

Проблема угловой расходимости и пространственной когерентности излучения рентгеновского лазера

П.Д. Гаспарян, Ф.А. Стариков, А.Н. Старостин

Исследования в области рентгеновских лазеров (РЛ) испытывают бурный рост с середины 1980-х годов благодаря непрерывному совершенствованию технологий и вычислительной техники. К середине 1990-х годов генерация лазерного излучения в дальнем ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах длин волн уже получена на ~ 100 линиях с нижней границей внутри "водяного окна". В настоящее время задача получения остронаправленного и высококогерентного излучения РЛ актуальна для многочисленных применений РЛ в науке, технике и медицине. Формирование лазерного излучения в РЛ является только одним из аспектов общей проблемы РЛ, включающей ряд взаимосвязанных вопросов атомной физики, физики плазмы, квантовой электроники. В работе дан обзор развития и современного состояния расчетно-теоретических и экспериментальных работ по исследованию угловой расходимости и пространственной когерентности излучения РЛ. Рассматриваются различные расчетно-теоретические подходы к исследованию динамики усиливающегося в РЛ излучения и обсуждаются способы улучшения качества пучка и повышения яркости излучения. Проводится сравнение расчетных данных с экспериментальными результатами в данном направлении исследований.

PACS numbers: 42.25.Kb, 42.55.Vc

Содержание

1. Введение (843).
 2. Теоретические методы исследования динамики излучения РЛ (847).
 - 2.1. Уравнение переноса. 2.2. Метод параболического уравнения.
 - 2.3. Метод уравнения для поперечной корреляционной функции.
 3. Основные особенности динамики излучения в РЛ (858).
 - 3.1. Регулярная среда без рефракции. 3.2. Регулярная симметричная среда с рефракцией. 3.3. Регулярная асимметричная среда с рефракцией. 3.4. Случайно-неоднородная среда.
 4. Способы улучшения параметров излучения РЛ (867).
 - 4.1. Улучшение параметров активной среды. 4.2. Повышение качества пучка при хорошем качестве среды РЛ. 4.3. Компенсация рефракционных искажений.
 5. Заключение (874).
- Список литературы (875).

П.Д. Гаспарян, Ф.А. Стариков. Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607190 Саров, Нижегородская обл., Россия
Тел. (831-30) 4-55-22, 4-58-93, 4-56-46
Факс (831-30) 5-45-65
E-mail: pdg@albatross.md08.vniief.ru; starikov@otd13.vniief.ru
А.Н. Старостин. Государственный научный центр РФ — Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092 Троицк, Московская обл., Россия
Тел. (095) 334-06-97. Факс (095) 334-57-76
E-mail: staran@fly.triniti.troitsk.ru

Статья поступила 22 октября 1997 г.

1. Введение

С первых шагов становления квантовой электроники и появления оптических лазеров естественным и притягательным было стремление продвинуться в область более коротких длин волн, в частности создать рентгеновский лазер (РЛ). Эффективный РЛ призван обеспечить значительный прогресс в многочисленных областях науки, техники, медицины. В качестве только одного примера применения РЛ, который не может оставить равнодушным научное и просто человеческое воображение, приведем возможность детально изучать строение биологической клетки *in vivo* с высоким пространственным разрешением.

Рентгеновскому диапазону длин волн отвечают электронные переходы между внутренними оболочками атомов или внешними оболочками многозарядных ионов в плазме. Интенсивность накачки, необходимая для получения инверсной населенности, пропорциональна $v^3 \Delta v$ и весьма велика для рентгеновского диапазона. Согласно первым оценкам [1] она должна составлять $10^{17} - 10^{18}$ Вт/см², что соответствует источнику теплового излучения с огромной для земных условий температурой 1–3 кэВ. Единственным источником излучения такого рода является атомный или термоядерный взрыв. Поэтому разработка РЛ в 1960-х годов могла вестись лишь в рамках военных программ и быть привилегией небольшого числа исследовательских групп из ядерных держав. Реальность разработки РЛ с накачкой излучением ядерного взрыва подтвердили сообщения об экспериментальных исследованиях РЛ в

США, появившиеся в 1981 г. [2]. Имеющиеся публикации [3, 4] свидетельствуют об успешной реализации РЛ с накачкой ядерным взрывом мощностью 20–100 кило-тонн.

