витнесс будет ускоряться этими полями. Вся эта картина будет распространяться практически со скоростью света.

Применения кильватерного ускорения можно разделить на два направления. Первое нацелено на область физики высоких энергий. Размер современных передовых установок уже составляет десятки километров. Для дальнейшего исследования строения мира необходимо поднять энергию сталкиваемых частиц в несколько раз. Это означает увеличение размеров установок. На этом фоне возможность поднять максимальную амплитуду ускоряющего поля на несколько порядков выглядит заманчиво. Работы в этом направлении ведутся во многих крупных лабораториях по всему миру [1, 3–6].

С другой стороны, можно получать электронные пучки с энергией порядка 100 МэВ - 1 ГэВ, используя короткую плазменную секцию. В качестве драйвера в этом случае удобно использовать лазерный импульс из-за компактности современных лазерных комплексов. В данной работе представлена оптимизация одного из таких экспериментов.

2: Постановка задачи

В Институте лазерной физики Сибирского отделения РАН (ИЛФ СО РАН) ведутся работы по подготовке серии экспериментов по лазерному кильватерному ускорению. Разработанный в лаборатории института лазерный комплекс имеет параметры (табл. 2.1), близкие к установкам, использованным в похожих экспериментах [7–10].

Будет исследоваться возможность генерация витнесса из плазменных

поляризация	линейная
длина волны лазера, λ_0	810 нм
длительность лазера, τ	12 фс
радиус лазера, r_0	14 мкм
энергосодержание	300 мДж
пиковая мощность, P_0	14 ТВт
диаметр газовой струи	1 мм

Таблица 2.1: Параметры эксперимента, планируемого в ИЛФ СО РАН.

электрон с использованием лазерного импульса с низким энергосодержанием. В качестве базовой схемы ускорения выбрана фокусировка лазера на сверхзвуковую струю. Передний фронт импульса ионизует газ, где его основная часть будет возбуждать кильватерные поля. Распределение плотности плазмы будет соответствовать распределению газа в сверхзвуковом потоке, которое является практически однородным с резкими фронтами нарастания плотности [11].

Все многообразие нелинейных процессов, протекающих в плазме, возможно полностью описать аналитически только в одномерном случае. Для понимания происходящего в трехмерном мире необходимо использовать численное моделирование. Постановка любого эксперимента сопровождается теоретическим исследованием с помощью компьютерных кодов.

В данном эксперименте этот аспект особенно важен. Параметры лазерной системы находятся вблизи порога генерации сгустка из плазменных электронов. Эксперименты будут направлены, в первую очередь, на исследование этой границы. И оптимизация с помощью численного моделирования является неотъемлемой частью подготовки к экспериментальным исследованиям.

Наша команда давно занимается моделированием кильватерного ускорения. Разрабатываемый коллективом квазистатический код lcode [12], хорошо зарекомендовал себя в моделировании кильватерного ускорения с пучковым драйвером. Возможность вычисления эволюции лазерного импульса появилась в коде недавно [13]. Фактически, эта первая физическая задача для данной модели.

Квазистатическое приближение позволяет lcode выполнять моделирование долговременной динамики лазерного импульса на порядки быстрее универсальных расчетных кодов, использующих метод частиц-ячейках (Particle in Cell, PIC). Взамен приходится жертвовать некоторыми физическими процессами, в частности, захватом плазменных электронов.

В разделе 3 предложен алгоритм моделирования захвата частиц плазмы в поле кильватерной волны с помощью квазистатического кода. Оптимизации планируемого в ИЛФ СО РАН эксперимента рассмотрена в разделе 4.

3: Численное моделирование

3.1: Описание используемого кода

Для моделирования был использован 2D3V код lcode. В этом коде используется квазистатическое приближение, что позволяет уменьшить требования к вычислительным ресурсам в несколько сотен раз по сравнению с традиционными PIC кодами. Lcode способен считать эволюцию пучков заряженных частиц и лазерных сгустков в плоской и цилиндрической геометрии. В уравнениях используется следующая система единиц измерений: $c = m_e = e = k_p = 1$, где $k_p = \omega_p/c$. Мы будем использовать цилиндрическую систему координат (r, ξ) , где $\xi = z - ct$, z и t - координаты пространства и времени в лабораторной системе отсчета.

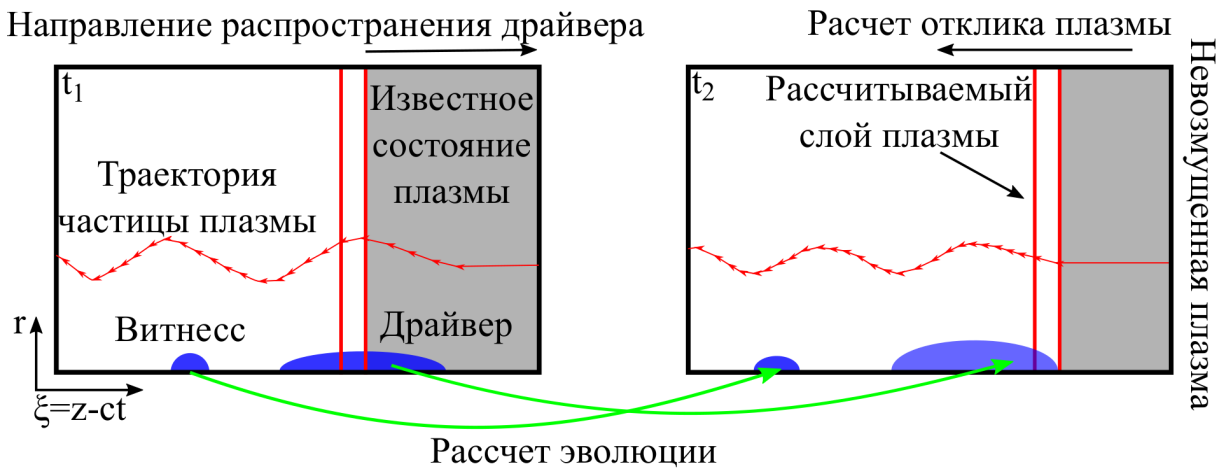


Рис. 3.1: Схема моделирования программой lcode.

Работа кода схематически изображена на рис. 3.1. Окно моделирования движется со скоростью света в направлении распространения драйвера, поэтому шаг по времени соответствует шагу по пространству $dz = c \cdot dt$. Считается, что пучок частиц или лазерный импульс изменяется за продолжительное время, тогда генерируемые драйвером возмущения будут зависеть только от расстояния позади пучка ξ . Можно найти отклик плазмы слой за слоем вдоль этой координаты. В этом случае уравнения движения плазменных частиц будут записываться в следую-

щем виде

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}_{pp}}{d\xi} &= \frac{q_{pp}}{v_{ppz} - 1} \left(\vec{E} + [\vec{v}_{pp} \times \vec{B}] \right), & \frac{dr_{pp}}{d\xi} &= \frac{v_{ppr}}{v_{ppz} - 1}, \\ \vec{v}_{pp} &= \frac{\vec{p}_{pp}}{\sqrt{M_{pp}^2 + p_{pp}^2}}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где \vec{p}_{pp} и \vec{v}_{pp} - импульс и скорость плазменной частицы, а M_{pp} и q_{pp} - её масса и заряд, r_{pp} - радиальная координата моделируемой частицы. В таком подходе макрочастицы плазмы представляют собой трубу из реальных частиц, которые стартуют с одинакового радиуса и повторяют траектории друг друга. Это предположение уменьшает требуемый объем памяти в отношении длины окна моделирования к шагу сетки по продольной координате, в сравнении с PIC - кодами.

Получив картину отклика плазмы, можно посчитать изменение драйвера и витнесса во времени. Увеличение быстродействия кода достигается за счет отношения шага эволюции пучка dt к шагу моделирования плазменного отклика $d\xi$. Частицы пучка моделируются как полностью релятивистские макрочастицы, то есть каждая частица изображает собой несколько реальных частиц. В используемой системе координат уравнения их движения выглядят следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{dr_b}{dt} &= v_{br}, & \frac{d\xi_b}{dt} &= v_{bz} - 1, & \frac{d\vec{p}_b}{dt} &= q_b \left(\vec{E} + [\vec{v}_b \times \vec{B}] \right), \\ \vec{v}_b &= \frac{\vec{p}_b}{\sqrt{m_b^2 + p_b^2}}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где \vec{p}_b и \vec{v}_b - импульс и скорость макрочастицы пучка, M_b и q_b - её масса и заряд, а r_b и ξ_b - координаты в окне моделирования. Более подробное описание работы плазменного и пучкового решателей описано в работах [12, 14].

