

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

**Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Новосибирский национальный исследовательский государственный
университет» (Новосибирский государственный университет, НГУ)**

Физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени магистра**

Кафедра Физики плазмы

Карпов Иван Евгеньевич

**Проникновение мощного лазерного импульса в узкий металлический
капилляр**

Научный руководитель:

**д-р физ.-мат. наук, доцент, вед. науч. сотр. ИЯФ СО РАН
Лотов Константин Владимирович**

Новосибирск – 2013 год

Содержание

Введение	3
Глава 1. Определение предельной интенсивности лазерного предимпульса.....	5
Описание лазерной системы.....	5
Оценки	8
Описание кода MULTIID	9
Глава 2. Моделирование взаимодействия лазерного импульса с поверхностью капилляра.....	11
Описание входных данных моделирования.....	11
Результаты моделирования.....	12
Возможность повышения значения предельной интенсивности.....	16
Оптимизированная форма капилляра.....	19
Заключение.....	22
Список литературы.....	23
Приложение 1. Пользовательский код	24

Введение

В мире имеют широкое применение ускорители с энергией электронов масштаба ГэВ. Линейные ускорители могут использоваться в качестве инжекторов для электрон-позитронных коллайдеров [1], а циклические - для генерации синхротронного излучения [2]. Но характерный размер порядка 100 метров является основным недостатком данных установок. Поэтому в настоящее время стоит задача создания ускорителей с энергией ГэВ настольного масштаба. Развитие технологий лазерного кильватерного ускорения позволяет продвинуться в ее решении. В самой первой и простой постановке эксперимент выглядит следующим образом. Сверхкороткий лазерный импульс (длительность ~ 100 фс) тераваттной мощности направляют на струю газа. В образованной в ней плазме световое давление лазерного сгустка будет расталкивать электроны, возбуждая плазменную волну со сверхсильными электрическими полями. В этих полях часть электронов будет ускоряться вслед за лазерным импульсом.

Однако имеется проблема дифракционной расходимости лазерного импульса, которая ограничивает максимальную энергию ускорения электронов. Если не использовать дополнительных методов борьбы с дифракцией, то характерное расстояние, на котором происходит взаимодействия лазерного импульса с плазмой, ограничивается длиной Рэлея. Один из способов подавления дифракционной расходимости это использование плазменного капилляра [3]. В таких экспериментах изготавливается диэлектрический капилляр, в него напускается газ и зажигается разряд. Через некоторое время формируется параболический радиальный профиль плазмы, который будет приводить к самофокусировке лазерного импульса. Недостатками данного метода являются низкая точность и слабая фокусирующая сила. Поэтому в институте лазерной физики (ИЛФ СО РАН) предлагается провести эксперимент, в котором каналирование будет осуществляться с помощью узкого металлического капилляра. Лазерный импульс будет сфокусирован в медный капилляр диаметром порядка 50 мкм. Образованная в пристеночной области плазма высокой плотности будет приводить к каналированию лазерного излучения. В центральной части капилляра, в плазме с низкой плотностью, будет возникать кильватерная волна и происходить ускорение заряженных частиц.

Мощные лазерные импульсы имеют неблагоприятную зависимость интенсивности от времени. Она связана с наличием пьедестала (предимпульса) с контрастом 10^{-6} - 10^{-8} и характерной длительностью порядка наносекунды, который

обусловлен потерями в системах усиления. Проблема заключается в том, что под действием лазерного предимпульса на торце капилляра может образоваться плотная плазма, которая перекроет входное отверстие. Если плотность плазмы будет выше критической, то от нее отразится основной лазерный импульс.

Цель настоящей работы является определение максимальной интенсивности предимпульса, при которой основной лазерный импульс пройдет в металлический капилляр без отражения.

Глава 1. Определение предельной интенсивности лазерного предимпульса

Описание лазерной системы

В ИЛФ СО РАН имеется фемтосекундная лазерная система, схема которой приведена на Рис. 1. Первая ее часть это осциллятор, являющийся титан-сапфировым лазером с резонатором на основе керровской линзы. Он формирует короткие лазерные импульсы с длительностью порядка 20 – 40 фс, с центральной длиной волны 800 нм и частотой повторения 76 МГц. На выходе осциллятора лазерный луч имеет гауссово распределение интенсивности по радиусу

$$I(r) = I(0) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right). \quad (1)$$

Геометрия резонатора такова, что поддерживается только основная пространственная мода. Энергия каждого лазерного сгустка составляет порядка 6 нДж.

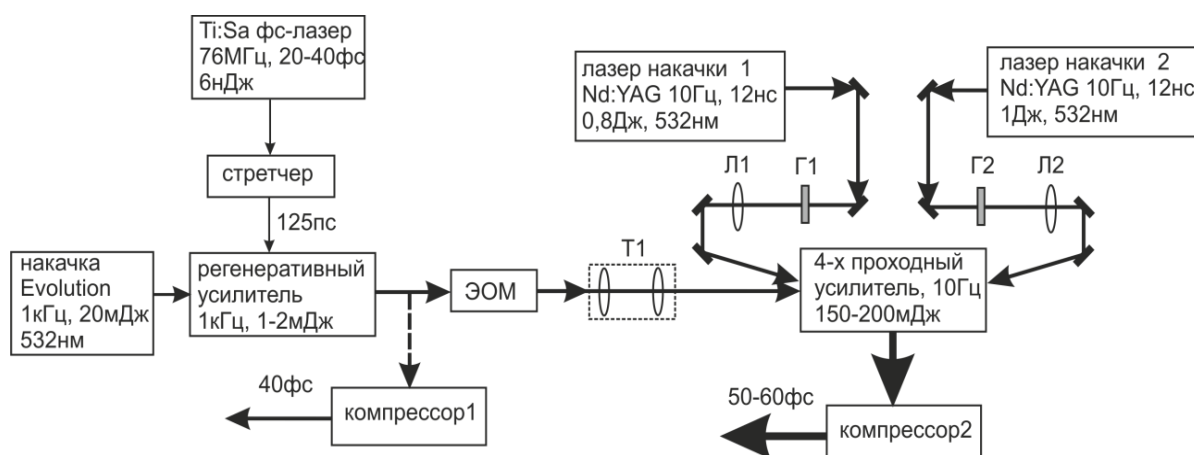


Рис. 1. Схема работы Ti:Sa лазерной системы в ИЛФ СО РАН.

Далее эти импульсы будут усиливаться, но перед этим они должны быть растянуты по времени, чтобы снизить пиковые уровни мощности. Для этого используется стретчер, который увеличивает длительность импульса от ~30 фс до ~125 пс. После стретчера усиление происходит в регенеративном и в 4-х проходном усилителе. Два Nd:YAG лазера с частотой повторения 10 Гц осуществляют накачку Ti:Sa кристалла. После усиления импульсы имеют максимальное энергосодержание, но низкую пиковую интенсивность. На последнем этапе они проходят через компрессор для уменьшения длительности τ_0 до 50 – 60 фс. Энергия импульсов на выходе системы составляет $E \sim 100$ мДж.

Зависимость интенсивности лазерного импульса от времени представлена на Рис. 2. При формировании лазерных импульсов высокой интенсивности различные физические процессы и технические условия влияют на временной профиль интенсивности. Например, на стадии усиления, индуцированное излучение сопровождается спонтанной эмиссией, которая также испытывает усиление (явление суперлюминесценции). Утечки в поляризационном светоделительном элементе регенеративного усилителя приводят к появлению наносекундного предимпульса с контрастом порядка $5 \cdot 10^{-8}$ по отношению к основному импульсу.