В настоящее время в связи с мораторием на ядерные испытания полномасштабные экспериментальные работы в данном направлении проводиться не могут. Между тем в конце 1970-х–начале 1980-х годов наметился существенный прогресс в создании многопучковых оптических лазерных установок с мощностью лазерного излучения (ЛИ) в пучке 0,01–10 ТВт и длительностью импульса наносекундного масштаба, связанных с исследованиями по управляемому термоядерному синтезу. Мощные оптические лазеры, используемые в качестве драйверов для лазерного термоядерного синтеза, явились источником накачки лабораторных плазменных РЛ в дальнем ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах длин волн. Это позволило развернуть широкую программу исследований РЛ хотя и с умеренными параметрами в смысле длины волны и мощности, но уже в лабораторных условиях. Первые успешные лабораторные эксперименты по получению генерации в РЛ в плазме многозарядных ионов были проведены в 1984 г. [5–7].

В экспериментах [5] Ливерморской лаборатории (США) протяженная плазменная среда РЛ получалась при поперечной фокусировке оптического излучения Nd-лазера в линию на сверхтонкую фольгу, покрытую пленкой селена толщиной 750 Å [6]. Схема эксперимента показана на рис. 1. Накачка характеризовалась длиной волны 0,53 мкм, длительностью импульса 0,45 нс, энергией 1 кДж и интенсивностью излучения на мишени $5 \times (10^{13} - 10^{14})$ Вт/см². В [5, 6] была реализована схема РЛ со столкновительной накачкой, работающего на переходах между дискретными уровнями возбужденных состояний Ne-подобных ионов и предложенного ранее в [8]. В этой схеме за счет тормозного поглощения интенсивного лазерного излучения происходит нагрев и испарение мишени с образованием высокотемпературной многозарядной плазмы разлетающейся лазерной короны. В малоплотной части короны плазма ионизуется до состояния с высокой концентрацией Ne-подобных ионов. В плазме, полученной после взрыва фольги, была зарегистрирована генерация мягкого рентгеновского излучения на двух переходах Ne-подобного селена

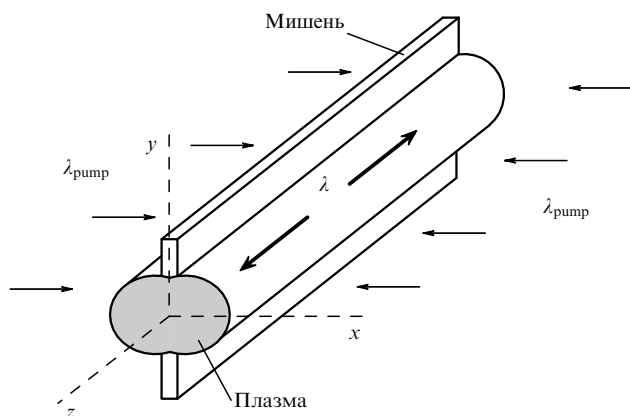


Рис. 1. Схема эксперимента по получению РЛ при облучении тонкой фольги [5, 6].