Для описания эволюции лазера используется уравнение на огибающую вектор-потенциала поля лазерного излучения в квазистатическом

приближении:

$$\begin{aligned} \hat{A}_\perp(\xi, r, t) &= A(\xi, r, t) \exp(ik_0\xi) + \text{к.с.}, \\ 2ik_0 \frac{\partial A}{\partial t} + 2 \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial A}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right) &= \frac{\bar{n}}{\bar{\gamma}} A, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где \hat{A}_\perp - поперечная составляющая вектор-потенциала, k_0 - волновое число лазерного импульса, \bar{n} - плотность плазмы, усредненная по лазерной длине волны, и $\bar{\gamma} = \sqrt{1 + |\vec{p}_{pp}|^2 + |A|^2}$ - релятивистский фактор плазменных электронов. Здесь подразумевается круговая поляризация лазерного импульса. В этом уравнении выброшены слагаемые второго порядка малости по $\epsilon = \omega_p/\omega_0$, где ω_0 - частота лазерного излучения. Предполагается, что ионы плазмы являются неподвижными. Воздействие лазера на плазменные электроны описывается пондеромоторной силой:

$$F = -\frac{\nabla |A|^2}{2\bar{\gamma}}. \quad (3.4)$$

Впервые уравнение (3.3) было получено в работе [15], реализация данной модели в lcode описана в работе [13]. Далее будем считать, что в качестве драйвера выступает лазерный импульс. В моделировании A изначально задается следующей формулой

$$A^2 = \frac{a_0^2}{2} e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}} \left[1 + \cos \left(\frac{\sqrt{\pi}(\xi - \xi_c)}{\tau} \right) \right], \quad (3.5)$$

где a_0 - максимум векторного потенциала, r_0 и τ - радиус и длительность лазерного импульса в перетяжке, ξ_c - положение центра импульса в окне моделирования. Продольный профиль импульса с хорошей точностью повторяет гауссово распределение, но является более удобным в моделировании из-за конечности своего размера [14].

3.2: Метод учета захвата в квазистатическом коде

Используя квазистатическое приближения для расчета отклика плазмы, вместе с ускорением моделирования, мы опускаем часть физических явлений. Так, захват электронов плазмы полем кильватерной волны не

описывается с помощью уравнений (3.1). Плазменные макрочастицы не имеют координаты t и не передаются между шагами по времени. Это также видно на схеме моделирования, изображенной на рис. 3.1.

Для захвата электронов плазмы амплитуда волны должна превышать поле опрокидывания волны E_0 , что происходит только с мощными драйверами. И даже тогда доля захваченных электронов за один шаг по времени оказывается малой [16]. Будем считать, что фракция захваченных электронов не изменяет значительно структуру кильватерной волны на одном шаге по времени. В каждой точке вдоль ξ мы знаем состояние плазменных частиц и можем посмотреть их эволюцию, используя уравнения (3.2). Для этого будем моделировать пробные частицы пучка (не изменяющие поля системы), с начальным распределением, повторяющим состояние плазмы на заданном ξ .

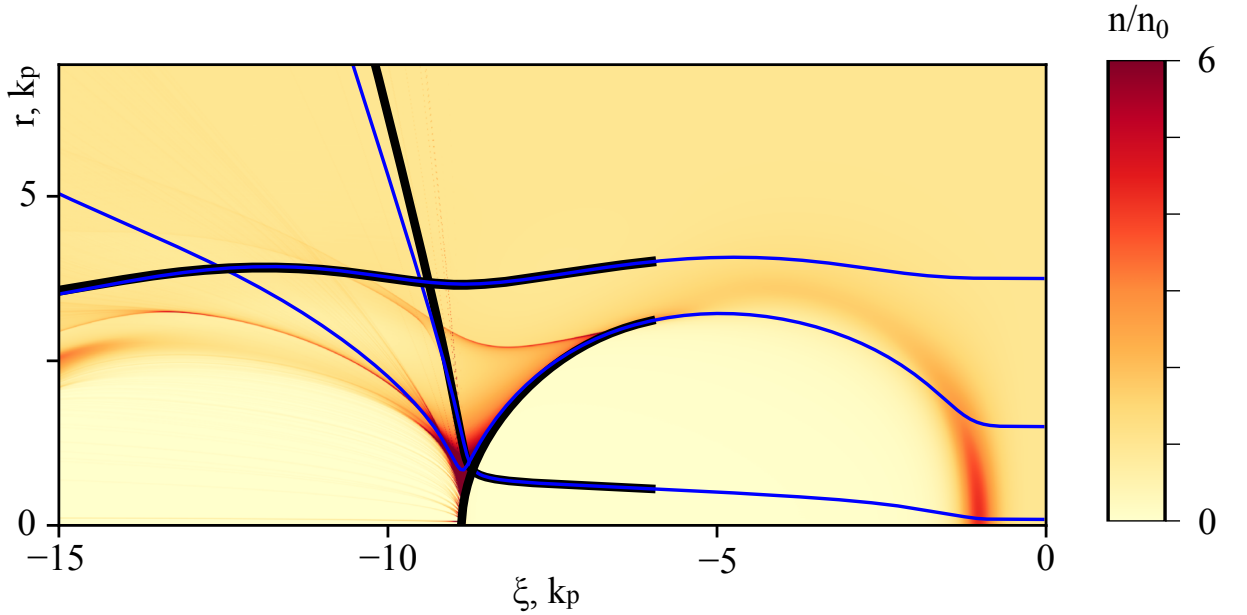


Рис. 3.2: Траектории электронов плазмы (синие линии) и пробных частиц пучка (черные линии). Цветом изображена плотность плазмы.

Характерные траектории пробных частиц (черные линии) и электронов плазмы (синие линии), представлены на рис. 3.2. В качестве драйвера выступал лазер с $a_0 = 3.5$, $\tau_0 = 1$, $r_0 = 2.6$, $k_0 = 30$. Необходимо задавать пробные частицы за драйвером, так как приближение взаимодействия лазерного импульса с электронами через пондеромоторную силу не выполняется для релятивистских частиц, и эта добавка к силе не была реализована в уравнениях расчета эволюции пучка. Видно, что для

“пролетных” частиц уравнения дают одинаковые траектории, тогда как захваченные частицы остаются в окне моделирования при решении полного уравнения движения (3.2).

Для моделирования захвата плазменных электронов необходимо рассчитать траектории частиц в квазистатическом приближении на каждом шаге эволюции драйвера. Затем произвести ещё одно моделирование, останавливая его на каждом временном шаге для добавления новых пробных частиц к уже имеющемуся витнессу. Следует добавлять все плазменные частицы, участвующих в волновом движении, поскольку заранее нельзя предсказать поведение их траекторий. В качестве их начальной координаты по ξ разумно выбрать положение вблизи края каверны, но где еще траектории, рассчитываемые по уравнениям (3.1) и (3.2), практически неразличимы. После множества шагов по времени останутся только захваченные электроны. Повторяя это действие при распространении лазерного импульса в плазме, мы сможем отследить захват и ускорение частиц на протяжении всего времени его эволюции. Для осуществление этого алгоритма была написана программа на языке Python 3.5, которая выполняет остановку моделирования, добавление новых частиц к витнессу и перезапуск кода автоматически.

3.3: Сравнение с PIC кодом общего назначения

Чтобы говорить о применимости данного подхода к моделированию захвата электронов плазмы,

a_0	4
поляризация	круговая
длина волны лазера, λ_0	810 нм
длительность лазера, τ	17 фс
радиус лазера, r_0	28 мкм
плотность плазмы	$1.5e18 \text{ см}^{-3}$
длина плазмы	7.5 мм

Таблица 3.1: Параметры тестовой задачи.