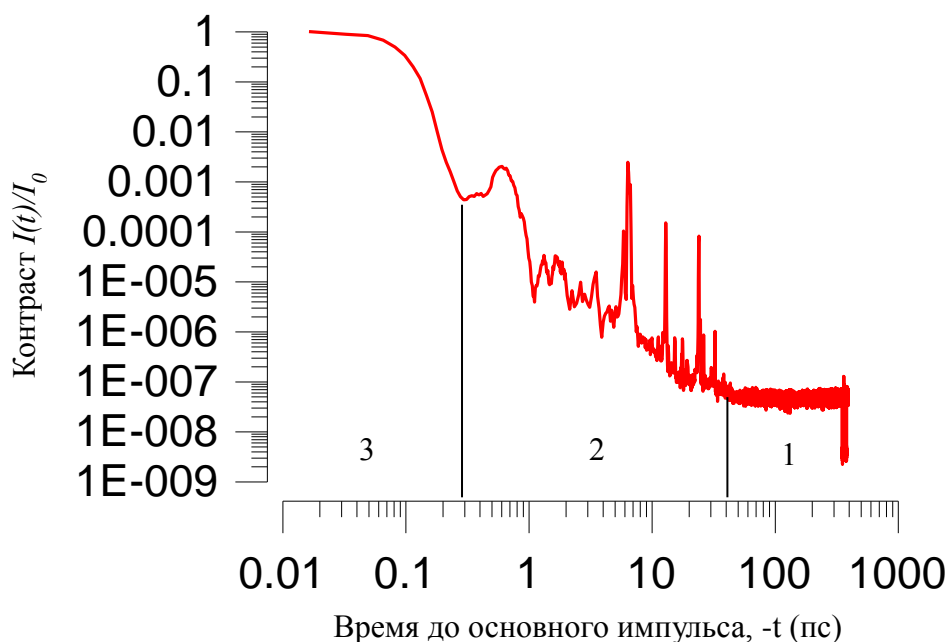


Рис. 2. Временной профиль лазерного импульса. 1 – наносекундный предимпульс, 2 – пикосекундный предимпульс, 3 – основной импульс.

В готовящемся эксперименте лазерный импульс будет фокусироваться в медный капилляр с радиусом $R = 25$ мкм. В этом случае поля внутри капилляра будут суперпозицией TE и TM мод [4]. Если параметр a радиального распределения интенсивности будет равен половине радиуса отверстия капилляра $a = 0,5R$, то большая часть энергии лазерного импульса будет содержаться в основной волноводной моде. Для эффективного возбуждения кильватерной волны интенсивность основного импульса, с длиной волны $\lambda = 800$ нм, на оси капилляра должна составлять $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см² [5]. В этом случае нормализованный векторный потенциал $a_0 = eA/m_e c^2$ становится порядка единицы, а лазерные поля будут релятивистки сильными. Интенсивность на оси капилляра можно найти, зная его энергию, длительность и размер капилляра:

$$P = \frac{E}{\tau_0} = \int_0^{\infty} I(0) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \cdot 2\pi r dr = I(0) \cdot \frac{\pi R^2}{4} \quad (2)$$

Интенсивность основного импульса равна $4 \cdot 10^{17}$ Вт/см², что для контраста $5 \cdot 10^{-8}$ соответствует интенсивности предимпульса на оси капилляра $2 \cdot 10^{10}$ Вт/см². Плазма будет образовываться из-за попадания лазерного импульса на торец капилляра (Рис. 3). Интенсивность на краю отверстия для имеющихся параметров импульса и капилляра равна $I_{wall} \approx 4 \cdot 10^8$ Вт/см². **Поэтому первая задача: определить будет ли происходить перекрытие капилляра в данном эксперименте.**

Видно, что значение $I(0) = 4 \cdot 10^{17}$ Вт/см² примерно в 5 раз меньше требуемого для эффективного ускорения электронов. Для достижения данного значения возможны два варианта: повышения энергосодержания лазерного импульса или уменьшение размера капилляра. В первом случае контраст лазерной системы может ухудшиться, а при уменьшении размера отверстия перекрытие капилляра будет происходить быстрее, что будет требовать более высокого уровня контраста. Кроме того, есть ограничение на минимальный радиус капилляра, которое связано со снижением скорости распространения лазерной волны в капилляре. Этот эффект ограничивает максимальную энергию ускорения электронов. Тем самым предпочтительнее увеличивать энергосодержание лазерного импульса. **Вторая задача состоит в определении предельной интенсивности лазерного импульса, сфокусированного в капилляр, при которой не будет происходить перекрытие отверстия плазмой с плотностью выше критической.**

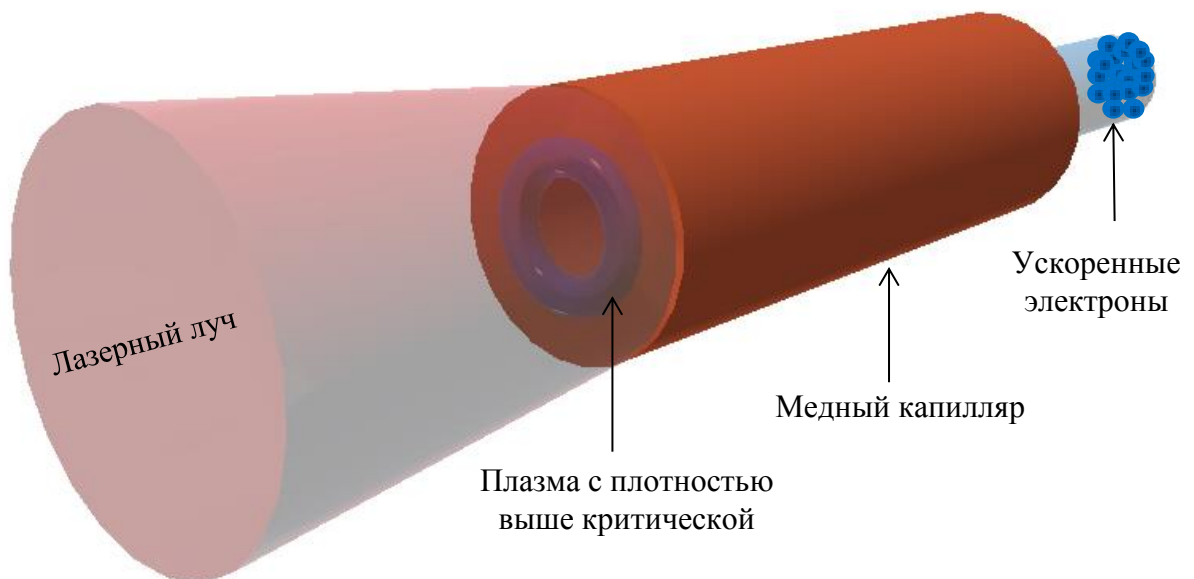


Рис. 3. Условная схема эксперимента по лазерному кильватерному ускорению с каналированием лазерного импульса в узком металлическом капилляре.

Оценки

Будем считать, что перекрытие капилляра происходит, когда плазма с плотностью выше критической заполняет половину площади отверстия капилляра (Рис. 3). Тогда для радиуса $R = 25$ мкм получаем, что допустимая толщина плазменного кольца составляет $L_c = 7,3$ мкм.

