

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе

Российской академии наук

Центр физики наноструктур

Лаборатория квантоворазмерных гетероструктур

Тимшина Мария Викторовна

**Численное моделирование источников излучения высокой
яркости в спектральном диапазоне $\lambda > 1$ нм на плазме
многозарядных ионов**

Научный доклад

01.04.08-физика плазмы

Санкт-Петербург

2022

Научный руководитель:	Калинин Николай Валентинович, ведущий научный сотрудник лаборатории квантоворазмерных гетероструктур ФТИ им. А.Ф. Иоффе, доктор физико- математических наук
Рецензент внутренний:	Яковлев Дмитрий Георгиевич, гл. научн. Сотрудник ФТИ им. А.Ф. Иоффе, д. ф.-м. н., член кор. РАН
Рецензент внешний:	Антонов Валерий Иванович, профессор Санкт-Петербургского Политехнического университета им. Петра Великого, зав. Кафедры высшей математики

Общая характеристика работы

На сегодняшний день актуальность численных исследований источников на плазме многозарядных ионов обеспечивается потенциальной возможностью к созданию компактного источника с высокой спектральной яркостью (ВСЯ) в мягком рентгеновском (МР) и экстремально ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне частот. Под компактностью источника здесь будем подразумевать его сравнительно малые габариты, не превышающие размеры небольшой комнаты, а лучше – возможность расположить его на лабораторном столе (в англ. лит. “table-top source”). При таких габаритах доступность источника для научных и промышленных центров возрастает в разы. Действительно, в мире существуют установки, такие как лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), которые с запасом могут покрывать мыслимые требования к источнику ВСЯ, но их габариты и стоимость делает их недоступными для широкого круга пользователей. В связи с этим, разработки хотя и не аналогичного, но удовлетворительного по характеристикам и габаритам для определенных прикладных областей источника не останавливаются.

Источники ВСЯ в диапазоне 1-50 нм (объединяет МР и ЭУФ диапазон) обладают большим прикладным потенциалом в разных областях [1-3]. К ним относится материаловедение, в том числе изучение изменений поверхности под действием сильного электрического поля, взаимодействия излучения с раковыми клетками, а также абляция фоторезисторов (литография). Большие перспективы источников в рассматриваемом диапазоне для литографии связаны с переходом на новый масштабный уровень в создании микроэлектроники. Еще одна область применения – диагностика плотной плазмы, измерение ее плотности за счет технологии интерферометрии. Такое диагностическое оборудование уже создается на больших исследовательских установках, таких как установки инерциального термоядерного синтеза. Здесь также нельзя не выделить наиболее привлекательную область применения рассматриваемого типа источника – микроскопия и, как следствие, голография, живых клеток. Такая «привлекательность» объясняется существованием «водяного» (2.3-4.4 нм) и «углеродного» (4.5-5 нм) окна, и, как следствие, возможностью достижения максимального контраста изображения живых клеток в рассматриваемом диапазоне. Такой путь в микроскопии занимает промежуточное место между уже хорошо

освоенными оптической и электронной микроскопией: несмотря на высокую разрешающую способность в электронной микроскопии образцы требуют высушивания и подготовки тонких срезов; в мягком рентгене по сравнению с оптической микроскопией глубина проникновения хоть и меньше, но достаточна (несколько микрометров) для поставленной задачи (клеточное изображение). Хотя в рентгеновской микроскопии пробоподготовка не требует высушивания и подготовки срезов, для уменьшения радиационного повреждения живых клеток рекомендуется их криозаморозка, особенно в случае больших мощностей.

Для перечисленных областей спектральная яркость источника является крайне важным параметром. Однако, для излучения рассматриваемого диапазона очень велик коэффициент поглощения в веществах, что препятствует достижению высоких спектральных яркостей источника. В связи с этим обстоятельством моделирование подобных источников приобретает крайне важное значение: компьютерные расчеты обладают предсказательным характером, и с их помощью может быть решен вопрос энергетической оптимизации источника, что является предметом настоящего исследования. Действительно, вложенная энергия определяет габариты установки, и вопрос, как не увеличивая габариты установки, но изменяя другие входные параметры, получать те же характеристики выходного излучения может играть серьезную роль .

В данной работе рассматривается один из способов создания источника ВСЯ в МР-ЭУФ диапазоне – плазма многозарядных ионов, она является и объектом настоящего исследования. Такой способ считается перспективным в этом диапазоне частот выходного излучения[2]. Однако стоит отметить, что существуют еще способы, как когерентные, так и нет. О наиболее «продвинутом», но труднодоступном способе упоминалось выше – ЛСЭ и синхротроны. Еще один путь – гармоническое преобразование с повышением частоты с помощью полупроводниковых технологий мощных оптических лазеров. Данная технология хоть и является компактной, сама перспективностью относительно получения высокой спектральной мощности не обладает, т.к. с ростом гармоники, интенсивность излучения резко падает.

В связи с вышесказанным, целью работы является разработка модели компактных источников на плазме многозарядных ионов, и формулирование на основе результатов моделирования рекомендаций по увеличению мощности линейчатого излучения плазмы многозарядных ионов для дальнейшего их использования в планировании экспериментов по созданию лазеров мягкого рентгена. В данной работе главным образом раскрыт аспект оптимизации зарядового состава плазмы - увеличение процентного содержания определенного иона в плазме является необходимым условием

для реализации выбранного перехода и, следовательно, увеличения интенсивности излучения. Для реализации поставленной цели были намечены следующие задачи:

- Разработка и отладка двух программ для моделирования динамики характеристик (температуры, плотности, среднего заряда) разрядной и лазерной плазмы; здесь лазерная плазма - плазма, созданная под воздействием внешнего лазера, чаще всего неодимового или СО₂-лазера, а разрядная - созданная путем пропускания через среду импульсного электрического разряда, чаще всего при этом речь идет о продольных Z-разрядах капиллярного типа;
- для разрядного способа накачки – рассмотрение роли двухимпульсной накачки в формировании зарядового состава плазмы;
- для лазерной накачки – исследование роли профилирования импульса в формировании зарядового состава плазмы;
- исследование скользящего разряда как естественного этапа предыонизации плазмы в случае капиллярного разряда.

На сегодняшний день создано достаточно много программ, моделирующих плазму многозарядных ионов, в том числе и программные комплексы, например, RADEX/LASNEX, HEIGHTS, RZLINE, RALEF, Z*[4-8]. В рамках данной работы ни в коей мере не предполагается конкурировать с такими программами. Основной мотивацией разработки собственных программ здесь является именно возможность выполнения нересурсоемких расчетов двух методов создания плазмы (лазерный и разрядный) с целью их сопоставления между собой и поиска оптимальных условий для создания источника в целом. Такой подход к анализу результатов определяет научную новизну исследования. В дополнение к этому, попутно в работе описан достаточно новый взгляд на волны ионизации как на естественный этап предыонизации в случае капиллярного разряда. Используемые коды опираются на апробированные численные методы решения систем дифференциальных уравнений и непротиворечивость полученных результатов с данными предыдущих исследований, что позволяет говорить о достоверности получаемых результатов.

Основные результаты работы следующие:

- Реализована модель, описывающая динамику плазмы многозарядных ионов цилиндрической формы в случае, когда плазма создается продольным Z-разрядом; для расчета среднего заряда используется неравновесная

модель; в модели учтена цепь питания, включающая в себя формирующую линию;

- Для разрядной плазмы рассчитаны случаи, где демонстрируется многоступенчатое сжатие плазмы;
- Реализована модель, описывающая динамику плазмы цилиндрической формы в случае, когда плазма формируется под воздействием на боковую поверхность среды лазерного импульса с потоком $<1e14\text{Вт/см}^2$; произведена верификация программы;
- Для лазерной плазмы с использованием модели был продемонстрирован эффект влияния формы импульса на средний заряд плазмы;
- Произведен расчет этапа предыонизации разрядной плазмы; в том числе показана немонотонная зависимость скорости прохождения волны ионизации от давления газа.

Результаты настоящего исследования были представлены на 9ти международных и российских научных конференциях: 46th/47th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS 2019, EPS 2021), International Symposium on Electrodynamics (ISEHD 2019), «Физика - наукам о жизни 2019», Физика.СПб 2019/2020, ICLO 2020/2022, 37ая Фортковская конференция по уравнению состояния вещества(ELBRUS 2022), Международная(Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС 2021. Также они изложены в 14 публикациях.

Содержание работы

1. Принципы работы лазеров на плазме многозарядных ионов

Плазма многозарядных ионов может быть получена разными способами. Два из них - использование импульсного электрического разряда и внешнего лазера. Среди разрядов стоит выделить продольный z-разряд и капиллярный разряд. Поперечный разряда (электронный пучок) – имеет ограничения по вкладываемой мощности, поэтому для рассматриваемых задач не используется. В качестве внешних лазеров часто используют неодимовый Nd:YAG, углекислый CO₂-лазер, иногда лазеры в оптическом диапазоне, например, титано-сапфировый Ti:Sa-лазер. В случае разряда энергия в плазму передается за счет того, что через среду проходит ток, разогревающий ионы и электроны плазмы. В случае же лазерной накачки энергия передается в основном за счет обратного тормозного эффекта, поэтому первыми в данном случае разогреваются электроны, и только потом энергия через столкновения передается тяжелым частицам.

Для лазерного способа создания среды существуют оценки по необходимой вкладываемой мощности[2]. В предположении цилиндрической геометрии мишени (плазменный шнур), боковую поверхность которой облучают внешним лазером, для получения длин волн 1-10 нм нужны потоки на боковую поверхность $1e11-1e15$ Вт/см². Здесь предполагается, что на поддержание инверсии тратится 1% вкладываемой мощности, остальное идет на ионизацию и разогрев. Такая оценка полностью определяется длиной волны излучения, которое хочется получить на выходе, а именно, мощность обратно пропорциональна четвертой степени длины волны излучения $P \sim 1/\lambda^4$. В целом, говоря об относительно компактных лазерах в таком диапазоне, в виду имеются установки входной энергией порядка 1-100 Дж, и соответственно с потоками до $1e14$ Вт/см².