необходимо провести сравнение с уже известными результатами. Мы сделаем это на примере работы [17], где с помощью полностью трехмерного моделирования PIC кодом OSIRIS исследовано взаимодействие мощного лазерного излучения с

плазмой. Параметры лазерного излучения таковы, что захват происходит в начале плазменной секции. В работе хорошо описаны как получившиеся электронные сгустки, так и структура кильватерной волны. Параметры исследуемой системы приведены в табл. 3.1.

На рис. 3.3 представлено сравнение структуры кильватерной волны при различном пройденном расстоянии. Верхняя картина плотности соответствует результатам, полученным с помощью OSIRIS, а нижняя - результатам работы lcode. Как видно на рис. 3.3(a), структуры волн в начале взаимодействия хорошо совпадают. Захваченные электроны ещё не вносят значительного вклада в движение плазмы, как и предполагалось в предыдущем пункте. На рис. 3.3(b) захваченный пучок дает значительный вклад в картину полей за драйвером. В этом случае результаты работы lcode совпадают лишь до позиции плотного электронного сгустка.

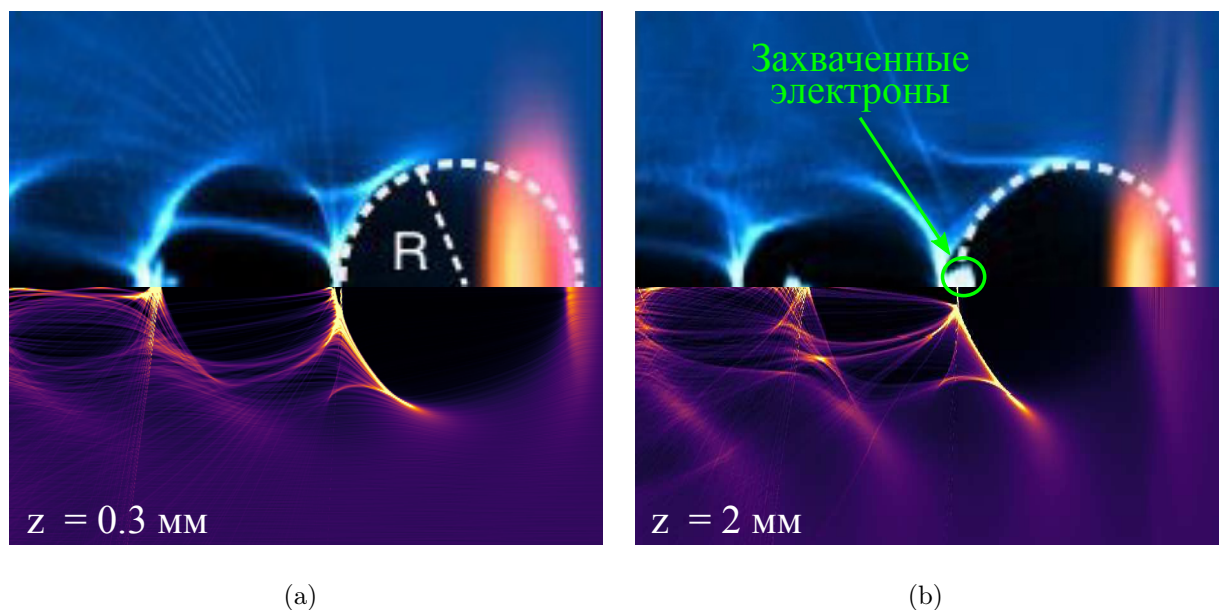


Рис. 3.3: В верхней части изображена плотность плазмы, полученная с помощью OSIRIS, в нижней части - с помощью lcode. Структура плазменной волны после прохождения лазером расстояния 300 мкм (a) и 2 мм (b).

Ввиду совершенно разного физического трактования макрочастиц пучка и плазмы, нельзя просто приравнять заряды этих двух структур. Дополнительная сложность появляется из-за использования для перехода к безразмерным переменным четырех величин, когда достаточно

трех. В этом случае заряды частиц пучка и плазмы обезразмериваются на разные величины [12]. Ранее это не приводило к неудобствам, так как не требовалось переводить одни сорта частиц в другие. Предполагается использовать эту методику для изучения взаимодействия плазмы с маломощным лазером. Поэтому акцент делался на формирование пучка электронов, когда эффекты пространственного заряда незначительны.

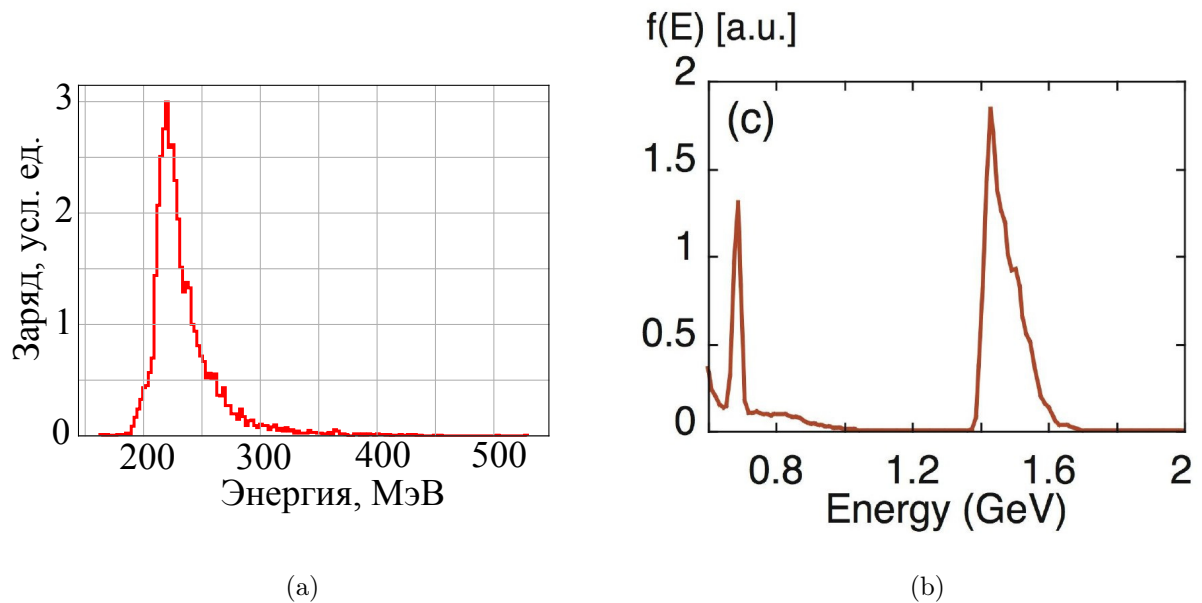


Рис. 3.4: Энергетические спектры пучков, (a) моделирование с помощью lcode 1 мм плазмы, (b) моделирование с помощью OSIRIS 7.5 мм плазмы.

Наш подход позволяет моделировать процесс формирования витнес-са из электронов плазмы и для мощных лазерных импульсов на малых длинах ускорения, когда образовавшийся электронный сгусток не изменяет структуру кильватерной волны. Поскольку структура первого периода кильватерной волны практически не искажается даже после длительной эволюции системы, будем рассматривать захват только в этой области. На рис. 3.4 изображены спектры электронных пучков, полученные в результате моделирования плазмы длиной 1 мм с помощью lcode (a) и моделирования кодом OSIRIS захвата и ускорения электронов на расстоянии 7.5 мм (b). При моделировании мы не учитывали влияние пространственного заряда захваченных частиц, однако при построении спектров вес частиц учитывается. Одна плазменная частица описывает движение множества реальных частиц, находящихся в начальный момент в области $2\pi r dr dt$, поэтому вклад в конечный спектр у частиц

с разного радиуса различается. В спектре, полученном с помощью кода OSIRIS [рис. 3.4(b)], первой каверне соответствует пик с большей энергией. Можно говорить о качественном соответствии двух картин. Так, средняя энергия пучка, получившегося с помощью нашего метода, составляет 224 МэВ, тогда как после моделирования всей плазменной секции кодом OSIRIS она составила 1.5 ГэВ. Их отношение составляет 6.6, что практически соответствует соотношению длин ускорения - 7.5. Неточное равенство можно объяснить истощением лазерного импульса к концу плазменной секции, что приводит к уменьшению ускоряющего поля. Получившийся абсолютный энергоразброс составил 17 МэВ, что меньше 57 МэВ, полученных с помощью PIC кода. Это свидетельствует о том, что наш метод не приводит к захвату электронов в неоптимальную фазу волны с меньшим ускоряющим полем, что могло бы увеличить энергоразброс.