$1s^22s^22p^53p \ J = 2 \rightarrow 1s^22s^22p^53s \ J = 1$ ($\lambda = 20,6; 20,9$ нм). Генерация наблюдалась во время действия накачки и длилась ~ 200 пс. Измеренные значения коэффициента усиления и выходной мощности составили соответственно $4-5 \text{ см}^{-1}$ и $2-5$ МВт. Инверсная населенность на переходах $3p-3s$ создается по трехуровневой схеме накачки (рис. 2). Накачка верхних лазерных уровней (в конфигурации $1s^22s^22p^53p$) происходит за счет монополярного возбуждения из основного состояния Ne-подобных ионов (конфигурация $1s^22s^22p^6$) при столкновениях со свободными электронами. Радиационный распад этих уровней в основное состояние сильно подавлен. Главный канал очистки нижних лазерных уровней (из конфигурации $1s^22s^22p^53s$) происходит за счет радиационного распада в основное состояние, скорость которого в многозарядной плазме существенно превышает скорость электронного возбуждения этого уровня из основного состояния. При медленно меняющейся температуре и плотности плазмы возникающая за счет этих процессов инверсия населенностей уровней носит квазистационарный характер, поскольку скорость столкновительных и радиационных процессов существенно выше скоростей энергетического обмена в плазме. В чистом виде описанная схема может реализоваться только в бесконечно тонком, оптически прозрачном (в поперечном направлении) слое открытой плазмы. В реальных условиях толщина активной среды РЛ конечна, и скорость радиационной очистки нижнего лазерного уровня уменьшается за счет его накачки излучением из основного состояния, т.е. из-за реабсорбции резонансного излучения. Этот эффект, существенный для большинства схем РЛ на многозарядных ионах, ограничивает размер активной среды в поперечном направлении характерными размерами, сопоставимыми с пробегом резонансных квантов. Для приведенной схемы РЛ увеличение вероятности вылета резонансных квантов из активной среды за счет доплеровского сдвига частоты приводит к снижению паразитного влияния реабсорбции резонансного излучения. Действительно, при большой величине поперечного градиента скорости плазмы, характерной для волны разгрузки лазерной короны, доплеровский сдвиг частоты резонансных квантов активной среды РЛ, излучаемых в поперечном направлении, сопоставим и даже превышает доплеровскую ширину резонансных линий. В таких условиях активная среда РЛ становится

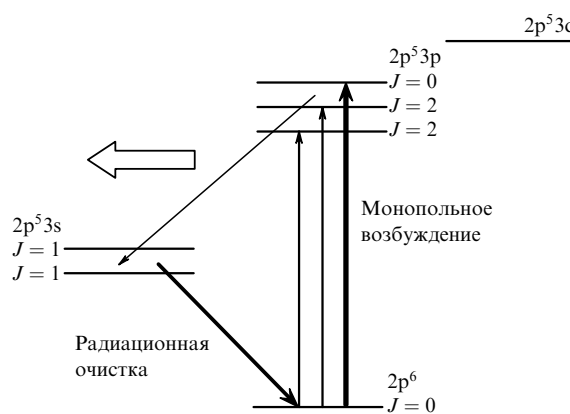


Рис. 2. Схема энергетических уровней РЛ, работающего на $3p-3s$ Ne-подобного иона.

более прозрачной для резонансного излучения, что позволяет создавать инверсию в достаточно широкой активной зоне. В то же время в продольном направлении — направлении усиления — поперечный градиент скорости не оказывает влияния на сдвиг линий и не препятствует генерации рентгеновского излучения¹.

Приведенная трехуровневая схема РЛ на Ne-подобных ионах является упрощенной. Стоит отметить, что накачке верхнего лазерного уровня также способствует рекомбинация F-подобных ионов и последующие каскадные переходы из Ne-подобных высоковозбужденных состояний. В реальных условиях определенную роль играет многообразие различных кинетических эффектов: большое число уровней и реакций в многозарядной плазме, неравновесность функций распределения свободных электронов, диффузионные процессы и т.д.

В экспериментах [7], проведенных в Принстонском университете (США), излучение накачки (длина волны 10 мкм, длительность импульса ~ 50 нс, энергия ~ 1 кДж) фокусировалось на твердую мишень в малое пятно. По мере разлета плазмы плазменный столб образовывался во встречном к распространению накачки направлении при использовании магнитного удержания. В [7] было сообщено о получении лазерного эффекта на переходе $n = 3 - 2$ H-подобного углерода ($\lambda = 18,2$ нм) с рекомбинационной накачкой, когда плазма подвергается полной ионизации с последующим быстрым охлаждением, рекомбинацией и каскадными переходами электронов с высоковозбужденных уровней H-иона [9]. Быстрое охлаждение плазмы может достигаться за счет ее гидродинамического расширения либо, как в [7], в результате процессов излучения и теплопроводности. Длительность импульса рентгеновского излучения в [7] составила 10–30 нс.