Проведем самую простую оценку расстояния разлета плазмы с критической плотностью. Здесь и ниже используется обозначение температуры в энергетических единицах $kT \rightarrow T$, где k – постоянная Больцмана. Выражения будут записаны в системе единиц СГС. Поскольку в металле имеются свободные электроны, с помощью них будет поглощаться энергия лазерного импульса. Тогда плотность энергии, выделившейся в скин-слое, можно оценить как $W \sim \frac{I \cdot \tau}{\delta}$, где W – интенсивность

лазерного импульса, τ – его длительность лазерного импульса, $\delta = \frac{c}{\omega_p} = \sqrt{\frac{m_e c^2}{4\pi n_e e^2}}$ –

толщина скин-слоя, ω_p – плазменная частота, m_e – масса электрона, c – скорость света, n_e – концентрация свободных электронов в меди, e – элементарный заряд. Если эта энергия идет на нагрев электронов, то можно оценить их температуру по формуле $T_e \sim \frac{W}{n_e}$. Характерный масштаб разлета плазмы определим как $L \sim C_{is} \cdot \tau$, где

$C_{is} = \sqrt{\frac{Z T_e}{A m_p}}$ – ионно-звуковая скорость, Z – заряд иона, T_e – температура электронов,

m_p – масса протона, A – масса иона в атомных единицах. Предположив экспоненциальный профиль концентрации, находим координату плазмы с критической

плотностью $L_c \approx L \cdot \ln\left(\frac{n_e}{n_c}\right)$, где $n_c = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda^2}$ – критическая плотность (определяется

равенством плазменной частоты и частоты лазерного импульса), λ – длина волны лазера. Последнее предположение следует из того, что металлическая плазма имеет высокую частоту столкновений, которая определяется ее плотностью. Тем самым плазма будет успевать термализоваться, а ее разлет будет сферически симметричным.

Параметр	λ , нм	τ , нс	n_e , см ⁻³	Z	A	L_c , мкм
Значение	800	1	$8,47 \cdot 10^{22}$	1	63,5	7,3

Таблица 1. Значения параметров, используемых в оценке.

Для параметров, приведенных в таблице 1, получаем максимальную интенсивность на стенке капилляра, которая не превышает $I_{wall} \approx 4 \cdot 10^7$ Вт/см². Это значение в 10 раз меньше интенсивности предимпульса на торце капилляра для текущих параметров лазерной системы. Это означает, что на основании простейших оценок нельзя пренебречь перекрытием капилляра плазмой. Поэтому требуется более подробное изучение данной задачи и уточнение следующих аспектов:

- В оценке предполагается, что вся энергия лазерного излучения поглощается в плазме, но на начальном этапе ее часть может отразиться от поверхности металла или образовавшейся плазмы.
- Может оказаться, что слой испарившегося металла окажется толще скин-слоя.
- Будет ли иметь место в данном случае понятие температуры электронов, или же имеется направленный поток плазмы от поверхности мишени.
- Профиль плотности электронов в зависимости от расстояния до поверхности меди может быть не экспоненциальным.
- В оценке предполагается, что средний заряд ионов равен единице. Но это может быть не так.

Ответы на эти вопросы будут приведены в следующей главе.

Описание кода MULTI1D

В результате поиска работ по данной теме был найден код MULTI [6], позволяющий моделировать поведение вещества под воздействием высоких плотностей энергии, встречающихся в инерциальном термоядерном синтезе, а также в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с веществом. Это многомерный гидродинамический код, в котором реализованы возможности моделирования переносов теплового излучения, теплопроводности и нескольких механизмов энерговыделения: поглощение лазерных и ионных пучков, синтез альфа-частиц. Существует несколько версий кода (1D, 2D, 3D и fs), различающихся размерностью, численными алгоритмами и физическими моделями. Исходный код доступен в качестве бесплатного программного обеспечения [7].

Для исследуемой задачи определения предельной интенсивности была выбрана одномерная версия кода MULTI1D. В основном, она включает некоторое число уравнений, основанных на рассматриваемых физических процессах. Эти процессы могут быть кратко представлены как следующие:

- *Гидродинамика.* Гидродинамические уравнения для электронной и ионной компоненты плазмы включают в себя законы сохранения массы, момента импульса и энергии. Связь уравнений для компонент плазмы осуществляется через процессы столкновений.
- *Ионизационные процессы.* Средний заряд ионов рассчитывается на основе алгоритмов, которые включают различные модели ионизации атомов или уравнения скорости ионизации. В MULTI1D реализован доступ к таблицам, сгенерированным кодами SNOP, MPQEOS или из библиотеки SESAME.
- *Процессы переноса.* В плазме данные процессы описываются в приближении спитцеровского теплопереноса. Коэффициенты переноса выведены с использованием максвелловского распределения электронов.
- *Изменение состояния вещества.* Макроскопические гидродинамические параметры (давление, температура, плотность) связаны уравнениями состояния, которые выводятся в предположении различных статистических моделей (например, идеального газа или Томаса-Ферми) и используются в коде в виде таблиц.
- *Распространение лазерного импульса.* В коде используется квазиклассическое описание лазерного импульса и учитывается изменение диэлектрической проницаемости среды вдоль траектории распространения луча.

Учет всех этих факторов позволит ответить на поставленные ранее вопросы. Данный код позволяет моделировать взаимодействие лазерного импульса с различными материалами в широком диапазоне интенсивностей (до 10^{17} Вт/см²) и длительности (пико-наносекундный масштаб). Выходные данные в коде – значения макроскопических параметров в зависимости от координаты и времени. В следующей главе будут представлены результаты моделирования, полученные с помощью данного кода.

Глава 2. Моделирование взаимодействия лазерного импульса с поверхностью капилляра.

Описание входных данных моделирования

Код MULTI1D имеет достаточно сложную внутреннюю структуру, но для пользователей достаточно изменять один файл, который представлен в Приложении 1. Нами был изменен пример расчета облучения материала лазерным импульсом M1_78_006, доступный в описании кода [8]. Моделирование стенки капилляра производилось в одномерной геометрии (Рис. 4). Она состояла из двух слоев толщиной 0,2 мкм и 14,8 мкм, по 128 ячеек сетки на каждый. Значительно меньшая толщина первого слоя необходима для детального моделирования разлета образующейся плазмы. В нем использовалась неоднородная сетка с фактором уменьшения шага $z_{onpar} = \frac{\Delta z_{i+1}}{\Delta z_i} = 0,98$, где Δz_i – толщина i -го слоя. Толщина второго слоя была выбрана так, чтобы возмущения плотности и температуры тела не успевали распространиться до противоположной границы. Фактор уменьшения шага составлял $z_{onpar} = 0,95$. Для каждого слоя задается начальная температура и плотность. От разработчика кода Рафаэля Рамиса были получены таблицы состояния вещества и степени ионизации для меди, и добавлены в MULTI1D. В коде был учтен экспериментальный профиль интенсивности предимпульса от времени, представленный на Рис. 2, задавалась длина волны лазерного импульса, его интенсивность и длительность. Использовался малый временной шаг, не превышающий 10 фс.