Таким образом, мы получили рабочий инструмент для быстрой оценки возможности формирования электронного пучка.

4: Поиск оптимальных параметров для лазерного комплекса в ИЛФ

4.1: Оптимизация полей

Необходимо оптимизировать условия эксперимента с лазерным комплексом, параметры которого заданы в табл. 2.1. Однако не все величины можно изменить. Лазер работает на заданной длине волны. Фокусировка определяется установленной оптикой, а значит, заданы минимальные размеры пучка в перетяжке. Их увеличение при заданной энергии приведет к уменьшению a_0 и, как следствие, к более слабым кильватерным полям. Энергосодержание задано системой накачки лазера. Остается варьировать точку фокуса и плотность газовой струи, то есть плотность плазмы.

В вакууме лазер расплывается на релеевской длине $R_l = k_0 r_0^2 / 2$ [18]. Однако в плазме электроны уходят из максимума интенсивности лазера, создавая градиенты плотности, что также является и градиентом показателя преломления. Излучение в этом случае начинает фокусироваться. Существует минимальная мощность, называемая критической, необходимая для преобладания эффекта самофокусировки над расплыванием [4]:

$$P_c [\text{ГВт}] = 17 \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}. \quad (4.1)$$

Значения P_0/P_c , получаемые для лазерного комплекса в ИЛФ СО РАН, изображены на рис. 4.1(а). Из равенства $P_c = P_0$ можно вычислить минимальную плотность плазмы n_c , при которой будет наблюдаться этот эффект для лазера с заданной мощностью.

Поскольку захват электронов происходит в сильно нелинейных режимах взаимодействия лазера с плазмой, необходимо как-то охарактеризовать меру нелинейности возбуждаемой волны. В качестве такой меры можно использовать следующее неравенство [4]

$$Q = \frac{(k_p r_0)^2}{4} \frac{\sqrt{1 + a_0^2}}{a_0^2} < 1. \quad (4.2)$$

Это неравенство является условием ухода всех электронов с оси для случая длинного импульса. Значения параметра Q для исследуемого лазерного импульса при различных плотностях плазмы представлены на рис. 4.1(b).

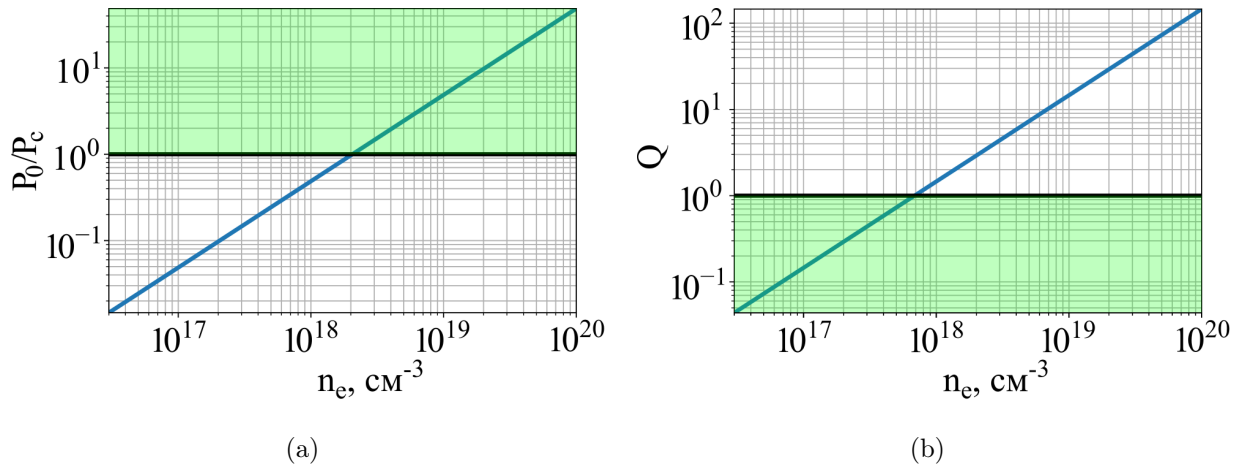


Рис. 4.1: Значения P_0/P_c (a) и Q (b) для лазерного комплекса в ИЛФ СО РАН при разных значениях плотности плазмы. Зеленым отмечена области нелинейной самофокусировки (a) и сильной нелинейности (b).

На рис. 4.1 зелеными областями отмечены диапазоны нелинейной самофокусировки и сильно нелинейной кильватерной волны. Большинство успешных экспериментов проводилось в диапазоне плотностей, в котором присутствуют оба эффекта [7–10]. Для имеющейся лазерной системы нет плотностей, где бы выполнялись оба условия. Однако граница $Q=1$ не является строгим критерием образования пучка электронов из плазмы. Более того, при нелинейной самофокусировке лазера r_0 будет уменьшаться, a_0 возрастать относительно их значений в перетяжке импульса. Необходимо исследовать область плотностей вблизи пороговой для эффекта самофокусировки плотности $n_c = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ более подробно.

На рис. 4.2 проиллюстрировано влияние плазмы на фокусировку лазерного импульса в зависимости от длины его распространения в среде. Моделирование подтверждает, что самофокусировка носит пороговый характер. Импульс оставляет свою энергию, проходя через плазму, что приводит к уменьшению его мощности. В какой-то момент мощность падает ниже критической и лазер начинает расплываться. При плотности

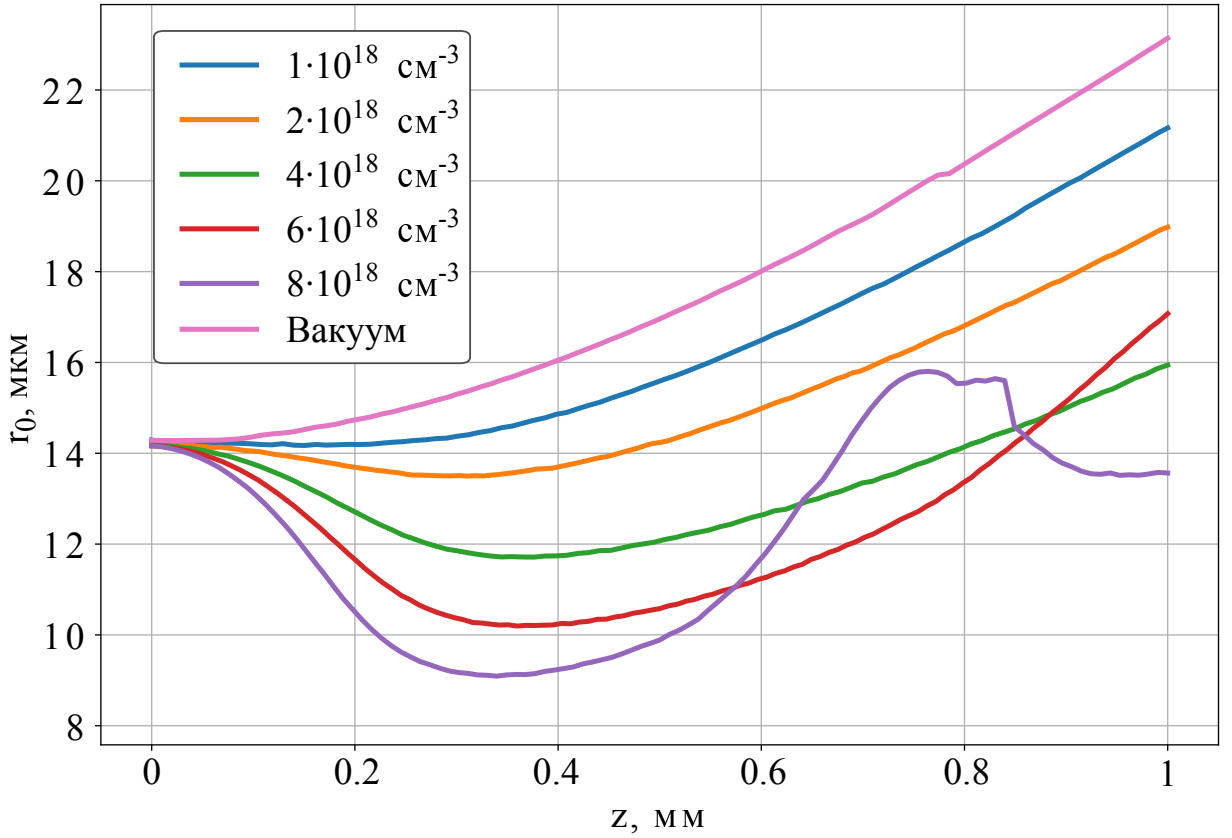


Рис. 4.2: Зависимость радиуса лазера r_0 от длины распространения для разных плотностей плазмы.