Сейчас наиболее перспективным считается лазерный тип накачки. Частично это связано с возможностью объединения его с генерацией высоких гармоник. Кроме того, этот тип выигрывает относительно проблемы минимизации рефракции: при одинаковых показателях произведения GL у лазерного способа меньше протяженность среды L . Хотя при лазерной накачке рефракционные эффекты тоже наблюдаются, тут уже предложено

решение, так называемая технология grazing incidence pumping (GRIP)[9,10]: пучок накачки падает на мишень не перпендикулярно, а под углом; это позволяет минимизировать рефракцию и выходное излучение выходит практически без отклонений от изначальной траектории распространения. Тем не менее разрядные системы в сравнении с лазерными могут иметь меньшие габариты при одинаковой выходной мощности излучения, и в целом их потенциальное КПД выше.

Чтобы плазма стала активной средой, способной выдавать спонтанное излучение и усиливать его, необходимо, чтобы электроны заполнили верхний лазерный уровень некоторого рассматриваемого перехода, а нижний лазерный уровень рассматриваемого перехода в это же время освобождался. Такое заполнение называется «накачкой» активной среды. Оно может осуществляться за счет разных процессов в плазме. По этому признаку в основном выделяют следующие виды накачек: ионизационно-столкновительная (за счет процесса столкновительного возбуждения), рекомбинационная (за счет тройной рекомбинации), фотонакачка (за счет фотоионизации, особенно резонансной), за счет резонансной перезарядки[11,12]. Ионизационно-столкновительная накачка (в англ. лит. collisional ionization pumping) - наиболее развитый способ, но требующий высокие вкладываемой мощности. Здесь верхние уровни метастабильны, а нижние опустошаются за счет сильных дипольно-разрешенных переходов. Для рекомбинационной накачки плазма должна претерпеть достаточно быстрое охлаждение, которое происходит за счет разлета и радиационного охлаждения. Фотонакачка может быть реализована сплошным, обрезанным спектром или линией. Относительно передачи энергии наиболее потенциально успешна тут резонансная фотонакачка. Однако она сложно реализуема на практике: задача состоит в создании двух плазм в непосредственной близости друг другу, избегая нежелательного взаимодействия между ними. Процессы перезарядки на практике реже всех используются для попыток реализовать накачку активной среды в нашем случае. Сложность реализации накачки за счет перезарядки заключается в том, что необходимо обеспечить существование в одном объеме ионов нужной кратности и нейтральных атомов (перезарядка в следствии ион-ионных столкновений практически невозможна, т.к. сечение этого процесса очень мало, а необходимые скорости сталкивающихся частиц очень велики).

Перспективными способами для «продвижения» рассматриваемых источников в более коротковолновую область (вплоть до «водяного окна») считаются комбинация источника с генерацией высоких гармоник, технология «плавающего» зеркала, туннельная ионизация (в английской литературе такой способ принято называть OFI (optical field ionization)), для реализации которой необходимо, чтобы среда облучалась субпикосекундным

лазером высокой интенсивности, и использование переходов на внутренних оболочках (в англ. inner shell transition), которое возможно в случае, когда сечение ионизации внутренней оболочки на порядок больше, чем внешней.

Плазма многозарядных ионов в нашем случае является активной средой, которая не только излучает, но и сама усиливает самостоятельно испускаемое спонтанное излучение. Таким образом усиление излучения может происходить без дополнительных резонаторов, а просто при прохождении излучения вдоль некоторого выделенного направления активной среды. Для конкретной линии используют такую характеристику среды как коэффициент усиления. Коэффициент усиления G напрямую зависит от сечения вынужденного излучения. Для наличия положительного эффекта усиления необходимым является превалирование коэффициента усиления G над коэффициентом поглощения среды. Для расчета «полного» усиления при прохождении через всю среду коэффициент усиления должен быть умножен на протяженность среды L (произведение GL). Однако бесконечно с ростом длины это произведение увеличиваться не может: на практике наблюдается эффект насыщения [11], наступающий при $GL=10-20$.

При выборе длины волны создаваемого источника выбирается определенный ион, где переход на такой длине волны возможен. Поэтому для получения максимального значения коэффициента усиления, нужно обеспечить максимальную долю определенного иона по сравнению с другими. Ионы разных элементов и зарядов можно объединять в группы изоэлектронных последовательностей по количеству свободных электронов, например H-подобные ионы имеют только один свободный электрон, He-подобные – два, и т.д. Исторически первыми стали рассматриваться источники на H- и He-подобных ионах, для которых в основном был смысл реализовывать рекомбинационную накачку. Однако на сегодняшний день наиболее перспективной считается столкновительная накачка на Ni-подобных ионах. Из аналитических оценок, подтверждаемых экспериментальными данными, можно получать приблизительные зависимости длины волн излучения от заряда ядра активной среды для какого-то конкретного перехода для одной изоэлектронной последовательности. На рис.1.1. показаны такие зависимости для водородоподобных, неоноподобных и никелеподобных ионов.

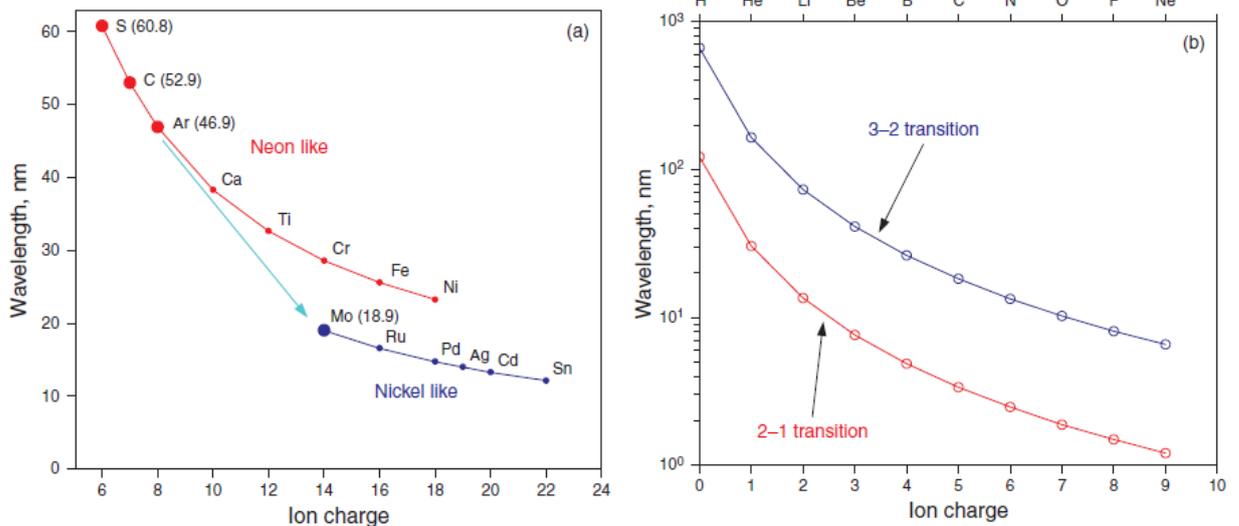


Рис.1.1 Зависимости длин волны от заряда иона, взятые из [3] для Ne-like и Ni-like ионов для $3p-3s$ and $4d-4p$ переходов соответственно и для водородоподобных ионов для переходов 2-1 и 3-2.

2. Моделирование продольного Z-разряда

Задача моделирования активной среды лазеров на неравновесной плазме многозарядных ионов включает в себя несколько взаимосвязанных задач, имеющих различные характерные временные масштабы. В связи с этим, как правило, расчеты такого источника совершаются в два этапа. На первом этапе проводятся самосогласованные расчеты ионного состава, нагрева и динамики плазмы. Далее, по результатам расчетов первого этапа проводятся атомно-кинетические расчеты (расчеты поуровневой кинетики), а далее оценки населенностей рабочих уровней, интенсивностей линий и коэффициентов усиления среды. Действительно, за редким исключением баланс населенностей электронных подуровней устанавливается значительно быстрее, чем ионизационный баланс, а характерные времена ионизационных и гидродинамических процессов оказываются одного порядка. В работе [13] все же производятся единовременные расчеты динамики плазмы и атомной кинетики; два случая – когда расчеты производятся в два этапа, и когда они идут параллельно – сравниваются. Результаты различаются не сильно, поэтому поэтапный подход, который значительно менее ресурсозатратный, корректен для использования при рассматриваемых нами мощностях и временах подачи внешнего источника, будь то разряд или лазер.

На самом деле для рассматриваемых задач недостаточно решать только уравнение динамики плазмы – магнитно-гидродинамическую (МГД) систему. Здесь стоит говорить о радиационной МГД модели плазмы (РМГД), в которой учитывается перенос излучения в плазме. Действительно, высокоионизированная плазма активно излучает, поглощает и перепоглощает, и без обоснования этим аспектом не стоит пренебрегать. В

самом общем виде необходимо решать кинетическое уравнение для функции распределения фотонов, но существуют приближения, например диффузное, «вперед-назад», и методы, такие как стохастический и метод характеристик, которые упрощают и делают возможным такие расчеты. Но когда плазму можно считать оптически прозрачной (тонкой) для собственного излучения (длина свободного пробега фотона больше масштабов плазмы) в сплошном спектре, расчет уравнения переноса излучения можно не проводить, считая, что излучение сразу покидает объем плазмы, не успевая перепоглощаться. Что же касается линейчатого излучения - можно учитывать его транспорт оценочно, вводя фактор (коэффициент) ускользания излучения за пределы плазменного объема, также не решая уравнения переноса линейчатого излучения непосредственно. Этот коэффициент фигурирует как множитель в уравнениях поуровневой кинетики, давая эффективную скорость радиационного распада. Его можно рассчитывать по формуле приближения Бибермана-Холстейна, если считать его слабо зависимым от пространственного распределения.