За первыми экспериментами по лабораторным РЛ с лазерной накачкой [5–7] последовало бурное развитие данного направления, история которого отражена в обзорах [10–14], монографии [15] и трудах регулярных Международных конференций по РЛ [16–19]. Подробное изложение ряда используемых физических механизмов накачки и рабочих схем РЛ дано в монографии [15]. К середине 1990-х годов получен лазерный эффект на ~ 100 линиях в диапазоне длин волн λ с нижней границей 3,56 нм (см. [14]). Эта граница находится внутри "водяного окна" (2,3–4,4 нм), удобного для биологических и медицинских применений РЛ. Наблюдаемые коэффициенты усиления слабого сигнала составляют несколько обратных сантиметров при длине плазменной среды РЛ от нескольких миллиметров до ~ 10 см. При энергиях накачки 1 кДж и выше было продемонстрировано насыщение усиления, для которого требуется длина усиления (т.е. произведение коэффициента усиления слабого сигнала на длину РЛ) порядка 15–20. Максимальная мощность рентгеновского лазерного

излучения составляет ~ 10 Мвт, энергия ~ 5 мДж и яркость $\sim 10^{23}$ фотонов/(с мм² мрад²) в полосе 0,01 % [10].

В последние годы приложены значительные усилия по снижению требуемой энергии накачки и получению лазерного эффекта без использования крупных лазерных установок (см. [14, 18, 19]), которых в мире насчитывается лишь единицы. Достигнутый прогресс привел к созданию первых компактных образцов РЛ, в которых используется накачка излучением ультракороткоимпульсных лазеров с энергией всего порядка нескольких джоулей и ниже. Это РЛ на переходе $3p - 3s$ $J = 0 - 1$ Ne-подобного титана ($\lambda = 32,6$ нм) с нагревом предварительно подготовленной плазмы с помощью пикосекундного импульса [20]. Плотность потока накачки здесь достигает $\sim 10^{15}$ Вт см⁻². В отличие от квазистационарной схемы создания инверсной населенности в Ne-подобных ионах, при быстром нагреве плазмы (порядка времени внутрионных релаксационных процессов) инверсия создается за счет переходных столкновительных процессов, идущих с различными скоростями [21]. Такой резко нестационарный режим позволил получить в [20] коэффициент усиления 19 см⁻¹ и длину усиления около 10. Длина импульса излучения РЛ составила величину, меньшую 20 пс.

Новая интересная возможность получить РЛ возникла с появлением оптических лазеров с длительностью импульсов лазерного излучения в фемтосекундной области, работающих в частотном режиме с частотой следования импульсов от 10 Гц до 1 кГц. Переход к фемтосекундному диапазону накачки сопровождается значительным ростом ее мощности. При воздействии фемтосекундного импульса на газ или предварительно подготовленную плазму идет туннельная ионизация в сверхсильных полях. Механизм создания инверсной населенности существенно зависит от типа поляризации излучения накачки (см. краткий обзор [22]). При линейной поляризации ионизованные электроны холодные, и заселение опустошенных лазерных уровней носит рекомбинационный характер. При круговой поляризации накачки получают горячие электроны, и заселение уровней идет за счет столкновительного возбуждения. Наибольшая длина усиления ~ 11 достигнута для линии $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$ $\lambda = 41,8$ нм в Pd-подобном ксеноне при облучении наполненной ксеноном кюветы импульсами накачки с энергией в импульсе ~ 70 мДж и длительностью импульса ~ 40 фс [23].

Замечательным результатом является также создание настольного РЛ на переходе $3p - 3s$ $J = 0 - 1$ Ne-подобного аргона ($\lambda = 46,9$ нм) в капиллярном разряде, где квазистационарная генерация рентгеновского излучения реализована без использования лазерной накачки [24]. Здесь получена энергия 30 мкДж и уже достигнут режим насыщения усиления [25]. Несмотря на более скромные характеристики настольных РЛ по сравнению с РЛ, накачиваемыми высокоэнергетичными оптическими лазерами, появление таких приборов весьма важно. Оно ведет к снижению затрат на создание РЛ, способствует более широкому распространению и доступности РЛ как объекта и инструмента исследований гораздо большему числу лабораторий.