$n_e = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ радиус лазера катастрофически увеличивается после прохождения 500 мкм плазмы, что может означать только его сильное истощение. Следуя работе [19], можно оценить длину, на которой произойдет значительная модификация спектра излучения вследствие сильной потери энергии на возбуждение кильватерной волны, $z_S \sim cT \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2}$, что для наших параметров и $n_e = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет около 1 мм. К сожалению, в месте с сильным истощением уравнение (3.3) перестает быть применимым.

Хотя захват электронов волной есть вероятностный процесс, признаком его наличия является условие $|\Phi_{\text{мин}}| \sim 1$ [16], где $\Phi_{\text{мин}}$ - минимум кильватерного потенциала, задаваемого уравнениями

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = B_\phi - E_r, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = -E_z, \quad (4.3)$$

где \vec{E} и \vec{B} - поля кильватерной волны. На рис. 4.3 изображена зависимость минимума кильватерного потенциала от пройденного расстояния.

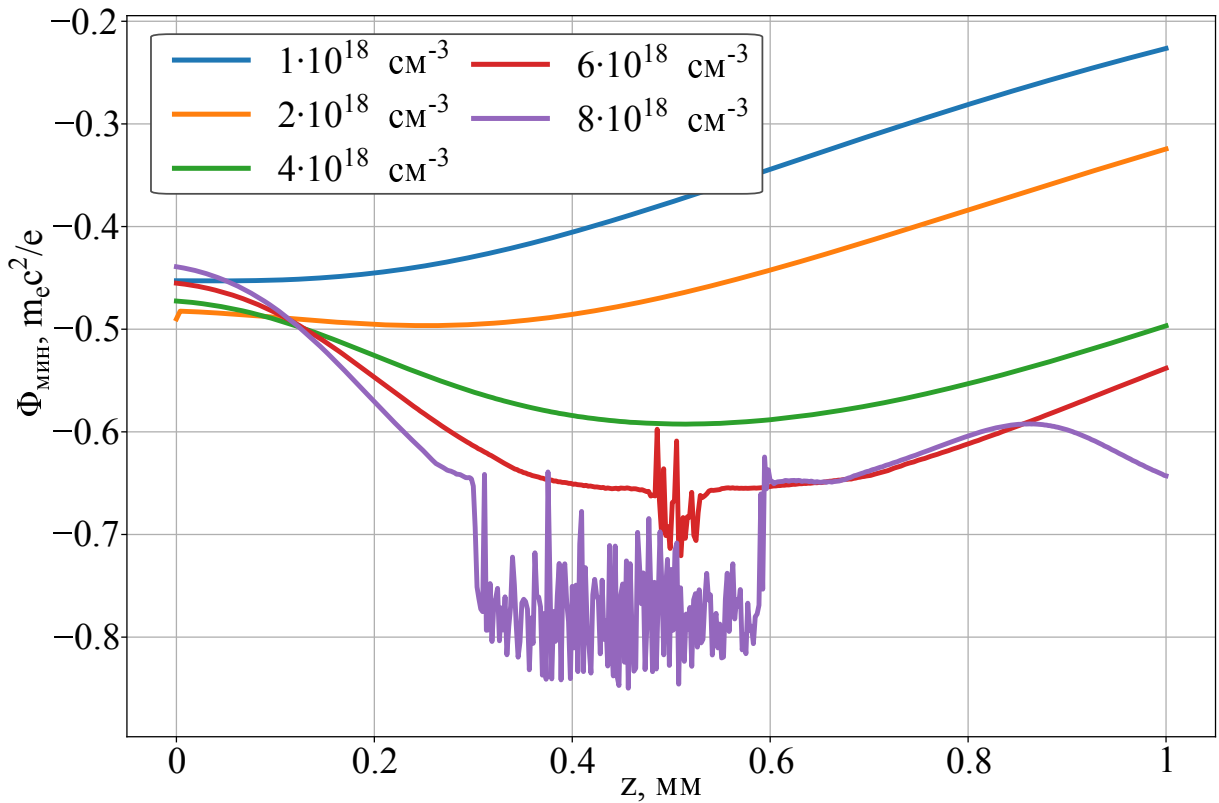


Рис. 4.3: Зависимость минимума кильватерного потенциала от пройденного расстояния для разных плотностей плазмы.

Величина $\Phi_{\text{мин}}$ приближается к -1 при увеличении плотности плазмы. Однако уже при $n_e = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ лазерный импульс сильно истощается, что может привести к потере электронного сгустка из-за сильного изменения формы кильватерной волны.

Осталось исследовать влияние точки фокуса Z_f на возбуждаемую волну. Схематичное изображение фокусировки лазера представлено на рис. 4.4. В коде реализована возможность задания начального значения вектор-потенциала, как в перетяжке [уравнение (3.5)], так и с помощью специального файла, содержащего произвольные значения

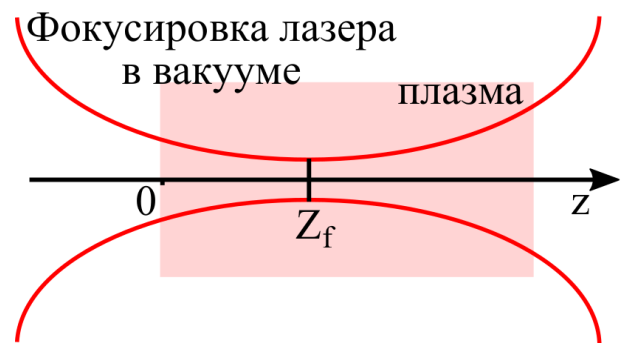


Рис. 4.4: Схема фокусировки лазера. Для задания фокусирующегося лазерного импульса можно воспользоваться

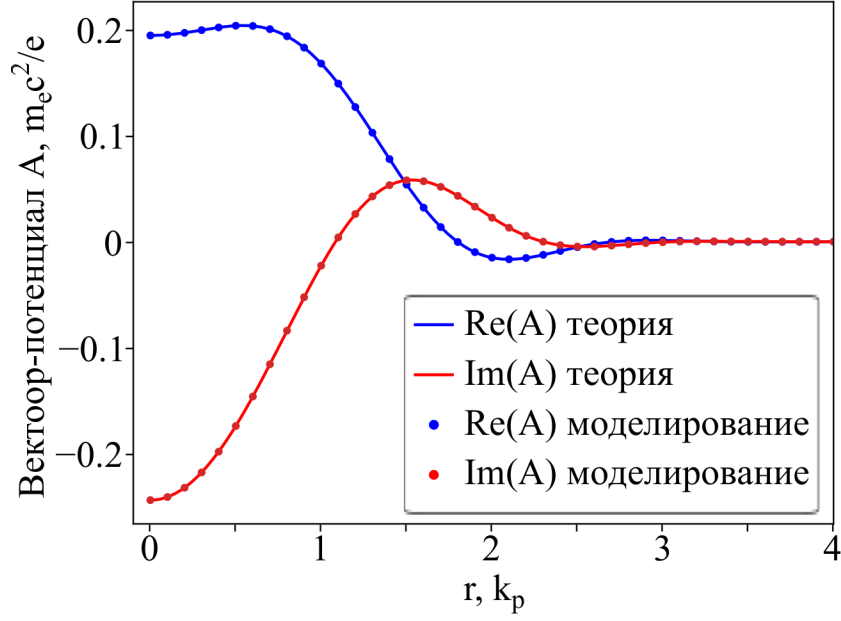


Рис. 4.5: Зависимость действительной и мнимой части вектор-потенциала от радиуса после прохождения двух длин Рэлея при $Z_f = R_l$. Линиями изображены теоретические значения, рассчитываемые по уравнению (4.4), точками - результаты моделирования.