Используемая РМГД система представляет собой законы сохранения массы, импульса и энергии, и замыкаются уравнением состояния, связывающим температуру, давление и плотность газа. Уравнения Максвелла связывается с остальными уравнениями МГД-системы через обобщенный закон Ома. В этом случае задается закон изменения электрического тока, протекающего через плазму или же сама электрическая цепь (как, например, в [14,15]), второе – более грамотное, т.к. на практике не так легко контролировать форму протекающего тока. Система записывается в лагранжевых координатах; такой подход принято использовать по двум причинам: при расчете разрядной плазмы в этом случае удобно ставить граничное условие на магнитное поле, а также при сильных изменениях пространственных масштабов задачи снижаются требования к расчетной сетке. В одномерной осесимметричной модели, имитирующей некоторый срез цилиндрического плазменного столба, учитываются джоулев нагрев плазмы, обмен энергией между электронами и ионами, потери энергии на собственное излучение, электронная теплопроводность плазмы, потери энергии на ионизацию плазмы. Потери на собственное излучение (радиационные потери) можно поделить на потери в сплошном и линейчатом спектрах. К первым относятся потери за счет тормозного и рекомбинационного излучения. Способы учета линейчатых потерь описаны в [16, 17]. В модели используется 2х температурный одножидкостный подход, таким образом, для ионов и электронов уравнения закона сохранения энергии пишутся отдельно. Учет 2х температур необходим особенно при расчете поглощения излучения внешнего источника плазмой, т.к. в результате поглощения энергия передается именно электронам, а те уже в свою очередь

передают энергию ионам за счет столкновений. Температуры электронов и ионов сравниваются только в достаточно плотной плазме, что в рассматриваемых нами условиях не гарантируется. Двухжидкостный подход, когда разделяют не только закон сохранения, но и массы, в основном применяется в случае необходимости для анализа волн в плазме, что в рамках рассматриваемой задачи не так существенно. В целом, одножидкостный подход применим, если рассматриваемый в задаче объем больше, чем квадрат радиуса Дебая.

МГД-система вместе с граничными условиями записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -r \frac{\partial P}{\partial m} + F; \quad \frac{dr}{dt} = u; \quad dm = \rho r dr; \quad P = P_i + P_e + P_\omega; \\ P_\omega &= -\rho \mu_1 \frac{\partial u}{\partial m} + \mu_2 \rho \left(\frac{\partial u}{\partial m} \right)^2; \quad F = -\frac{\rho}{\mu_0 r} \frac{\partial (r B_\varphi)^2}{\partial m}; \\ \frac{d(\varepsilon_e + \varepsilon_{ion})}{dt} &= -P_e \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial W_e}{\partial m} + Q_J - Q_{ei} - Q_{rad}; \\ \frac{d\varepsilon_i}{dt} &= -P_i \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + Q_{ei} - P_\omega \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right); \\ W_e &= -\chi_e \rho r^2 \frac{\partial T_e}{\partial m}; \quad Q_J = \frac{1}{\mu_0 \sigma} E_z \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial m}; \quad Q_{ei} = \frac{3}{2} \frac{2m_e}{m_p A} v_{ei} N_e (T_e - T_i) \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{B_\varphi}{\rho r} \right) &= -\frac{\partial E_z}{\partial m}; \quad E_z = \frac{\rho}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial m} \\ \varepsilon_e &= \frac{P_e}{(\gamma - 1)\rho}; \quad P_e = N_e T_e; \quad \varepsilon_i = \frac{P_i}{(\gamma - 1)\rho}; \quad P_i = N_i T_i; \quad N_e = Z N_i; \quad \gamma = \frac{5}{3} \\ u(m, 0) &= 0; \quad \rho(m, 0) = \rho_0; \quad T_e(m, 0) = T_i(m, 0) = T_0 \quad 0 \leq m \leq M, \\ u(0, t) &= 0; \quad W_e(0, t) = W_e(M, t) = 0; \\ B_\varphi(M, t) &= \frac{I(t)}{2\pi r(t, M)}; \quad P(M, t) = \frac{B_\varphi^2(M, t)}{8\pi} \end{aligned}$$

где $M = \int_0^{r_0} m(r) r dr$ полная масса в сегменте в углом в один радиан, u, ρ – скорость и плотность плазмы, $\varepsilon_e, \varepsilon_i, \varepsilon_{ion}$ – удельная плотность энергии электронов, ионов и удельная энергия ионизации, P_i, P_e, P_ω – давление ионов, электронов и давление за счет искусственной вязкости, Z – средний заряд плазмы, μ_1, μ_2 – подбираемые

коэффициенты, r, m – координаты эйлеровой и лагранжевой сетки, Q_J, Q_{ei}, Q_{rad} – джоулев нагрев, обмен энергиями между электронами и ионами за счет столкновений, потери на излучение, T_e, T_i – температура электронного и ионного газа, N_e, N_i – их концентрации, m_e, m_p – масса электрона и иона, A – атомная масса вещества мишени, ν_{ei} – частота упругих столкновений, χ_e, σ – электронная теплопроводность и проводимость, B_φ, E_z – компоненты магнитного и электрического поля. Также решается уравнение Киргоффа для модельной цепи питания, из которой извлекается зависимость $I(t)$. Виток цепи кроме капиллярной нагрузки включает в себя источник напряжения, индуктивность и импеданс цепи, волновое сопротивление формирующих линий и индуктивность, сформированную промежутком между внешней поверхностью капиллярного столба и обратным токопроводом. Моделирование формирующей линии идет в электротехническом приближении (т.е. без решения волнового уравнения), т.е. через замену ее эквивалентной схемой, состоящей из конденсаторов и индуктивностей, в которой волновое сопротивление равно $R = \sqrt{\frac{L}{C}}$, где L, C – индуктивность и емкость на единицу длины. В качестве уравнения состояния плазмы использовалось уравнение идеального газа, где расчет зарядового состава плазмы сводится к расчету среднего заряда плазмы через дифференциальное уравнение:

$$\frac{dZ}{dt} = (V_{ion} - V_{rec})Z$$

Здесь V_{ion}, V_{rec} – скорости ионизации (в результате столкновения электронов с ионами) и рекомбинации (за счет тройных столкновений и фоторекомбинация) которые, как и коэффициенты переноса брались из [18]. Такое уравнение является упрощением системы уравнений столкновительно-излучательной модели (СИМ), дающей на выходе значение неравновесного зарядового состава плазмы, т.е. концентрацию каждого потенциально возможного иона в плазме. Популярная модель Саха, выдающая равновесный зарядовый состав, нам не подходит: в равновесной плазме по ее сути не может быть инверсной населенности, а значит и генерации линий, в том числе в МР и ЭУФ диапазоне.

Решение системы реализовано в пакете Mathcad с использованием встроенной функции решения дифференциальных уравнений методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Система записывается в дифференциально-разностной форме: производная по пространству представляется в форме конечных разностей, а производная по времени находится непосредственно по методу Рунге-Кутты.

В качестве иллюстрации решения системы рассмотрим два случая. Пусть капилляр заполнен азотом, на генератор в цепи подается напряжение в 100кВ с временем нарастания 1-2нс. На рис. 2.1. показана эволюция со временем таких характеристик, как радиус плазменного столба, протекающей через него ток, и на оси – температура ионов, плотность и средний заряд плазмы. Видно, что при минимальном радиусе столба максимальны значения температуры и плотности; что к концу второго сжатия на заряд на оси практически достигает семи – плазма почти полностью ионизована, что дает потенциальную возможность реализации рекомбинационной накачки на Н-подобных ионах. Немного подробнее тема зарядового состава раскрыта на рис. 2.2: здесь показаны результаты решения полной системы столкновительно-излучательной модели, а не только уравнения для среднего иона. Рис.2.2 получен следующим образом: брались значения температуры и плотности на оси, а также начальные концентрации всех ионов плазмы; для некоторого шага по времени решалась система СИМ, извлекались конечные концентрации всех ионов и они подставлялись как начальные условия для следующего шага по времени.

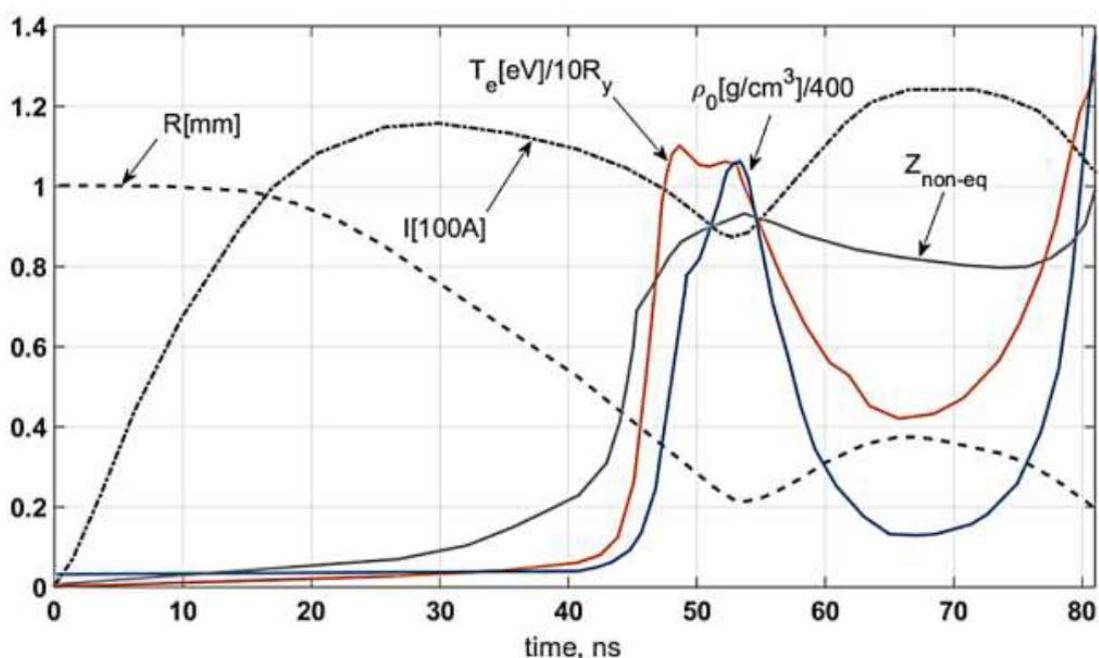


Рис.2.1 Временные графики для азота радиуса границы плазмы, протекающего через плазму тока, температуры электронов, плотности и неравновесного среднего заряда плазмы на оси.