Если сначала в проблеме РЛ делался акцент на возможность наблюдения генерации, то по мере развития проблемы, параллельно с поиском новых условий и

¹ Реабсорбция резонансного излучения, паразитная в схеме столкновительной накачки, положительна для РЛ с резонансной фотонакачкой [15]. В этих схемах активная среда окружается оптически толстым конвертором резонансного излучения с энергией квантов, равной энергии возбуждения верхнего лазерного уровня. За счет реабсорбции происходит накопление резонансных квантов внутри конвертора и активной среды, обеспечивающее фотонакачку верхних лазерных уровней. Для схем с резонансной накачкой важно обеспечить отсутствие градиентов скорости плазмы, увеличивающих утечку квантов.

сред для получения лазерного эффекта и дальнейшего снижения длины волны [26], все большее внимание уделяется экспериментальным и теоретическим исследованиям, нацеленным на контроль и оптимизацию качества излучения РЛ. Хотя уже сейчас РЛ по яркости и монохроматичности значительно превосходит традиционные альтернативные источники рентгеновского излучения (рентгеновские трубки, синхротроны, пучки релятивистских электронов, плотную лазерную плазму и плазму электрического разряда). Это позволило уже сейчас начать применение РЛ в интерферометрической и рентгенографической диагностике плазмы [19]. Тем не менее полный набор характеристик РЛ, нужных для исследований элементарных процессов в атомной физике, рентгеновской микроскопии и голографии, рентгеновской литографии и т.д. [15, 27], пока не реализован. Для того чтобы РЛ мог стать лазером в полном смысле этого слова и реализовались его многообещающие применения, рентгеновское лазерное излучение должно обладать не только значительной мощностью, но и малой угловой расходимостью и высокой степенью когерентности. Как показал эксперимент [28], излучение РЛ характеризуется уровнем монохроматичности $\Delta\lambda/\lambda < 10^{-4}$, что для мягкого рентгеновского диапазона дает продольную длину когерентности в десятки и сотни микрометров, достаточную для многих применений РЛ.

Более актуальна для РЛ проблема угловой расходимости и поперечной пространственной когерентности [29]. В случае оптических лазеров широкое распространение получило использование открытых резонаторов для достижения одномодового режима, и было бы естественным перенести эту идею и в рентгеновский диапазон. Однако в случае РЛ реализация многопроходного усиления в открытом резонаторе затруднена. Во-первых, хотя современная технология и позволяет создавать многослойные зеркала для мягкого рентгеновского диапазона с коэффициентами отражения в десятки процентов при нормальном падении [30], все-таки их параметры низки по лазерным стандартам, и, кроме того, существует проблема лучевой прочности зеркал. Во-вторых, осуществлению многопроходности препятствует короткое время существования инверсии населенностей в плазме. Работа РЛ возможна, как правило, в режиме одно- или двухпроходно-усиленного спонтанного излучения (УСИ). В случае УСИ спонтанное излучение ионов с инверсной населенностью усиливается в условиях, когда величина инверсии, вероятность перехода и ширина линии не благоприятствуют возникновению сверхфлуоресценции [31]. Максимальный сигнал УСИ наблюдается в направлении, в котором среда имеет максимальный размер. Для получения заметного уровня стимулированного излучения нужно создать протяженную в одном направлении плазменную среду (см. рис. 1) с высоким значением коэффициента усиления. Для того чтобы лазерная линия была достаточно заметна на фоне нелазерных линий, обычно требуется усиление шума не менее чем в e^2 раз. Ряд основополагающих принципов развития УСИ был экспериментально проверен для беззеркальных газовых лазеров инфракрасного диапазона с однородной активной средой [32, 33]. Свойства рентгеновского УСИ имеют особенности, связанные с рядом физических эффектов, наблюдающихся в плазме РЛ, и существенно зависят от оптических

неоднородностей, присутствующих в плазменной активной среде. Специфический режим УСИ и оптические неоднородности влияют на качество излучения РЛ, затрудняя достижение одномодового режима.