следующими уравнениями [18]

$$A(\xi, r) = a_0(\xi) \frac{1}{(1 + z/q_0)} \exp\left(\frac{1}{2} \frac{k_0 r^2}{q_0 + z} i\right), \quad (4.4)$$

$$a_0(\xi) = \frac{a_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \cos\left(\frac{\sqrt{\pi}(\xi - \xi_c)}{\tau}\right)}, \quad (4.5)$$

где $q_0 = -iR_l$, z - координата, отсчитываемая от точки перетяжки, $a_0(\xi)$ - значение амплитуды вектор-потенциала на оси в зависимости от сопутствующей координаты ξ . Уравнение (4.4) описывает распространение гауссовского импульса в вакууме. Предполагается, что продольная форма (4.5) входит в общую формулу (4.4) только как коэффициент перед выражением, описывающим радиальную зависимость.

Для проверки правильности задания фокусирующегося импульса были посчитаны несколько вариантов фокусировки лазера с различными параметрами. На вход программы lcode подавались значения A , вычисленные на сетке с помощью уравнения (4.4), и сравнивались значения $Re(A)$ и $Im(A)$, полученные из моделирования и вычисленные по теоретической формуле (4.4) для другого значения z .

В качестве примера на рис. 4.5 продемонстрировано сравнение результатов моделирования лазерного импульса с $k_0 = 250$, $r_0 = 0.8$, $\tau = 0.5$, $Z_f = R_l$ с теоретическими предсказаниями. Видно хорошее совпадение результатов работы кода с известной теоретической моделью при $z = 2Z_f$. Для дальнейшей работы будем задавать значение вектор-потенциала на сетке, рассчитанное по формуле (4.4).

Из-за сильного истощения драйвера при плотностях $n_e \geq 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и уменьшения абсолютного значения минимума кильватерного потенциала при понижении плотности плазмы было решено в качестве базовой выбрать плотность $n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

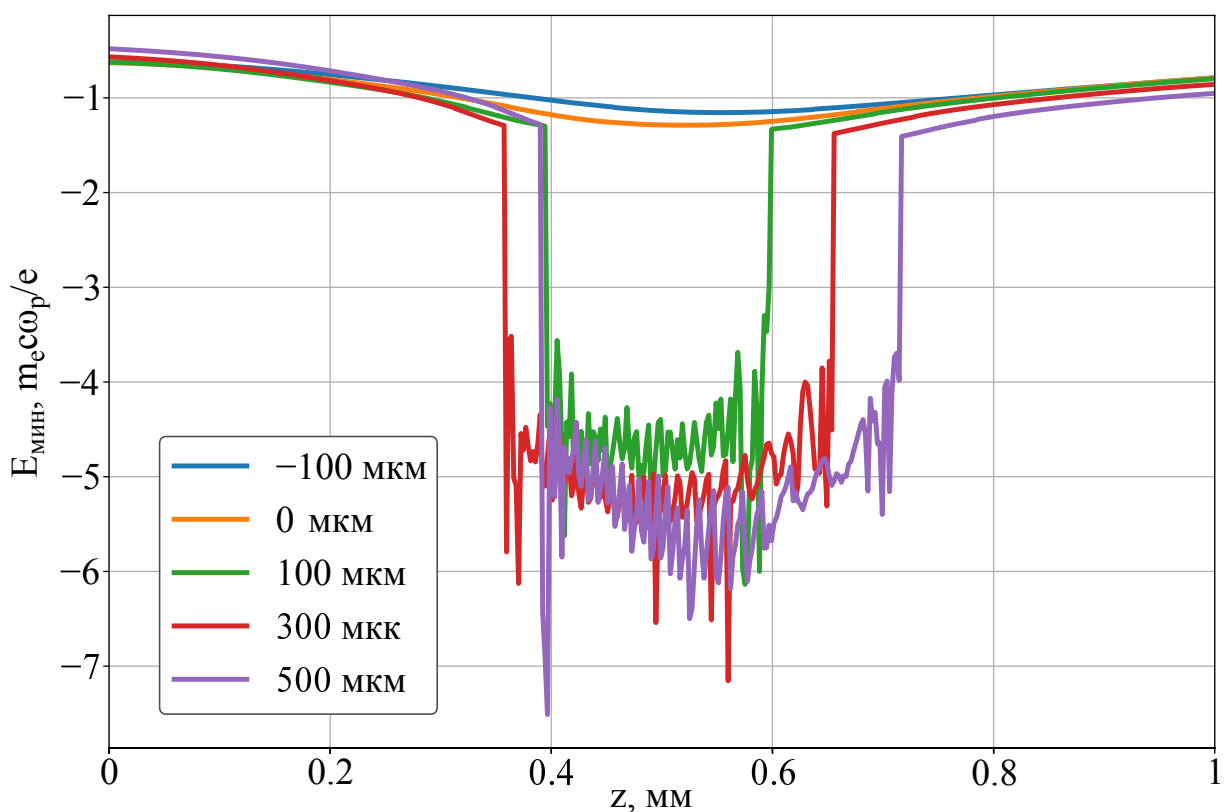


Рис. 4.6: Зависимость минимума E_z от длины распространения, для разных точек фокусировки Z_f . Плотность плазмы $n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Следуя работе [19], можно заключить, что вероятность захвата сильно возрастает, когда выполнено неравенство $E_{\text{мин}}/E_0 < -2.5$, где $E_{\text{мин}}$ - минимум аксиальной компоненты кильватерного поля. Для исследования возможности захвата при разной фокусировке будем смотреть на величину ускоряющего поля. На рис. 4.6 изображена зависимость минимального значения кильватерного поля на оси (максимального ускоряющего поля для электронов).

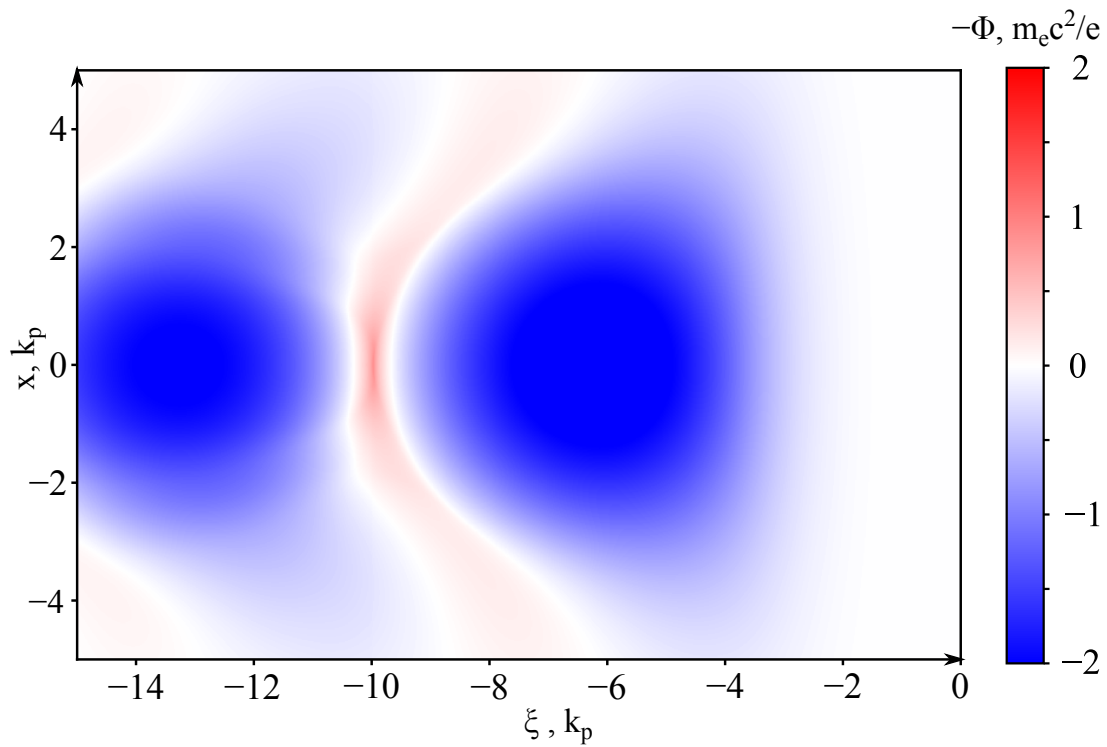


Рис. 4.7: Кильватерный потенциал, создаваемый лазером в середине газовой струи толщиной 1 мм при $Z_f = 300$ мкм, $n_e = 6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