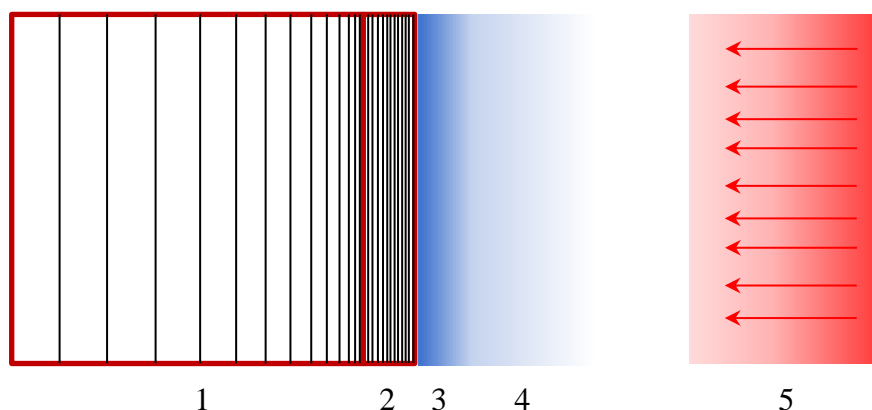


Рис. 4. Геометрия моделирования. 1 – первый слой твердого тела с толщиной 14,8 мкм, 2 – второй слой твердого тела с толщиной 0,2 мкм, 3 – плазма с плотностью выше критической, 4 – плазма с плотностью ниже критической, 5 – лазерный импульс.

Результаты моделирования

Приведем результаты моделирования для параметров лазерной системы в ИЛФ СО РАН. На Рис. 5 представлены графики пространственного распределения концентрации электронов для двух моментов времени: окончания наносекундного (40 пс до основного импульса) и пикосекундного предимпульса (0,3 пс до основного импульса). Начальная граница тела находится на координате 15 мкм расчетной области задачи.

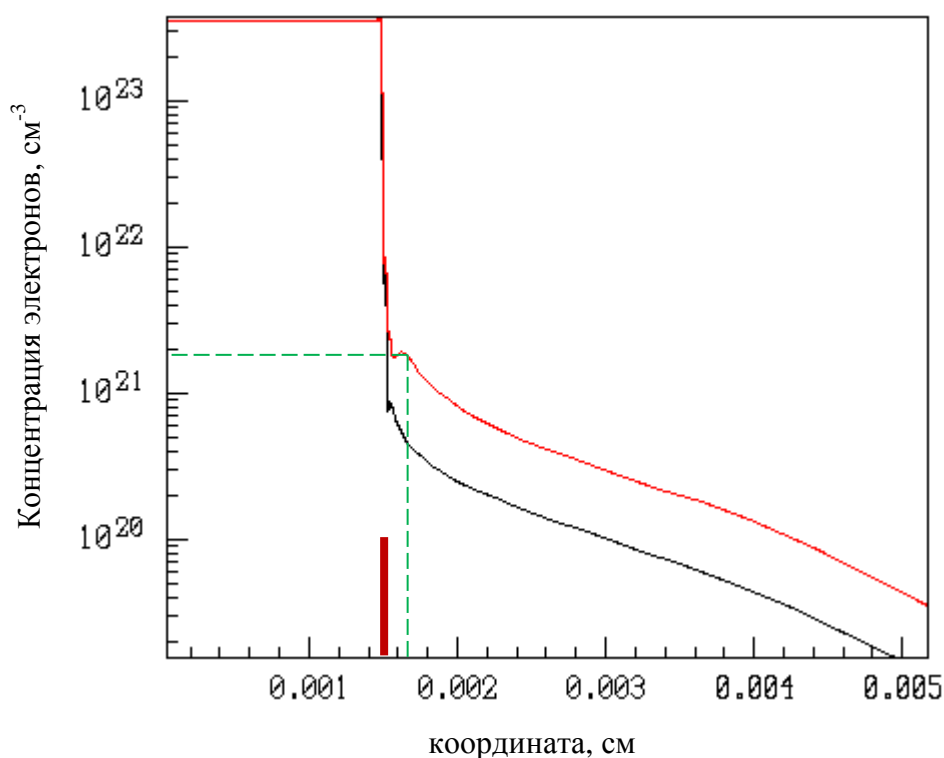


Рис. 5. Пространственное распределение концентрации электронов: черная линия – распределение в момент времени окончания наносекундного предимпульса, красная линия – распределение в момент времени окончания пикосекундного предимпульса, зеленый пунктир – положение критической плотности, коричневая линия – первоначальная граница тела.

Отметим следующие особенности полученных зависимостей:

- Профиль концентрации скачкообразно падает до значения критической плотности, а далее приобретает экспоненциальную зависимость. Можно определить масштаб спада плотности и сравнить его со сделанной ранее оценкой. Для этого необходимо знать температуру электронов.

- Имеется значительный рост концентрации электронов после прихода пикосекундного предимпульса. Это связано с тем, что его энергозапас выше, чем у наносекундного предимпульса. Его энергия расходуется на повышения степени ионизации плазмы (Рис. 6) и ее нагрев (Рис. 7). При этом не происходит значительного разлета плазмы в силу малого времени взаимодействия (~ 40 пс).

В оценке разлета плазмы с критической плотностью предполагалось, что средний заряд ионов равен единице. На Рис. 6 видно, что в среднем он равен 6, а по окончании пикосекундного предимпульса возрастает в несколько раз.

Распределение температур электронной и ионной компоненты плазмы приведены на Рис. 7. За время наносекундного импульса успевает установиться понятие температуры. Это связано с тем, что его длительность превышает все характерные времена столкновения частиц для данных параметров плазмы. До прихода пикосекундного предимпульса она практически равномерно нагрета до $T \sim 15$ эВ, а после происходит интенсивный нагрев электронов.

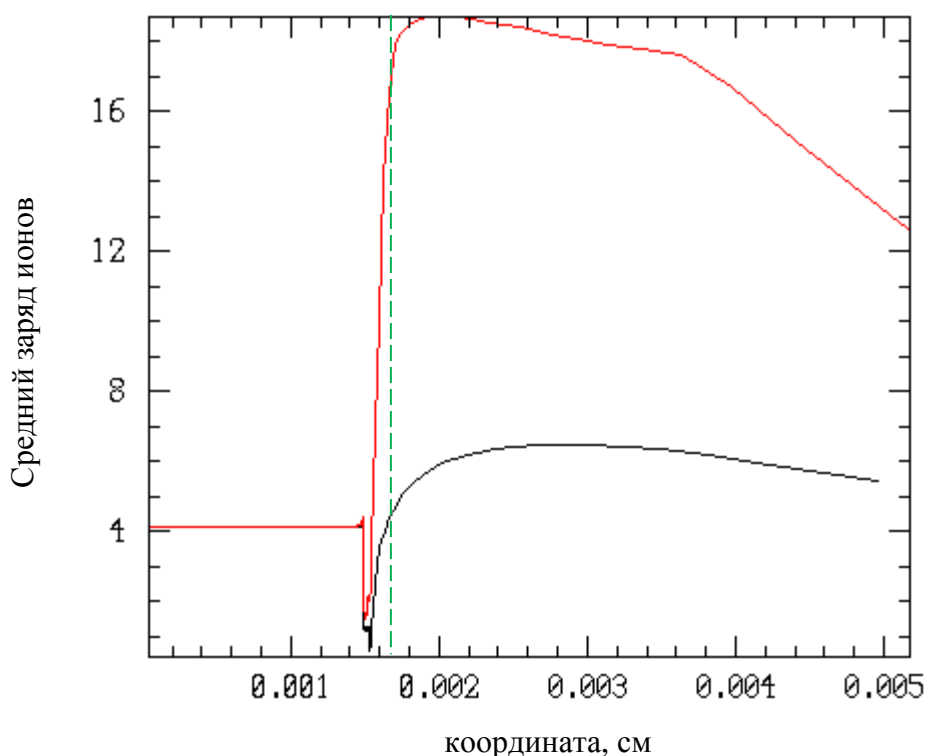


Рис. 6. Пространственное распределение среднего заряда ионов в плазме: черная линия – распределение в момент времени окончания наносекундного предимпульса, красная линия – распределение в момент времени окончания пикосекундного предимпульса, зеленый пунктир – положение критической плотности.