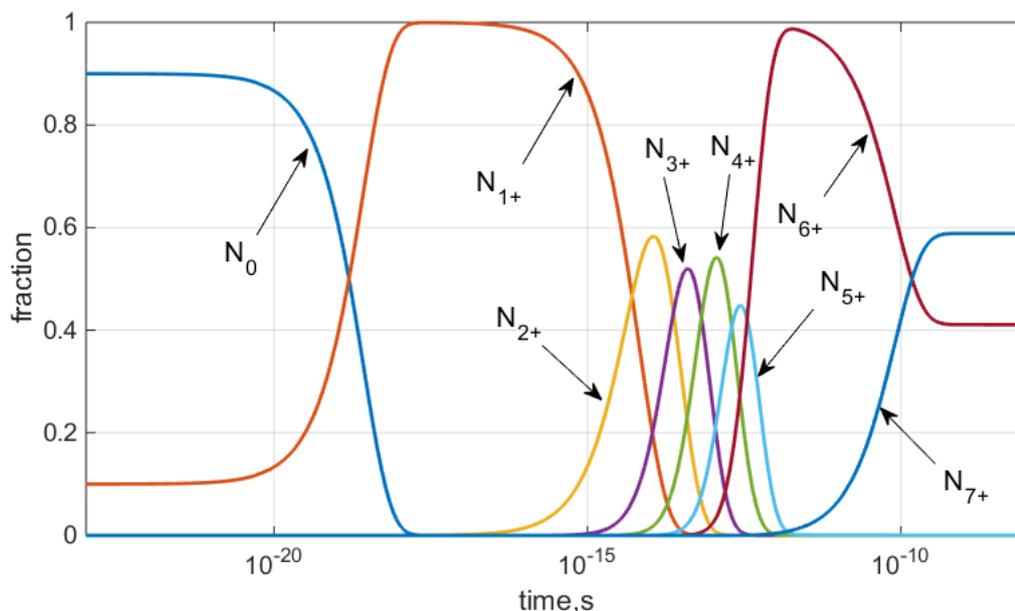


Рис.2.2 Эволюция со временем содержания ионов разных кратностей для азота.

Для другого случая пространственно-временные графики для температуры электронов и среднего заряда показаны для плазмы ксенона на рис. 2.3. Напряжение на генераторе в цепи за 2нс возрастает до 200кВ и продолжает сохраняться таким в течении 100нс, сопротивление передающей линии задано равным 1 Ом, выбранная длина капилляра – 10см, а давление ксенона внутри него - 4Торра. За счет наличия формирующей линии в цепи реализуется многоступенчатое сжатие: энергия от генератора в плазменную нагрузку передается в зависимости от степени согласованности формирующей линии с нагрузкой; поэтому энергия переотражается и передается «ступенчато». Такую «ступенчатость» и можно видеть на рис. 2.3 : каждый локальный максимум по температуре соответствуют максимальному сжатию на определенной ступени. После каждой следующей ступени максимальный средний заряд плазмы увеличивается, после первой он уже практически достигает $Z \sim 26$, что значит, что количество никелеподобных ионов в плазме превалирует, и здесь можно ожидать реализацию столкновительной накачки на Ni-подобных ионах. Хотя, максимальная температура электронов в плазме от ступени к ступени немного падает. Степень сжатия плазмы при переходе от первой ко второй ступени изменяется от 50 до 62, а концентрация электронов от $6 \cdot 10^{18}$ до $8 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^3$.

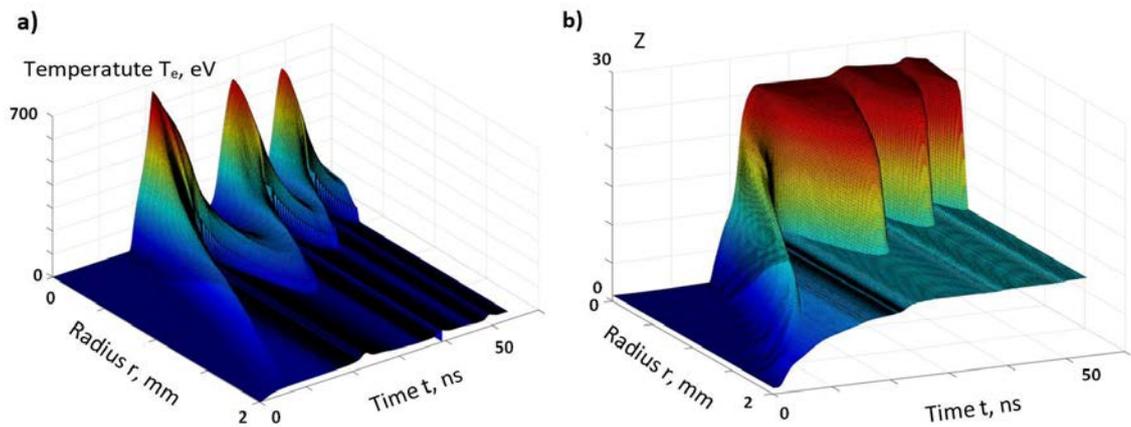


Рис.2.3. Никелеподобный ксенон. Пространственно-временные графики температуры электронов(а) и среднего заряда(б).

3. Моделирование лазерной накачки

При моделировании лазерной накачки, по сравнению с разрядной, можно пренебречь магнитными и электрическими полями. Таким образом, здесь допускается расчет только гидродинамики, т.к. превалирующим процессом в случае лазерной плазмы является поглощение плазмой энергии внешнего лазера, большие токи через плазму протекать не будут. В этой связи система уравнений для плазмы, получаемой в результате лазерной накачки, будет схожа на описанную выше МГД-систему, но несколько проще – уравнения максвелла решаться не будут. Таким образом, основные эффекты, которые учитываются в этом случае в газодинамике плазмы для источника излучения: нагрев электронной компоненты плазмы внешним лазерным излучением, обмен энергией между электронами и ионами, потери энергии на собственное излучение, электронная теплопроводность плазмы, потери энергии на ионизацию плазмы.

Выше уже отмечалось, что в рамках данной работы плазма считается оптически тонкой для собственного излучения, в связи с чем расчет уравнения переноса излучения можно не проводить. Этот факт проиллюстрирован на рис. 3.1: показано, что превалирует ситуация, когда радиус плазменного столба заметно больше, чем длина свободного пробега. Однако, когда плазма создается не разрядом, а лазерным излучением, пренебречь поглощением плазмой внешнего лазерного излучения нельзя. Таким образом уравнение для переноса внешнего лазерного излучения в каком-то приближении решать необходимо.

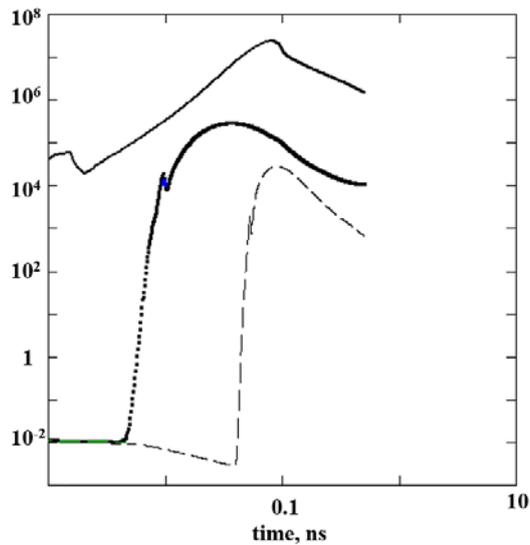


Рис.3.1. Отношение радиуса плазмы к длине свободного пробега.