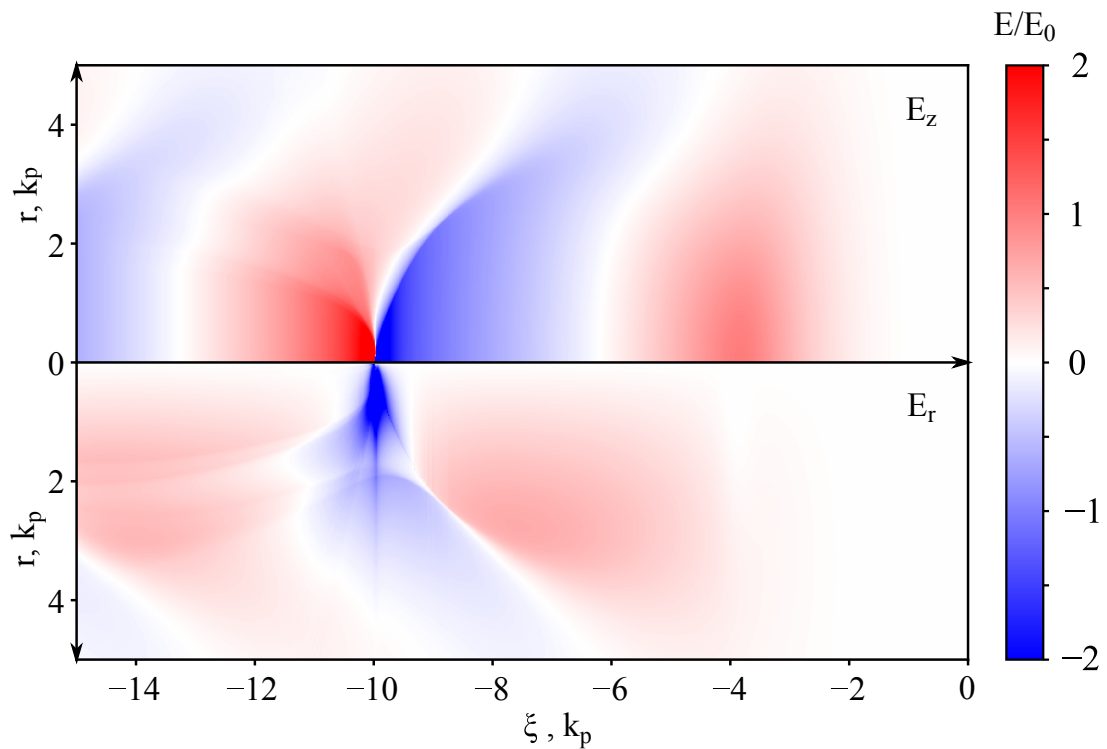


Рис. 4.8: Кильватерные поля, создаваемые лазером в середине газовой струи толщиной 1 мм при $Z_f = 300$ мкм, $n_e = 6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

Из результатов этого моделирования можно сделать несколько выводов. Во-первых, захват возможен при фокусировке излучения вглубь плазмы. Во-вторых, фокусировка перед началом плазмы или на самый её край приведет к значительному снижению вероятности формирования электронного пучка. В-третьих, существует максимальный размер области захвата: $E_{\text{мин}}/E_0 < -2.5$. Он достигается уже при $Z_f = 300$ мкм.

На рис. 4.7 представлена инвертированная карта кильватерного потенциала, а на рис. 4.8 — аксиальная (E_z) и радиальная (E_r) компоненты кильватерного поля, остающиеся в плазме на расстоянии 500 мкм от начала газовой струи при фокусировке лазера в точку $Z_f = 300$ мкм. Электронный пучок находится в состоянии устойчивого радиального равновесия в области $\Phi > 0$, синяя область на рис. 4.7.

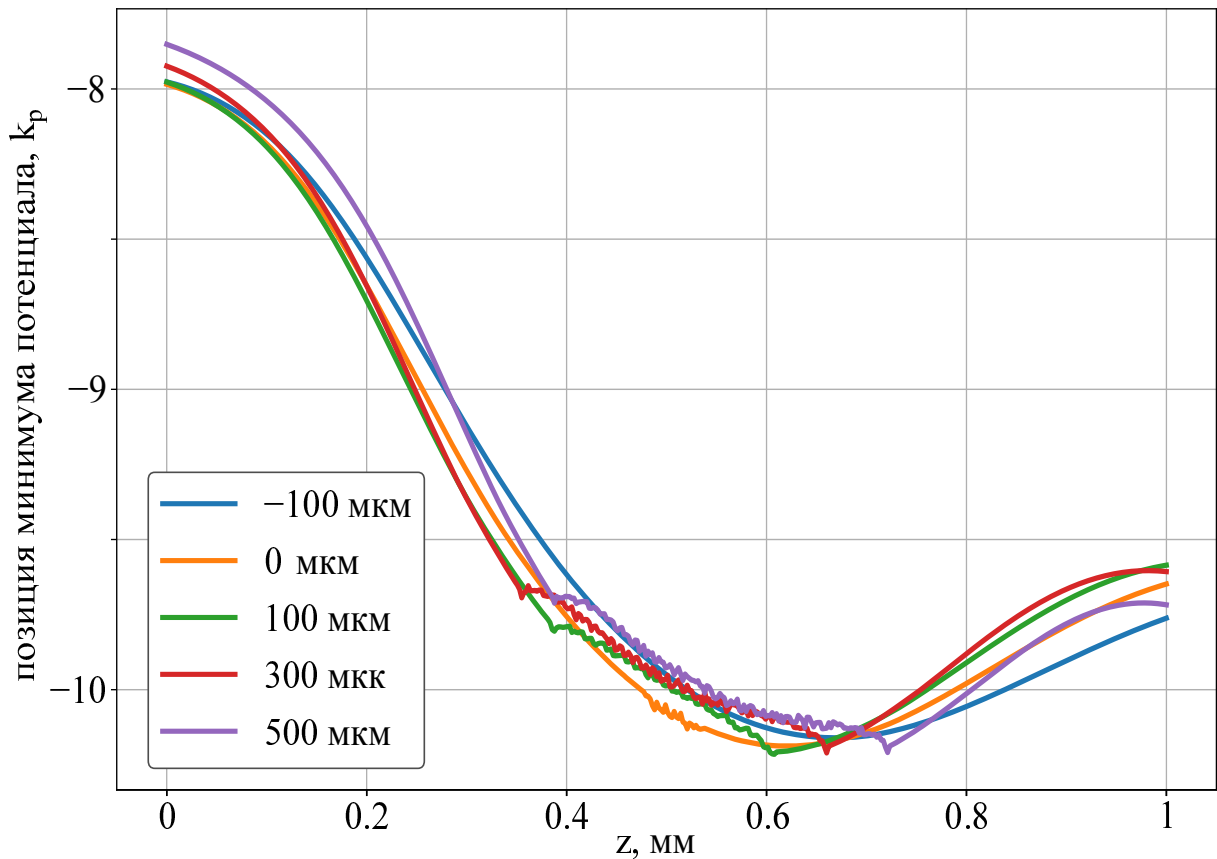


Рис. 4.9: Позиция минимума Φ в зависимости от пройденного расстояния. $Z_f = 300$ мкм, $n_e = 6 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$.