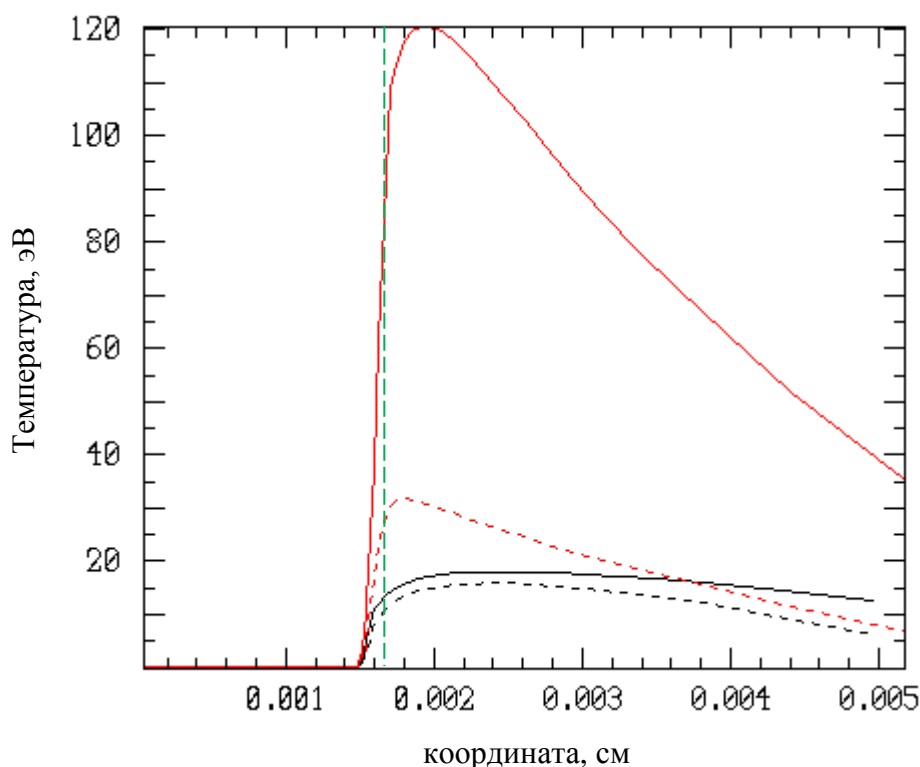


Рис. 7. Пространственное распределение температуры электронной (сплошные линии) и ионной (пунктирные линии) компоненты плазмы: черная линия – распределение в момент времени окончания наносекундного предимпульса, красная линия – распределение в момент времени окончания пикосекундного предимпульса, зеленый пунктир – положение критической концентрации электронов.

Температура ионов остается значительно ниже, поскольку они не успели термализоваться с электронами. По данным моделирования можно определить характерный масштаб спада плотности двумя способами: непосредственно из распределения концентрации и по значению ионно-звуковой скорости. В первом случае он составляет $L \approx 12$ мкм для момента окончания наносекундного предимпульса. Это хорошо согласуется со значением, полученным как произведение скорости ионного звука и длительности импульса $L_m \approx 11$ мкм. Для момента окончания пикосекундного предимпульса данные значения отличаются в 4 раза, в силу того, что за время, соответствующее его длительности, профиль плазмы не определяется гидродинамическим расширением.

Основной результат этого моделирования – значение координаты плазмы с критической плотностью. Расстояние от первоначальной границы тела составляет $\approx 1,7$ мкм, а перекрытию капилляра соответствовало значение 7,3 мкм. **Тем самым решена первая задача: для данных параметров лазерной системы основной**

лазерный импульс пройдет без отражения. Отверстие капилляра заполнится плазмой с плотностью выше критической только на 13%. Повышая уровень интенсивности предимпульса можно определить условие перекрытия капилляра при данном временном профиле лазерного импульса. Предельная интенсивность составляет $3,5 \cdot 10^{10}$ Вт/см², что на 3 порядка превышает значение полученное в оценке. Это связано с отличием размера скин-слоя от толщины слоя вещества, в котором поглощается лазерное излучение, и неэкспоненциальной зависимостью пространственного распределения концентрации электронов в приповерхностной области.

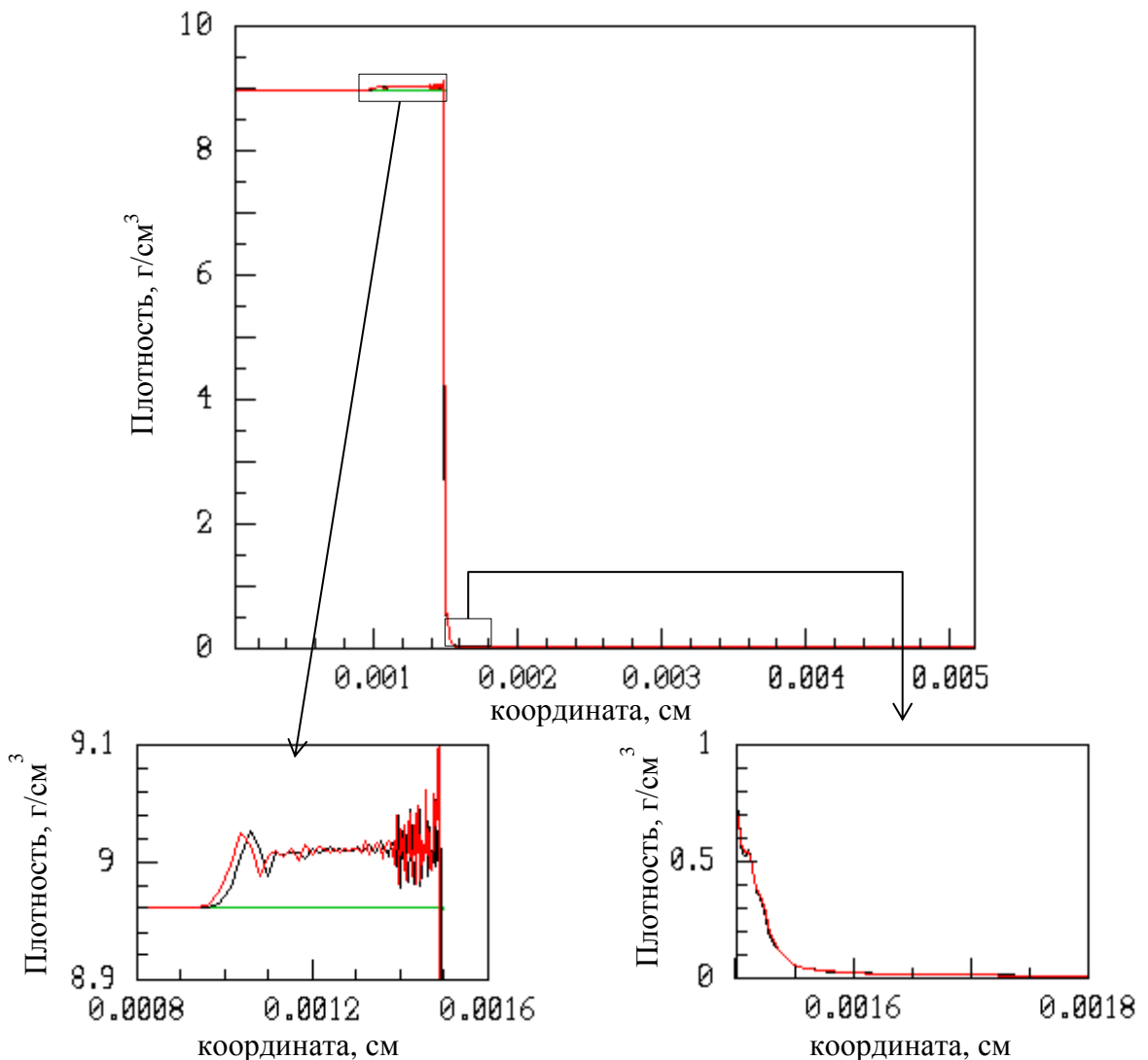


Рис. 8. Пространственное распределение плотности вещества: черная линия – в момент времени окончания наносекундного предимпульса, красная линия – в момент времени окончания пикосекундного предимпульса, зеленая линия – в начальный момент времени.