Есть несколько механизмов лазерного поглощения: обратное тормозное поглощение, резонансное поглощение и пр. При небольших потоках мощности внешнего источника, меньших $<10^{15}$ Вт/см² и длительности их импульса больше фемтосекунд основным механизмом поглощения является обратный тормозной механизм (часто называют классическим механизмом). Именно с такими потоками мощности в рамках рассматриваемой задачи мы и имеем дело. Классическое поглощение происходит в докритической плазме. Под докритической здесь понимается плазма, плотность которой меньше критической, а сверхкритической плазмой называют ту, где плотность больше критической. Критическая плотность здесь - это плотность, для которой частота плазменных колебаний (ленгмюровских) равна частоте внешнего излучения, она прежде всего зависит от длины волны внешнего излучения. При таком резонансе коэффициент поглощения максимален. Обычно пользуются следующей формулой для критической плотности плазмы:

$$\rho_{cr} = 1.8610^{-12} \frac{A}{\bar{z}\lambda^2}$$

Где A - атомная масса, λ - длина волны внешнего излучения, \bar{z} - средний заряд. Если задачу переноса излучения упростить, и рассматривать только одну частоту, на которой и излучает внешний лазер, решать придется одно уравнение на интенсивность излучения. В таком уравнении необходимо определить коэффициент поглощения. В рамках данной работы используется классический коэффициент поглощения, вычисляемый по формуле:

$$\alpha \left[\frac{1}{cm} \right] = 1.98 \cdot 10^{-23} G Z^2 N_e [1/cm^3] N_i [1/cm^3] \lambda [cm]^2 T [K]^{-3/2}$$

В уравнении на энергию электронов вместо джоулева нагрева добавляется член, описывающий нагрев электронов за счет обратного тормозного эффекта $\frac{\partial F}{\partial m}$:

$$\frac{d(\varepsilon_e + \varepsilon_{ion})}{dt} = -P_e \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial W_e}{\partial m} - Q_{ei} + \frac{\partial F}{\partial m};$$

Получить формулу для этого члена можно следующим образом.

В уравнении переноса излучения для цилиндрического случая сделаем замену $F = rI$ и переход к лагранжевым координатам $\partial m = \rho r \partial r$, где I – интенсивность излучения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rI)}{\partial r} = -\alpha I \rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} = -\alpha F \rightarrow \frac{\partial F}{\partial m} = -\frac{\alpha}{\rho r} F$$

Разделим F на два потока: распространяющийся к центру симметрии F_+ и в противоположную сторону F_- , так что $F = F_+ - F_-$. Тогда можно решать систему с использованием метода разделения переменных:

$$\frac{\partial F_{\pm}}{F_{\pm}} = \mp \frac{\alpha}{\rho r} \partial m \rightarrow \ln(F_{\pm}) = \int_0^m \frac{\alpha}{\rho r} dm \rightarrow F_{\pm} = C_{\pm} \exp\left(\mp \int_0^m \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)$$

Из граничного условия на внешней границе $F_+(M, t) = Q_0(t)$ находим константу C_+ , где M – лагранжева координата, соответствующая внешней границе плазмы:

$$Q_0(t) = C_+ \exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right) \rightarrow C_+ = \frac{Q_0(t)}{\exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)}$$

Из граничного условия на оси $F_+(0, t) = F_-(0, t)$ находим константу C_- :

$$\frac{Q_0(t)}{\exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)} \exp\left(-\int_0^0 \frac{\alpha}{\rho r} dm\right) = C_- \exp\left(\int_0^0 \frac{\alpha}{\rho r} dm\right) \rightarrow$$

$$\frac{Q_0(t)}{\exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)} \cdot 1 = C_- \cdot 1 \rightarrow C_- = C_+$$

Переобозначим интегралы следующим образом $\eta = \int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm$, $\eta = \int_0^m \frac{\alpha}{\rho r} dm$: $F = F_+ + F_- = \frac{Q_0(t)}{\exp(-\eta)} (\exp(\eta) + \exp(-\eta)) = Q_0(t) (\exp(\eta + \eta) + \exp(-\eta + \eta))$. В итоге получаем формулу для члена, отвечающего за поглощение лазерного излучения в уравнении удельной энергии электронов:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = -\frac{\alpha}{\rho r} Q_0(t) (\exp(\eta + H) - \exp(-\eta + H))$$

Верификация модели проводилась по данным статьи [19], и результаты наших расчетов приведены на рис.3.2. Как и в статье в нашей модели для тех же условий максимально достижимая температура близится к 350эВ; графики же эволюции плотности плазмы очень близки.

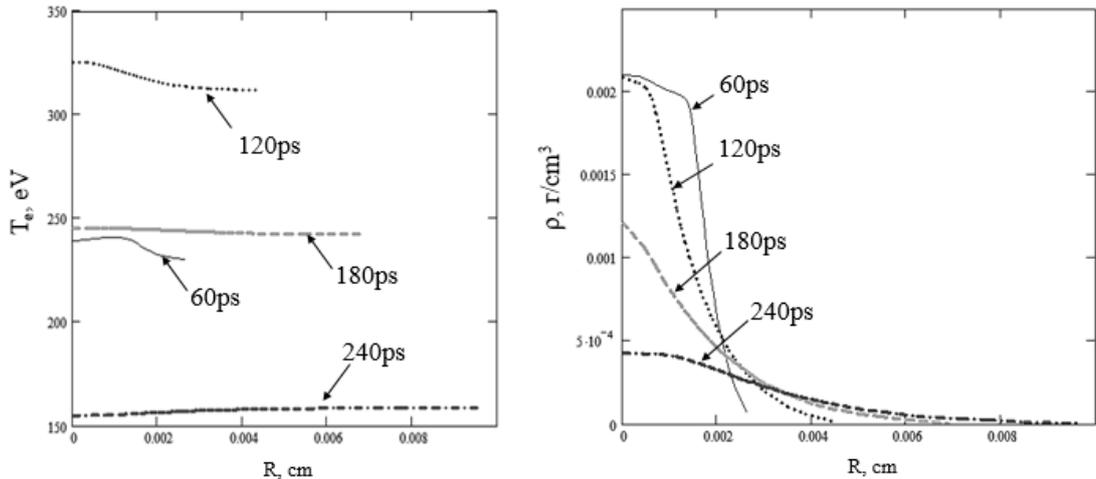


Рис.3.2. Графики температуры электронов и плотности плазмы, аналогичные приведенным в работе [19].

Более детально рассмотрим результаты работы Mathcad-кода для лазерной плазмы на примере плазмы натрия цилиндрической формы. Начальный радиус $1e-3$ [см], начальная плотность $3e21$ [1/см³], поток неодимового лазера на боковую поверхность: $QL(t) = Q0 \cdot 0.88 \cdot$

$\exp\left(-2.5^2 \cdot \left(\frac{2t}{Tt} - 1\right)^2\right)$, где $Q0 = 5e13$ [Вт/см²] $Tt = 0.2e - 9$ с. Начальные температуры брались равными 10эВ, плазма изначально докритическая, $\beta=0.65$. На рисунках 3.3-3.5 показана эволюция такой плазмы из расчетов.

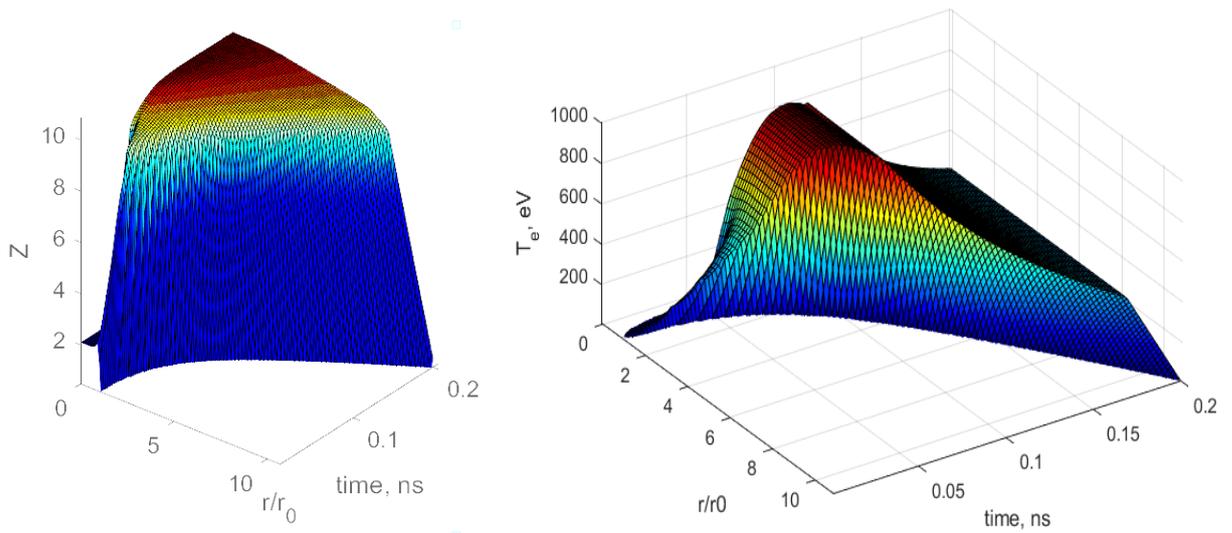


Рис.3.3. Пространственно-временные графики среднего заряда плазмы и температуры электронов.