Фокусирующее $E_r > 0$ и ускоряющее $E_z < 0$ поля имеют большую область перекрытия. Стоит отметить, что максимальное ускоряющее поле достигается вблизи максимального дефокусирующего поля. Обе эти точки находятся вблизи точки минимума Φ . Вблизи большого ускоряющего

поля и происходит захват электронов плазмы.

Представляет интерес исследовать смещение положения минимума кильватерного потенциала в зависимости от пройденного расстояния. Эта зависимость представлена на рис. 4.9. Положение минимума практически не зависит от точки фокусировки Z_f . Опасность представляет его смещение в сторону драйвера (в сторону возрастания ξ), то есть смещение дефокусирующей фазы в область существования пучка. Обнаруженное в конце ускорения смещение на 0.5 может приводить к ухудшению характеристик пучка.

4.2: Захват электронов

Применим описанный в разделе 3.2 алгоритм для исследования получаемых электронных сгустков. На основе исследований, проведенных в предыдущем разделе, оптимальным будет взять плотность $n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с точкой фокусировки лазера $Z_f = 300 \text{ мкм}$. В моделировании пространственное разрешение составляло 300 точек сетки на плазменную длину волны. Расчет эволюции драйвера и захвата пробных электронов производился с временным шагом 0.16 плазменной длины волны. Для более точного счет захвата шаг расчета траекторий для электронов с низкой энергией автоматически уменьшался в 2^{15} раз.

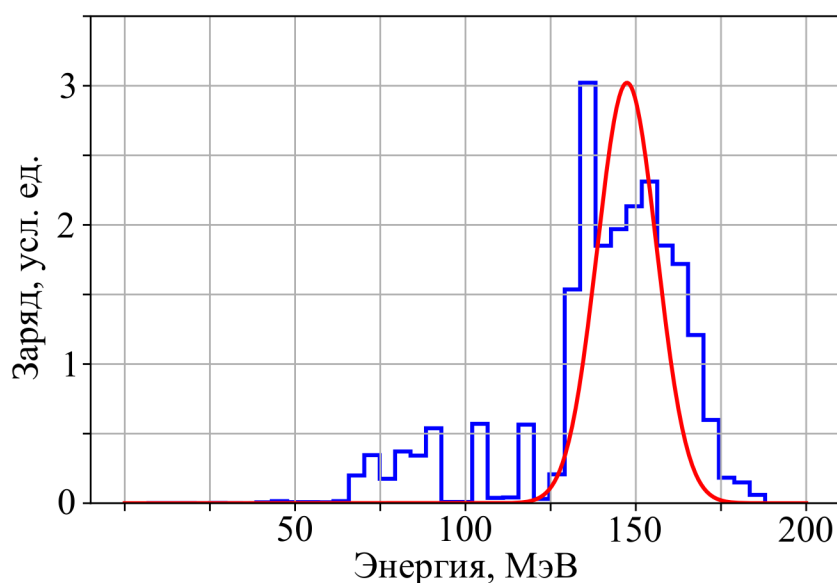


Рис. 4.10: Функция распределения электронов по энергиям, аппроксимированная функцией Гаусса.

В ходе исследований был найден режим, когда в приосевой области формируется квазимоноэнергетический пучок электронов с сопутствующем гало. Спектр получившегося электронного пучка представлен на рис. 4.10.

В моноэнергетическом пике содержится более 80% частиц пучка. Средняя энергия составляет 147 МэВ с энергоразбросом 14 МэВ. Угловой разброс составляет 10 мрад, длительность пучка 1 фс, радиус 3.6 мкм. Существование доли электронов с низкой энергией можно объяснить попаданием электронов в замедляющую фазу кильватерной волны. Смещение минимума потенциальной ямы (рис. 4.9) привело к дефокусировке части электронов, образовавших вокруг основного пучка гало, разлетающееся под углом 60 мрад. Из-за относительно малых значений E_r вблизи оси (рис. 4.8), в этой области частицы формируют пучок с малыми углами разлета. Однако эффекты, связанные с наличием пространственного заряда, приводят к изменению формы кильватерной волны (разд. 3.2) таким образом, что частицы пучка будут находиться в более оптимальной фазе волны. Это должно приводить к улучшению угловых и энергетических характеристик витнесса.

5: Заключение

В работе была продемонстрирована возможность моделирования захвата плазменных электронов в кильватерную волну с помощью квазистатического кода lcode. Отклик плазмы на драйвер можно описывать с помощью квазистатического приближения, если доля захваченных частиц оказывается малой. Разработанный в данной работе алгоритм не позволяет рассчитывать эффекты пространственного заряда витнесса, однако понятно, как эту функцию можно реализовать. Считая приращение заряда витнесса за шаг вычислений малым, можно рассчитывать захват нашим подходом с присвоением частицам пучка правильного заряда на следующем шаге моделирования. Результаты моделирования качественно совпадают с вычислениями с помощью PIC-кода.

С помощью имеющегося кода была проведена масштабная оптимизация параметров планируемого в ИЛФ СО РАН эксперимента. Оптимальным является использование газовой струи с плотностью $n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Тогда возможно формирование квазимоноэнергетического пучка электронов с энергией 147 МэВ. Система оказалась чувствительна к точке фокусировки лазерного излучения. Важно фокусировать импульс вглубь газовой струи, иначе формирования пучка не произойдет.

Литература

1. T. Katsouleas. Plasma accelerators race to 10 GeV and beyond. *Physics of Plasmas* 13, 055503, 2006.
2. Л.Д. Ландау и Е.М Лифшиц. *Теоретическая физика. Том 10. Физическая кинетика..* ФИЗМАТЛИТ, 2003.
3. C. Joshi and V. Malka. Focus on laser- and beam-driven plasma accelerators. *New Journal of Physics* 12, 045003, 2010.
4. C. B. Schroeder E. Esarey and W. P. Leemans. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics* 81, 1229, 2009.
5. I. Blumenfeld et al. Energy doubling of 42 gev electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature* 445, 741, 2007.
6. A. Caldwell et al. Path to AWAKE: Evolution of the concept. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 829, 3, 2016.
7. W. P. Leemans et al. Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches. *Physics of Plasmas* 11, 2899, 2004.
8. K. Krushelnick et al. Electron acceleration experiments using the hercules laser system at the university of michigan. *Proceedings of IPAC10*, 4074, 2010.
9. C.H. Pai H.E. Tsai and M. C. Downer. Global optimization of quasi-monoenergetic electron beams from laser wakefield accelerators. *AIP Conference Proceedings* 1507, 330, 2012.
10. K.A. Marsh J.L. Shaw, N. Vafaei-Najafabadi and C. Joshi. 100 mev injector cell for a staged laser wakefield accelerator. *AIP Conference Proceedings* 1507, 315, 2012.
11. T.A.W. Wolterink. High-gradient gas-jet targets for laser wakefield acceleration. Master's thesis, University of Twente, 2011.

12. <http://www.inp.nsk.su/~lotov/lcode>.
13. Р.И. Спицын. Численная реализация квазистатической модели лазерного драйвера для плазменного кильватерного ускорения. *Магистерская Диссертация, Новосибирский Государственный Университет, НГУ*, 2016.
14. K.V. Lotov. Fine wakefield structure in the blowout regime of plasma wakefield accelerators. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 6, 061301, 2003.
15. P. Mora and T.M. Antonsen. Kinetic modeling of intense, short laser pulses propagating in tenuous plasmas. *Physics of Plasmas* 4, 217, 1997.
16. C.B. Schroeder et al. Trapping, dark current, and wave breaking in nonlinear plasma waves. *Physics of Plasmas* 13, 033101, 2006.
17. W. Lu et al. Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime. *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 10, 061301, 2007.
18. F. Trager. *Springer Handbook of Laser and Optics*. Springer, 2012.
19. L.P. Palastro W. Zhu and T.M. Antonsen. Studies of spectral modification and limitations of the modified paraxial equation in laser wakefield simulations. *Physics of Plasmas* 19, 033105, 2012.