Первый эффект проявляется в том, что при попадании лазерного импульса на поверхность он испаряет тонкий слой металла и образуется плазма. Поскольку она имеет высокую плотность, происходит экранировка стенки от лазерного импульса, но из-за нагревания плазма расширяется и оказывает газодинамическое давление. Это приводит к нагреву и сжатию поверхности (Рис. 8).

Лазерный импульс может распространяться и выделять энергию только в разреженной плазме, которая будет препятствовать свободному расширению плазмы с плотностью выше критической. Этим объясняется имеющийся пространственный профиль концентрации и несправедливость первоначальной оценки предельной интенсивности лазерного предимпульса, основанной на простом газодинамическом разлете вещества.

Решение второй задачи заключается в найденном значении предельной интенсивности лазерного предимпульса $3,5 \cdot 10^{10}$ Вт/см². Но возможно ли повысить это значение? Ответ на этот вопрос представлен в следующем разделе.

Возможность повышения значения предельной интенсивности

Известно, что при наклонном падении излучения удельная нагрузка на поверхность снижается. Можно воспользоваться этим фактом и подобрать форму входного отверстия капилляра таким образом, чтобы повысить значение интенсивности лазерного излучения на оси капилляра (Рис. 9). Это снизит требуемый уровень контраста. Но имеются два эффекта, которыми определяется предельная интенсивность.

Первый связан с явлением дифракции на отверстии. Из-за нее на внутренней стенке капилляра будет не нулевое значение интенсивности, которое приводит к бессмысленности уменьшения до нуля угла на входе в цилиндрическую часть капилляра. Минимальный угол можно найти из расчета нормальной компоненты интенсивности излучения на внутренней стенке капилляра. Для этого модифицируем интеграл Кирхгофа на круглом отверстии

$$E(P) = \frac{k}{2\pi i} \iint_S \frac{E(S)}{|\vec{r}_P - \vec{r}|} e^{i(\vec{k} \cdot (\vec{r}_P - \vec{r}) - \omega t)} \cdot \frac{(\vec{k} \cdot \vec{n})}{k} dS, \quad (3)$$

где $E(S)$ – распределение электрического поля в плоскости отверстия, $k = \frac{2\pi c}{\lambda}$ – волновой вектор, \vec{n} – вектор нормали к поверхности стенки внутри

капилляра, ω – частота лазерного излучения, t – время, \vec{r}_p – вектор до точки наблюдения, \vec{r} – вектор в плоскости отверстия, dS – элемент площади поперечного сечения капилляра.

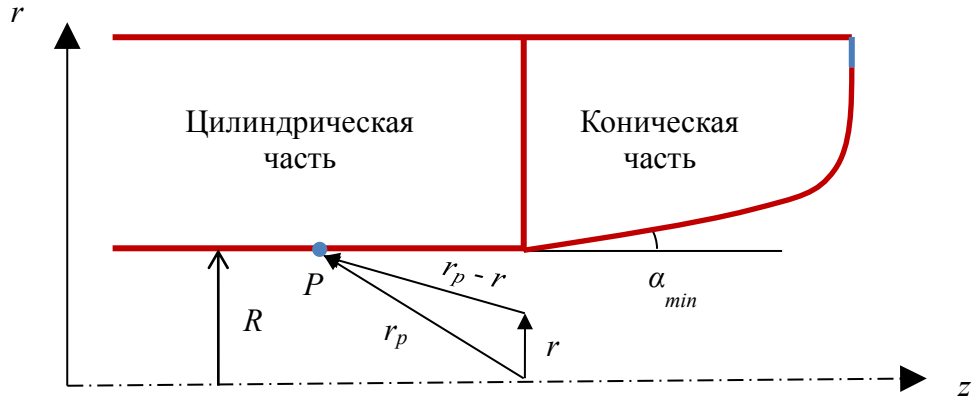


Рис. 9. Форма входной части капилляра. Геометрия используемая для вычисления интеграла Кирхгофа: \vec{r}_p – вектор до точки наблюдения, \vec{r} – вектор в плоскости отверстия, R – внутренний радиус капилляра, α_{min} – минимальный угол на входе в цилиндрическую часть, P – точка наблюдения.

Пространственное распределение интенсивности, нормированное на значение интенсивности на стенке капилляра $I(R)$, имеет симметрию по углу и в цилиндрических координатах записывается в безразмерном виде:

$$I_N(Z) = \frac{1}{\theta^2} \left[\int_0^1 \int_0^{2\pi} \frac{\exp\left(-\frac{X^2}{2A^2} + \frac{2\pi i}{\theta} \sqrt{X^2 - 2X \cos \varphi + 1 + Z^2}\right)}{X^2 - 2X \cos \varphi + 1 + Z^2} \cdot (X - X^2 \cos \varphi) dX d\varphi \right] \times kc \quad (4)$$

где $\theta = \frac{\lambda}{R}$ – безразмерная длина волны, $X = \frac{r}{R}$ – безразмерный радиус внутри отверстия, $Z = \frac{r}{R}$ – безразмерная продольная координата, $A = \frac{a}{R}$ – безразмерный параметр распределения интенсивности, φ – азимутальный угол, kc – комплексно сопряженное выражение. Указанное распределение представлено на Рис. 10. Максимальное значение данной зависимости достигается на входе капилляра. В этом случае минимальный угол составляет $\approx 6^\circ$.

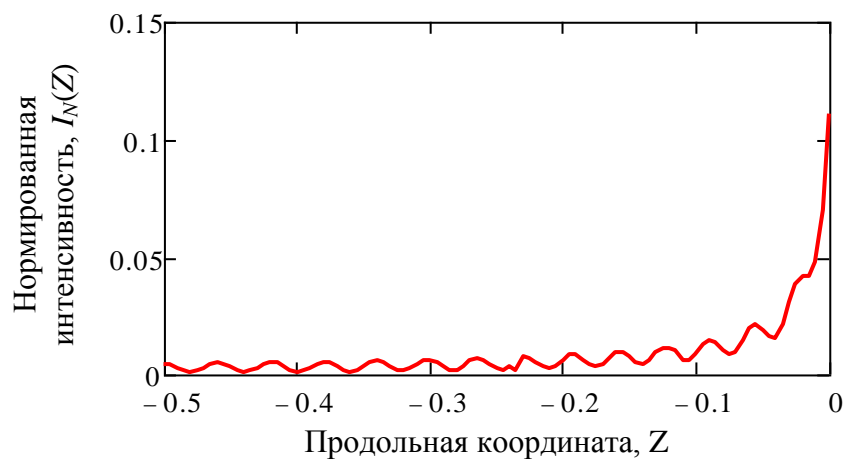


Рис. 10. Зависимость интенсивности на внутренней стенке капилляра от продольной координаты. $Z = 0$ соответствует началу цилиндрической части.