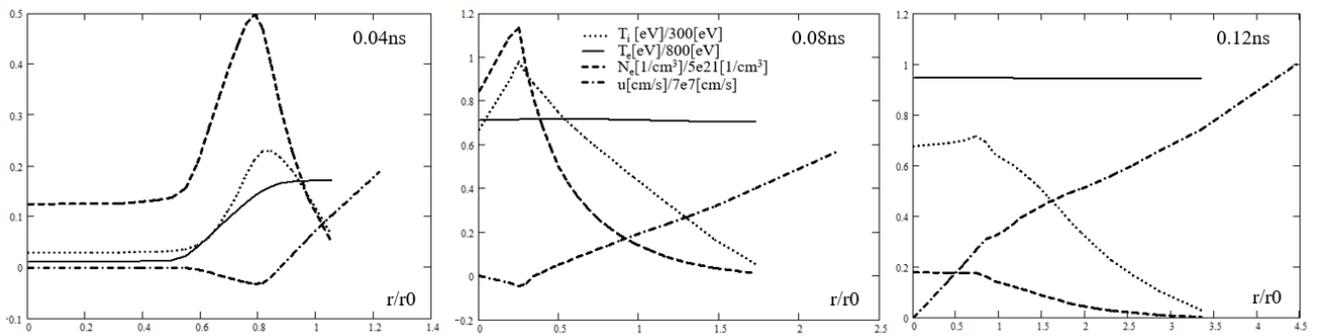


Рис.3.4. Пространственные графики температуры ионов и электронов, концентрации электронов, скорости плазмы для трех моментов времени

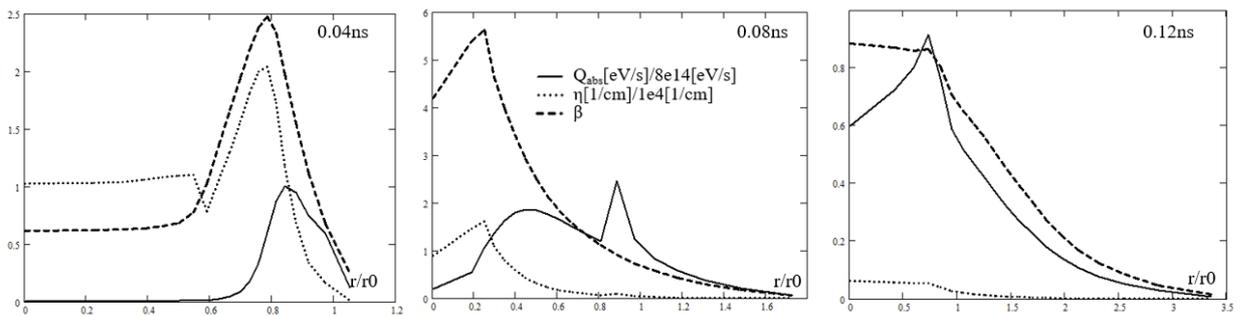


Рис.3.5. Пространственные графики мощности поглощенной энергии, коэффициента тормозного поглощения и отношения плотности к критической плотности для трех моментов времени

Концепция профилирования формы лазерного импульса упоминается еще в работах по УТС[20,21]. Наши расчеты показывают, что, действительно, форма лазерного импульса может влиять на средний заряд плазмы (а значит, и на зарядовый состав). Действительно, на рис. 3.6. видно, что, задавая

разные формы импульса при одинаковом энерговкладе, не кардинально, но можно управлять зарядовым составом плазмы.

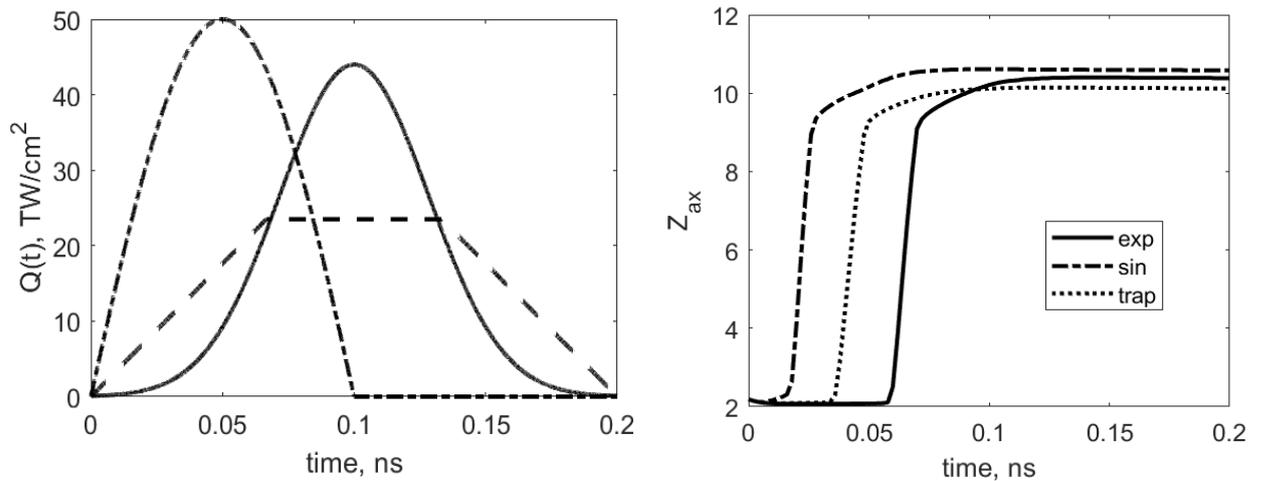


Рис.3.6. слева - формы импульса, справа – соответствующие им значения среднего заряда на оси.

Тема управления зарядовым составом с помощью выбора внешнего импульса раскрывается и на следующем примере. На рис. 3.7. показаны графики среднего заряда для случаев, когда начальный радиус плазмы 0.01см, плотностью азота $2.3 \text{ гр}/\text{см}^3$ (~ в 4 раза больше критической плотности), плазма с боковых сторон облучается CO_2 -лазером с формой импульса $Q = Q_0 \sin\left(\frac{\pi t}{\Delta t}\right) (t < \Delta t)$ $Q_0 = 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$, где период Δt варьируется на порядок. В итоге можно отметить, что самое большое значение среднего заряда наблюдается в промежуточном случае $\Delta t = 0.1 \text{ ns}$. Таким образом существует некоторое оптимальное значение, где два фактора суммарно дают наилучший результат. Первый фактор здесь: средний заряд должен быть больше тогда, когда суммарный энерговклад больше; второй: благоприятно на средний заряд должно влиять и увеличение скорости нарастания импульса.

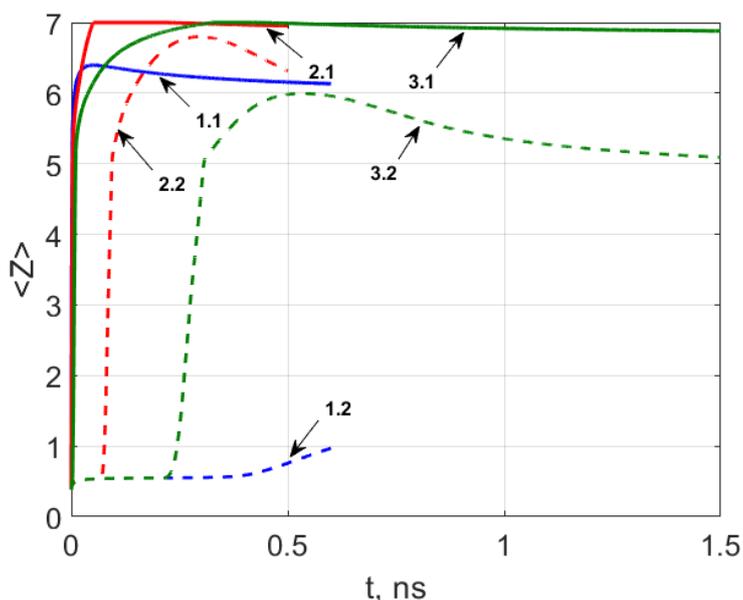


Рис.3.7. Средний заряд на оси(*.2 , пунктир) и на границе плазмы(*.1 , сплошная) для случаев с разным периодом лазерного импульса: $\Delta t = 0.01 \text{ ns}$ (синий, 1.*), $\Delta t = 0.1 \text{ ns}$ (красный, 2.*), $\Delta t = 1 \text{ ns}$ (зеленый, 3.*).

4. Моделирование этапа предыонизации капиллярного разряда

Как для разрядной, так и для лазерной накачки предварительная ионизация среды носит важную роль. Как правило это выражается в стабильности выходного излучения; например, эксперименты показывают [22,23], что параметры предимпульса могут оказывать серьезное влияние на интенсивность выходного излучения. Для капиллярного разряда отсутствие предыонизации может привести и к разрушению самого капилляра.

Наиболее доступный на практике вид разряда, который может использоваться для создания плазмы многозарядных ионов – капиллярный разряд. От продольного Z-разряда его отличает наличие самого капилляра, который ограничивает разлет плазмы, может подвергаться абляции с внутренней стороны самой плазмой и пр. Обычно предыонизация капиллярного разряда производится за счет пропускания микросекундного импульса с амплитудой в десятки ампер по средствам введения дополнительной электрической цепи, не зависящей от главной цепи питания разряда. Но в экспериментах [24,25] было отмечено, что предыонизация может реализовываться без использования дополнительной цепи, и принимать форму скользящего разряда, пробегающего вдоль капилляра прямо перед протеканием основного импульса тока через плазму в капилляре. Исследованию этого объекта, скользящего разряда, и посвящен ряд наших работ.

Исследование проводилось с помощью конечно-элементного моделирования в программе Comsol Multiphysics. На рис. 4.1. схематично изображен керамический капилляр, заполненный газом, с радиусами в несколько мм и длиной порядка 10 см, катод и анод, между которыми подается импульс напряжения порядка 10кВ и длительностью 10нс и его осесимметричное представление, которое и используется в модели для моделирования. Решаемая система уравнений включает в себя уравнение неразрывности для концентраций электронов и ионов в дрейф-диффузном приближении и уравнение Пуассона для электрического потенциала:

$$\frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} + (\nabla, \Gamma_{e,i}) = S_{e,i}$$

$$\Gamma_{e,i} = -D_{e,i} \nabla n_{e,i} + z_{e,i} \mu_{e,i} n_{e,i} \mathbf{E}$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad \Delta \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}$$

Здесь $n_{e,i}$ – концентрации заряженных частиц, ионов и электронов соответственно, $\Gamma_{e,i}, S_{e,i}, D_{e,i}, \mu_{e,i}$ – потоки заряженных частиц, их источники, коэффициенты диффузии и подвижности, \mathbf{E}, φ – электрическое поле и потенциал, $\rho = e(n_i - n_e)$. Транспортные коэффициенты получаются с помощью программы BOLSIG+, в которой реализуется решения кинетического уравнения Больцмана[26]. В данную систему уравнений также могут добавляться уравнения для энергии электронов и ионов.

На рис. 4.2. наглядно показана динамика скользящего разряда: как постепенно слабоионизованная плазма заполняет внутренний объем капилляра. Моделирование проводилось и для более заостренного катода, а также для разных давлений - наблюдались аналогичные картины распространения плазменной среды. Локализация плазмы у поверхности диэлектрика скорее определялась не геометрией катода, а давлением: при давлении, приближающемся к 1 Торру в азоте неоднородность по радиусу концентрации электронов становилась практически незаметной. Из этого можно отметить принципиальное сходство, во всяком случае в рамках данной модели, скользящего разряда и быстрых волн ионизации(ВИ)[27]. Также показано, что прохождение такой ВИ может быть рассмотрено как постепенная зарядка цилиндрического конденсатора, который представляет из себя керамический капилляр, до его максимального значения.

С помощью описанной модели помимо анализа распределений различных характеристик – электрического поля, концентраций, объемного заряда и пр., был рассмотрен следующий экспериментально замеченный эффект: существование локального минимума в зависимости времени замыкания цепи плазмой скользящего разряда от давления газа (время в

данном случае оценивается по снимаемым осциллограммам тока) было показан и на основании данных модели. На рис. 4.3. проиллюстрированы зависимости времен инициирования, прохождения и «суммарного» времени до замыкания цепи разрядом от давления газа, на основании чего можно увидеть, что локальный минимум зависимости времени до замыкания цепи разрядом есть результат совмещения зависимостей времен инициирования и прохождения ВИ.

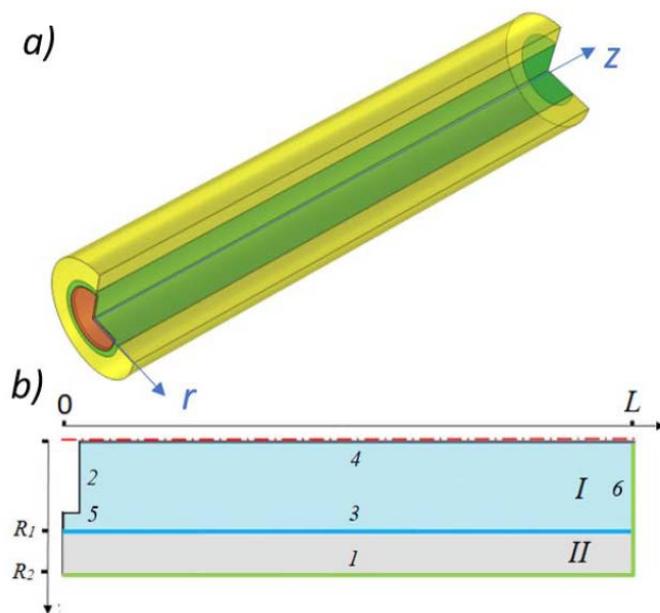


Рис. 4.1. (а) 3Д представление капилляра, (б) 2Д осесимметричное представление геометрии модели, где I – газ, II – диэлектрик, 1 – заземление, 2 – катод, 3 – поверхность раздела диэлектрик/газ, 4 – ось симметрии, 5 – «открытая» граница, б – анод.

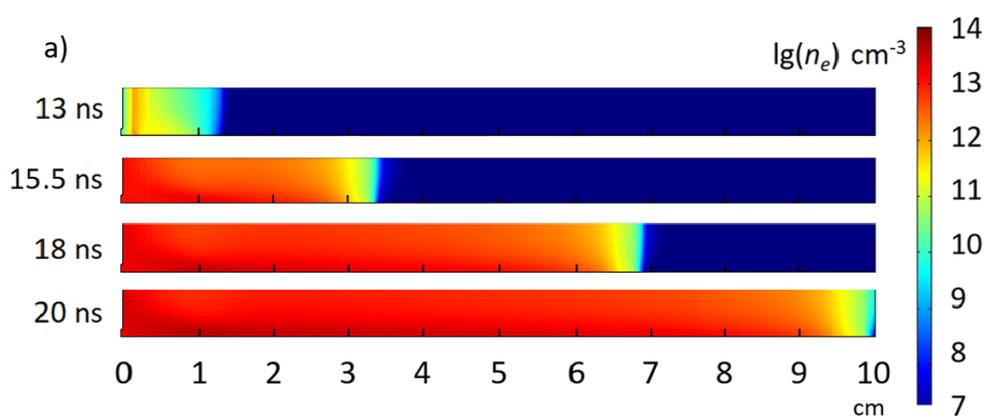


Рис.4.2. Пространственное распределение десятичного логарифма от концентрации электронов для разных моментов времени.

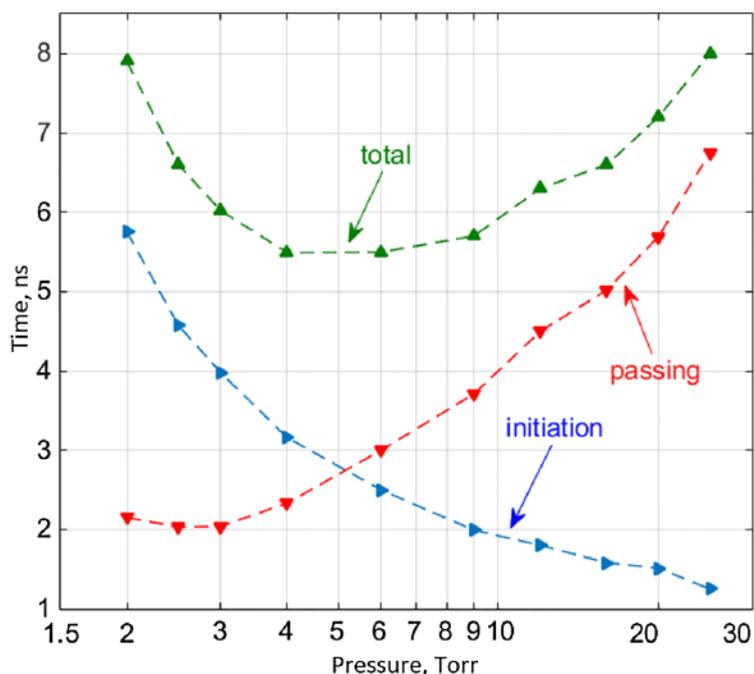


Рис.4.3. Зависимость от давления времени замыкания цепи плазмой разряда, времени инициации ВИ и времени прохождения ВИ длины трубки для случая подаваемого импульса напряжения с амплитудой 5кВ, временем линейного нарастания импульса до максимума – 5нс, характерным временем спада импульса – 15нс.

В одной из работ нами исследуется стадия сразу после замыкания плазмой газового промежутка цепи, т.е. уже непосредственное появление предплазмы. Для этого используется одномерная гидродинамическая модель. На рис. 4.4. приведена иллюстрация получаемых с помощью такой модели картинок. С помощью такой модели анализируется, как такие параметры как амплитуда тока предимпульса, давление, радиус капилляра могут влиять на получаемую степень неоднородности плазмы по радиусу, которая в свою очередь может сыграть значимую роль на основной стадии капиллярного разряда. В работе показаны и результаты, где степень неоднородности(по плотности газа) принимает значения вплоть до 20. Выявлено, что увеличить неоднородность можно увеличив амплитуду тока, уменьшив радиус капилляра, уменьшив начальное давление газа в капилляре .

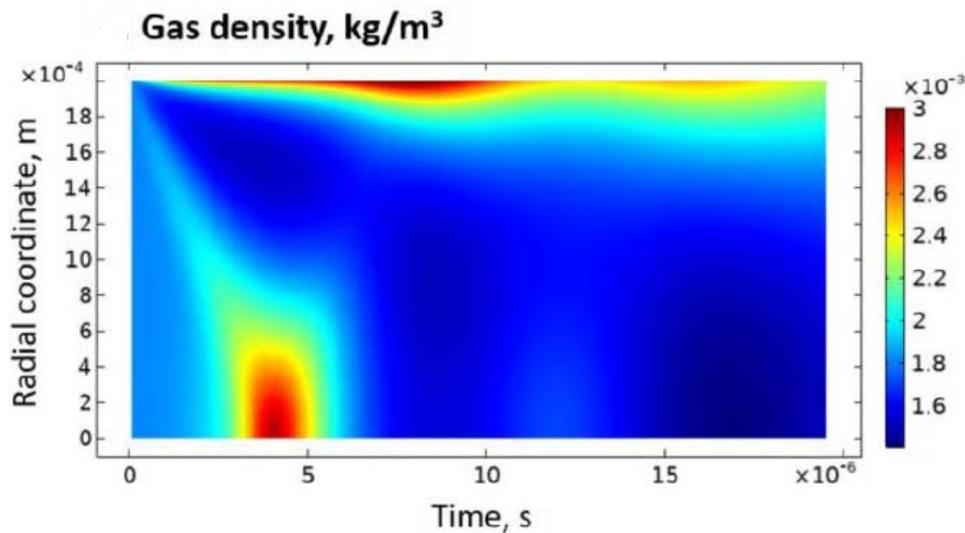


Рис. 4.4. Радиально-временные зависимости плотности газа для 700 мТорр и 10А.