Второй эффект связан с особенностями зависимости расстояния разлета плазмы от интенсивности излучения. Она была получена при моделировании в MULTI1D и представлена на Рис. 11. Как будет показано ниже, данной зависимостью определяется форма капилляра, которая должна иметь монотонный вид. Для этого необходимо, чтобы интенсивность на торце капилляра находилась в области 1 данной зависимости.

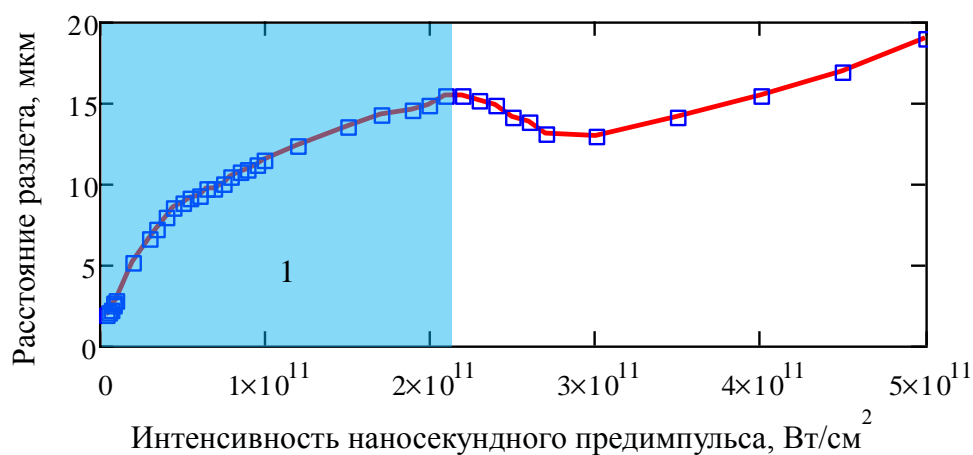


Рис. 11. Зависимость расстояния разлета плазмы с критической плотностью от интенсивности предимпульса. 1 – область монотонного роста.

Для произвольной зависимости расстояния разлета плазмы с критической плотностью от интенсивности лазерного излучения можно получить аналитическое выражение, задающее профиль входной части капилляра. Вывод этого выражения будет представлен в следующем разделе.

Оптимизированная форма капилляра

Рассмотрим следующую геометрию падения лазерного излучения на вход капилляра (Рис. 12). Будем считать, что все переменные зависят от радиуса, т.е. $z(r)$ – профиль конической части капилляра, $I(r) = I(0) \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right)$ – распределение интенсивности. Угол между касательной к кривой $z(r)$ и осью z определяется как $\alpha(r) = \arctg 1/z'(r)$, где $z'(r)$ – производная по радиусу. Тогда удельная интенсивность при наклонном падении можно записать в виде:

$$I_{sp}(r) = I(r) \sin \alpha(r) = \frac{I(0) \cdot e^{-\frac{r^2}{a^2}}}{\sqrt{1 + z'(r)^2}}. \quad (5)$$

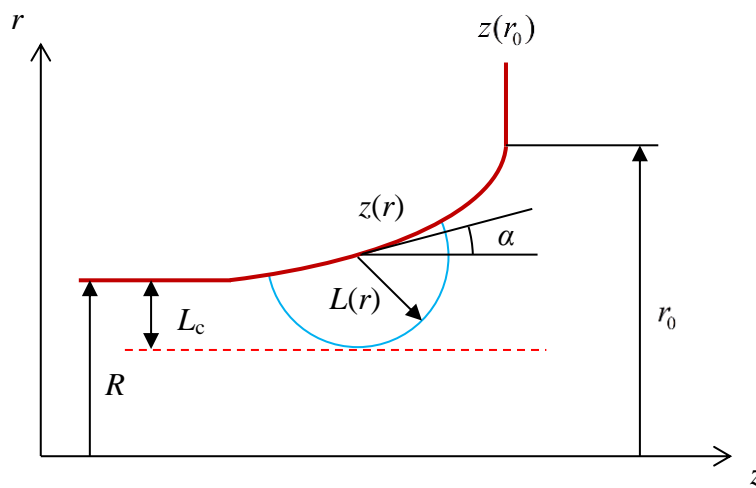


Рис. 12. Параметры задачи оптимизации геометрии. Коричневая линия – профиль капилляра, красный пунктир – радиус соответствующий 50 % перекрытию капилляра, синяя окружность – разлет плазмы с плотностью выше критической, α – угол между касательной и осью z

В предположении симметричного разлета плазмы можно считать, что на каждой точке кривой $z(r)$ будет находиться центр окружности с радиусом равным критическому расстоянию $L(r)$. Чтобы плазма занимала 50 % площади минимального сечения отверстия необходимо выполнение следующего равенства

$$L(r) = r - R + L_c \quad (6)$$

$L(r)$ можно определить из зависимости расстояния разлета плазмы от интенсивности, полученной при моделировании:

$$L(r) = f(I_{sp}(r)), \quad (7)$$

где $f(I)$ интерполяционная функция, построенная по данным моделирования. Из уравнений (5), (6) и (7) можно получить зависимость $z'(r)$:

$$z'(r) = \frac{dz}{dr} = \sqrt{\left(\frac{I(0) \cdot e^{-\frac{r^2}{a^2}}}{f^{-1}(r-R+L_c)} \right)^2 - 1} \quad (8)$$

Интегрированием получим профиль капилляра $z(r)$, который задается интегралом:

$$z(r) = \int_R^r z'(x) dx \quad (9)$$

Нижняя граница интегрирования соответствует точке входа в цилиндрическую часть капилляра, верхняя – текущему радиусу интегрирования. Видно, что функция $z'(r)$ равна нулю в некоторой точке r_0 , которую можно найти, численно решая уравнение методом простой итерации:

$$r = a \sqrt{\ln \frac{I(0)}{f^{-1}(r-R+L_c)}} \quad (10)$$

Радиусу r_0 соответствует координата $z(r_0)$ торца капилляра. В выражении для профиля $z(r)$ изменяемым параметром является интенсивность на оси капилляра $I(0)$. Как говорилось выше, она определяется двумя факторами:

1. Минимальный угол на входе в цилиндрическую часть должен составлять $\approx 6^\circ$, что приводит к условию $z'(R) \approx 9$.
2. Интенсивность на торце капилляра должна находиться в диапазоне монотонного участка зависимости представленной на рис. 11, что приводит к условию $I_{sp}(r_0) \leq 2 \cdot 10^{11}$ Вт/см².

Для данных параметров задачи получается, что первое условие дает меньшее значение предельной интенсивности на оси капилляра $I(0)_{\max} \approx 1,7 \cdot 10^{13}$ Вт/см², по сравнению со вторым $\approx 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Полученный профиль конической части капилляра и область разлета плазмы с критической плотностью представлены на Рис. 13.

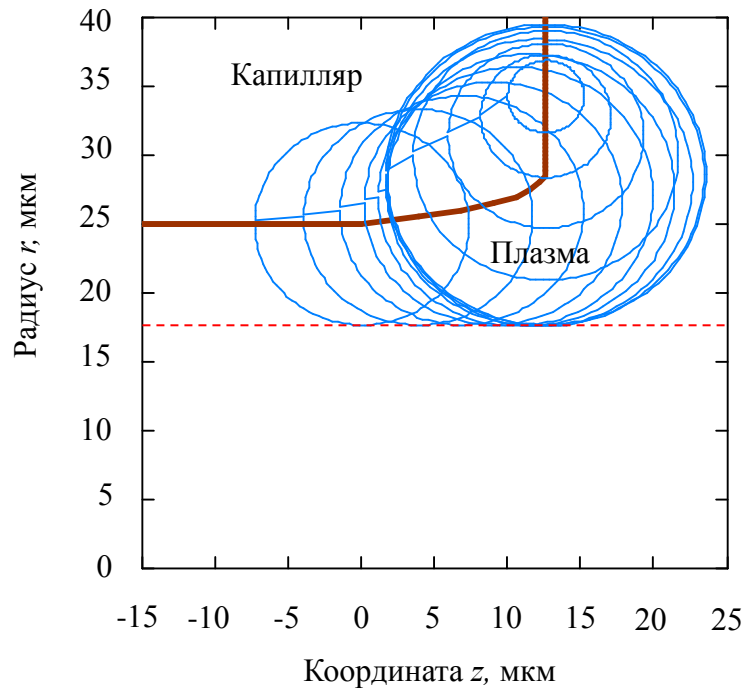


Рис. 13. Оптимизированная форма капилляра. Коричневая линия – профиль $z(r)$, синие окружности – разлет плазмы с плотностью выше критической, красный пунктир – радиус соответствующий 50 % перекрытию капилляра.

Сравним предельные интенсивности на оси капилляра до $(1,9 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2)$ и после $(1,7 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2)$ оптимизации. Видно, что удается поднять максимальную интенсивность в 9 раз. Это означает, что при увеличении энергосодержания импульса для достижения интенсивности $2 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ достаточно иметь контраст лазерной системы $\sim 10^{-5}$, что на 2 порядка хуже того, что имеется на данный момент. **Тем самым была решена вторая поставленная задача: найдена предельная интенсивность лазерного предимпульса, которая составляет $1-2 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$.**

Заключение

В настоящее время стоит задача создания настольных ускорителей электронов, основанных на процессах возбуждения кильватерной волны в плазме с помощью лазерного импульса. Явление дифракции значительно ограничивает максимальную энергию ускорения. Для его преодоления в ИЛФ СО РАН планируется эксперимент, в котором каналирование лазерного импульса будет осуществляться с помощью узкого металлического капилляра.

В данной работе изучалась проблема перекрытия медного капилляра плазмой с критической плотностью при фокусировке в него мощного лазерного импульса. Плазма образуется при взаимодействии длительного предимпульса с торцом капилляра и может привести к отражению основного лазерного импульса. Было показано, что простые оценки приводят к ошибочному результату и значительным ограничениям на требуемый контраст лазерной системы.

В результате поиска работ по данной тематике был найден комплекс гидродинамических кодов MULTI. Одномерная версия кода использовалась для моделирования взаимодействия лазерного предимпульса с поверхностью капилляра. Найдены причины несоответствия результатов простой оценки, связанные со сложностью описания происходящих физических процессов. Было показано, что для текущих параметров лазерной системы основной импульс пройдет в капилляр без отражения. Для имеющегося экспериментального профиля интенсивности от времени была найдена предельная интенсивность предимпульса на оси капилляра, которая составляет $1,9 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Был предложен метод оптимизации формы входной части капилляра для повышения данного значения. В результате его применения предельная интенсивность возросла в 9 раз. Тем самым показана возможность увеличения энергосодержания лазерной системы для эффективного ускорения электронов.

Список литературы

1. *Dingchang Xian*, BEPC synchrotron radiation facilities// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 282, issue 2-3 (1989), pp. 380-385.
2. *Donald H Bilderback, et al.*, Review of third and next generation synchrotron light sources// Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 38 (2005), S773-S797.
3. *W.P. Leemans et al.*, GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator// Nature Physics, vol. 2 (2006), pp. 696-699.
4. *K.V. Lotov*, Driver channeling for laser wakefield accelerator// Particle Accelerators, vol. 63 (1999), pp. 139-146.
5. *E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans*, Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators// Reviews of modern physics, vol. 81, issue 3 (2009), pp. 1229-1285.
6. *R. Ramis, R. Schmalz, J. Meyer-ter-Vehn*, MULTI - A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics// Computer Physics Communications, vol. 49, issue 3 (1988), pp. 475-505.
7. <http://138.4.113.100/multi/index.html>
8. <http://138.4.113.100/multi/2009-multi1d/node31.html>

Приложение 1. Пользовательский код

```
$ CASE M1_78_006
$
$ 50 microns carbon foil irradiated by 10**14 W/cm2, 20 ns, Nd laser pulse

entry multi()
{
$==DEFINE GEOMETRY AND COMPOSITION=====
  hydro      = Hydro1DNew(igeo=1,xmin=0,nfuel=0);
$-----  __nc__ zonpar_thick__ material__ rho__ te__ ti__
  Hydro1DAdd(hydro, 128, 0.95, 0.00148, "MID20", 8.96 , 0.0258, 0.0258);
  Hydro1DAdd(hydro, 128, 0.98, 0.00002, "MID20", 8.96 , 0.0258, 0.0258);
  state      = NewState1D(hydro);
$==DEFINE SIMULATION PARAMETERS=====
  multi      = NewMulti1D();
  multi.ctrl.dtn    = 0.00001e-9;
    dto      = 0.0001e-9;
    dno      = 1000;
    texit    = 1.001e-9;
    nextit   = 250000;
  multi.ctrl.varnom = 0.2;
  multi.ctrl.varmax = 0.4;
  multi.ctrl.flf    = 0.03;
  multi.ctrl.wallleft = 1;
  multi.radia.alphal = 0;
  multi.radia.alphar = 0;
  multi.radia.betal  = 0;
  multi.radia.betar  = 0;
  multi.laser.inter  = 257;
  multi.laser.pimax  = 4.0e16;
  multi.laser.pitime  = 1.0e-9;
  multi.laser.itype   = 2;
  multi.laser.times   = 0:1e-
8:0.97552:0.97565:0.97578:0.97592:0.97605:0.97618:0.97632:0.97645:0.98687:0.98705:0.9
8723:0.98742:0.9876:0.99263:0.99285:0.99307:0.99328:0.9935:0.99372:0.99393:0.99403:0.
99425:0.99447:0.99468:0.9949:0.9965:0.9967:0.9969:0.9971:0.99817:0.99832:0.99847:0.99
862:0.99877:0.99892:0.99907:0.99922:0.99937:0.99952:0.99967:0.99982:0.99997;
  multi.laser.is     =
0:1:4.296:413.453:1501.051:231.993:24.161:6.489:4.888:1.441:6.294:2478.297:188.351:8.09
:11.545:15.843:45.17:61.783:60.747:6882.184:31706.322:914.703:72.354:3776.08:102.215:4
0.038:53.499:41.419:210.89:90.776:49.702:93.537:263.002:364.068:357.178:230.845:453.65
:171.124:380.147:3353.91:18806.201:33105.13:9558.523:6916.33;
  multi.laser.delta  = 1;
  multi.laser.wl     = 0.8e-4;
    report(multi,state,mode=1);
    report(multi,state,mode=2);
$==PERFORM SIMULATION=====
  timeo = 0;
  stepo = 0;
  while(1){
```



```
state=Multi1DStep(state,multi);
if(state.hydro.time>=timeo|stepo==state.step){
    timeo=state.hydro.time+dto;
    stepo=state.step+dno;
    binout(state,multi);
}
if(state.hydro.time>=texit|state.step==nexit)break;
}
report(multi,state,mode=3);
}
```