Заключение

Изложенные выше результаты вошли в материалы следующих работ, опубликованных автором настоящего доклада во время обучения в аспирантуре:

- Timshina, M., Eliseev, S., Kalinin, N., Letunovskaya, M., Burtsev, V. Numerical investigation of dynamics and gas pressure effects in a nanosecond capillary sliding discharge. Journal of Applied Physics, 2019, 125 (14), № 143302,;
- Timshina M., Eliseev S., Kalinin N., Burtsev V., Samokhvalov A., Sergushichev K., Smirnov A., Belsky D., Letunovskaya M. Analysis of initial stage of capillary discharge using numerical simulation, 46th EPS Conference on Plasma Physics(EPS 2019), Milan 2019, Conference paper
- M.Timshina, S.Eliseev, A.Samokhvalov, A.Smirnov, K.Sergushichev, N. Kalinin, V.Burtsev, Fast ionization waves in extended capillaries initiated by high-voltage pulses with varying rise rates: a numerical investigation, IEEE Transaction on plasma science(Early access), DOI:10.1109/TPS.2019.2949718
- Eliseev S., Timshina M., Samokhvalov A., Letunovskaya M., Smirnov A., Sergushichev K., Kalinin N., Belsky D., Burtsev V., “Influence of voltage pulse rise-time on initiation and propagation of fast ionization waves in extended capillaries”,Journal of Physics: Conference Series, 1400 (7), 2018

- Н.В. Калинин, С.А. Ваганов, В.А. Бурцев, М.В. Тимшина, Численное исследование усилительных характеристик плазмы азота на переходах He-подобных ионов, создаваемой в малоиндуктивном сильноточном Z-разряде капиллярного типа, Физика А.СПб 2019, Санкт-Петербург, 22-24 октября 2019, Тезисы докладов международной конференции Физика А.СПб
- В.А. Бурцев, А.А. Бурцев, Д.Б. Бельский, Е.П. Большаков, Т.П. Бронзов, С.А. Ваганов, Д.В. Гетман, С.И. Елисеев, Н.В. Калинин, А.А. Самохвалов, К.А. Сергушичев, А.А. Смирнов, М.В. Тимшина "Наносекундный генератор высоковольтных импульсов на основе искусственных двойных формирующих линий", ПТЭ, №4, 2020.
- M.Timshina, S.Eliseev, N.Kalinin, D.Belsky, A.Samokhvalov, A.Smirnov, K.Sergushichev, V.Burtsev, Numerical investigation of capillary discharge initiation by fast ionization waves, Journal of Electrostatics, 107(2020)
- Eliseev, Stepan; Timshina, Maria; Samokhvalov, Andrey; Zhao, Yongpeng; Burtsev, Vladimir, Plasma dynamics at the preionization stage in discharge-based EUV lasers, Journal of Physics D: Applied Physics, 54(9),2020.
- Н.В. Калинин, М.В. Тимшина, В.А. Бурцев, Двухступенчатое сжатие и нагрев плазмы многозарядных ионов, создаваемой в малоиндуктивном сильноточном Z-разряде капиллярного типа, как метод накачки активной среды коротковолновых лазеров, Физика А.СПб 2020, Санкт-Петербург, 19-23 октября 2020, Тезисы докладов международной конференции
- Two-stage compression of plasma of multicharged ions created in a low-inductive high-current capillary Z-discharge as a method for pumping the medium of short-wave lasers, Journal of Physics: Conference Series, Vol. 1697,2020,012080.
- M. Timshina, N.Kalinin, Amplification on the plasma of He-like nitrogen ions created by an extended high-current Z-discharge, 19th International Conference Laser Optics(ICLO2020), Saint-Petersburg, 2-6 November 2020
- Y.Rybin, N.Kalinin, M.Timshina, The using of soft X-ray radiation created by nanosecond sliding discharge plasma for preionization of active media in gas lasers, Transactions on a plasma science, Vol.49, Is.4,2021.
- M. Timshina, N.V.Kalinin, A. Samokhvalov, V.A.Burtsev, "Complex computation of a high-brightness source in the soft X-ray spectral range based on He-like ions", 47th EPS Conference on Plasma Physics(EPS 2021).

- Н.В. Калинин, М.В. Тимшина, «Динамика и неравновесный состав плазмы многозарядных ионов, создаваемой при взаимодействии мощного лазерного излучения с цилиндрической плазменной мишенью», Письма в ЖТФ, Т.48, вып. 6, 2022.

Список литературы:

[1] David Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*. 1999. Cambridge University Press, Cambridge, UK

[2] Р. Элтон, Рентгеновские лазеры; Перевод с англ. В. Е. Левашова, О. И. Толстихина; Под ред. [и с предисл.] А. В. Виноградова. - М. : Мир, 1994

[3] Suckewer S., and Jaegle P. X-Ray laser: past, present, and future. // *Laser Phys. Lett.* 2009. Vol. 6. No. 6. P. 411 – 436.

[4] L. Osterheld, V. Shlyaptsev, J. Dunn, J. J. Rocca, M. C. Marconi, C. H. Moreno, J. J. Gonzales, M. Frati, P. V. Nickles, M. P. Kalashnikov, W. Sandner, *Modeling of Laser Produced Plasma and Z-Pinch X-Ray Lasers*, UCRL-JC-13095 1 PREPRINT, Lawrence Livermore National Laboratory, 1999

[5] V. Sizyuk, A. Hassanein, V. Morozov, V. Tolkach, and T. Sizyuk, B. Rice, *NUMERICAL SIMULATION OF LASER-PRODUCED PLASMA DEVICES FOR EUV LITHOGRAPHY USING THE HEIGHTS INTEGRATED MODEL*, *Numerical Heat Transfer, Part A*, 49: 215–236, 2006

[6] S. Zakharov, P. Choi, *EUV Sources for Lithography*, Edition: Monograph PM149, Chapter 8: Z*-code for DPP and LPP source modeling, SPIE Press, 2006.

[7] Koshelev K. N., Ivanov V. V., Novikov V. G. et al. RZLINE code modeling of distributed tin targets for laser-produced plasma sources of extreme ultraviolet radiation // *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*. 2012. Vol. 11, no. 2. P. 021112–1–021112–6.

[8] Basko M. M., Maruhn J. A., Tauschwitz A. Development of a 2D Radiation-Hydrodynamics Code RALEF for Laser Plasma Simulations. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2010. GSI Report. URL: <http://www.basko.net/mm/ralef/ralef.pdf>.

[9] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, Ph. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, S. Kazamias, G. de Lachèze-Murel, T. Lefrou, S. le Pape, P. Mercère, H. Merdji, A.S. Morlens, J.P. Rousseau, and C. Valentin, A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam, *Nature* 431, pp. 426-429 (2004).

- [10] J. Balmer, M. Grunig, C. Imesch, F. Staub, X-Ray Lasing Using the GRIP Scheme, *SPPHy* 115, 37-43 (2007).
- [11] Rocca J.J. Table-top soft x-ray lasers (Review article) // *Rev. Sci. Instr.* 1999. Vol. 70. No.10. P. 3799 – 3827
- [12] Боровский А.В., Галкин А.Л. Лазерная физика: рентгеновские лазеры, ультракороткие импульсы мощные лазерные системы. М.: ИздАТ, 1996. – 496 с.
- [13] Д. А. Ким, В. Г. Новиков, Г. В. Долголева, К. Н. Кошелев, А. Д. Соломянная, Моделирование источников EUV-излучения с учетом детальной кинетики, включенной in-line в программу радиационной газодинамики, Матем. моделирование, 2013, том 25, номер 7, 89–102
- [14] S V Kukhlevsky, J Kaiser, A Ritucci, G Tomassetti, A Reale, L Palladino, I Z Kozma, F Flora, L Mezi, O Samek, M Liška, Study of plasma evolution in argon-filled capillary Z-pinch devoted to x-ray production, *Plasma Sources Sci. Technol.* 10 (2001) 567–572
- [15] W. Stepniewski, MHD numerical modelling of the plasma focus phenomena, *Vacuum* 76, pp. 51–55 (2004)
- [16] Д.Х. Морозов, Е.О. Баронова, И.Ю. Сениченков, Излучение примесей в плазме токамака, *Физика плазмы*, том 33, №11, 2017
- [17] В.И. Держиев, В.С. Марченко, С.И. Яковленко, Излучение разлетающегося плазменного сгустка, *Инженерно-физический журнал*, т.40, №5, 1981
- [18] Ю.В. Афанасьев, Е.Г. Гамалий, В.Б. Розанов, Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы, *Труды ордена Ленина физического института им. П.Н. Лебедева*, Т. 134, 1982
- [19] Н.С. Бахвалов, А.В. Боровский, В.В. Коробкин, Е.В. Чижонков, М.Э. Эглит, «Нагрев и неравновесная тепловая ионизация плазмы коротким лазерным импульсом», *Препринт ИОФ АН СССР*, 166, 1-21, 1986
- [20] C.A. Thomas et al, Experiments to explore the influence of pulse shaping at the National Ignition Facility, *Phys. Plasmas* 27, 2020
- [21] С.Ю. Гуськов, В.Б. Розанов, Зависимость времени сжатия сферической мишени от временной формы и длительности лазерного импульса, *Квантовая электроника*, т. 12, №2, 1985
- [22] Sakamoto, N., Kondo, K., Nakajima, M., & Horioka, K. (2005). Importance of the initial

[23] S. Jiang, Y. P. Zhao, Y. Xie, M. Xu, H. Cui, H. Wu, Y. Liu, Q. Xu, Q. Wang, "Observation of capillary discharge Ne-like Ar 46.9 nm laser with pre-pulse and main-pulse delay time in the domain of 2–130 μ s," *Applied Physics B*, 109(1), 1-7, 2012.

[24] J. Szasz, M. Kiss, I. Santa, S. Szatmari, S. V. Kukhlevsky, *Phys. Rev. Lett.*, 110, 2013;

[25] V. A. Burtsev, V. V. Zabrodskii, N. V. Kalinin, E. P. Bol'shakov, *Technical Physics*, 58(2), 192-199, 2013;

[26] A. N. Lagarkov and I. M. Rutkevich, *Ionization Waves in Electrical Breakdown of Gases* (Springer, Berlin, 1992).

[27] Hagelaar G J M and Pitchford L C 2005 Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models *Plasma Sources Sci.Technol.* 14 722