Настоящий обзор посвящен особенностям формирования угловой расходимости и пространственной когерентности УСИ в РЛ и возможностям улучшения качества пучка излучения РЛ. Результаты расчетно-теоретических исследований в обзоре сопоставляются с экспериментальными данными в этом направлении исследований.

Важно отметить, что проблема РЛ, находясь на стыке атомной физики, физики плазмы и квантовой электроники, является многоплановой. Полное теоретическое описание РЛ наряду с динамикой усиливающегося излучения в первую очередь включает в себя такие аспекты, как (а) двумерная (и трехмерная) радиационная гидродинамика плазмы и (б) радиационно-столкновительная кинетика населенностей ионных уровней. Совместное решение уравнений гидродинамики, кинетики населенностей и переноса излучения можно получить только методами численного моделирования. При этом численные расчеты из-за многомерности задач (спектральная, угловая, пространственная и временная зависимости) и разномасштабности физических процессов в РЛ являются весьма дорогостоящими даже для одномерной геометрии мишеней РЛ. Поэтому задача теоретического расчета РЛ решается поэтапно, исходя из физических условий и соображений. Гидродинамические процессы гораздо более инерционны по сравнению с кинетическими и радиационными. Как правило, из-за низкой энергетики излучения УСИ обычно не оказывает влияния на гидродинамику плазмы РЛ. Поэтому гидродинамические расчеты можно проводить без учета динамики УСИ. Более того, в этих расчетах можно ограничиться упрощенными моделями кинетики плазмы, учитывая наиболее медленные процессы — энергетический обмен и ионизацию. Получаемое из гидродинамических расчетов пространственно-временное распределение ионного состава, температур и плотностей ионов и свободных электронов используется в уточненных расчетах кинетики населенностей (не полностью согласованных с газодинамикой) с большим числом состояний ионов. В этих, как правило, квазистационарных расчетах, использующих быстроту процессов заселения возбужденных уровней ионов, получают распределение коэффициентов усиления и спонтанных источников в активной среде РЛ, определяющих динамику УСИ. На этом этапе расчетов важную роль играет достаточно аккуратный учет реабсорбции линейчатого излучения в активной среде РЛ, поскольку в большинстве физических схем основным каналом очистки нижнего уровня рабочих переходов является радиационный. Расчеты коэффициента линейного усиления с необходимостью учитывают неоднородную геометрию активной среды и доплеровский сдвиг линий в ускоренно движущейся плазме.

Решение системы уравнений кинетики населенностей уровней ионов и переноса нелазерного излучения можно провести независимо от уравнений динамики УСИ, если насыщение усиления отсутствует. В некоторых случаях влияние насыщения усиления может заметно изменить временную динамику инверсной заселенности уровней рабочих ионов, и динамика УСИ

должна рассчитываться согласованно, с учетом влияния УСИ на населенности уровней (случаи генерации близких линий на сильно связанных переходах). Особенности расчетов РЛ, использующие большое количество приближений и упрощений, требуют оценки их точности. Обычный подход для таких задач численного моделирования кинетики плазмы состоит в упрощении размерности исходной постановки задачи и калибровке приближений по эталонным расчетам. Как правило оценка точности упрощенных моделей кинетики населенностей исследуется в локальной постановке или в одномерном приближении.

Стоит отметить, что поток новой информации, новые подходы к решению задач, объяснение существующих аномалий быстро меняют состояние и общую картину проблемы. РЛ является очень динамичной областью исследований благодаря непрерывному росту технологических и вычислительных (расчетно-теоретических) возможностей. В настоящее время в литературе нет достаточно последовательного и полного изложения каждого из аспектов проблемы РЛ. Для рассмотрения всех аспектов в их взаимосвязи представляется необходимым восполнить имеющиеся пробелы. Монография [15] написана по "горячим" следам первых успешных лабораторных экспериментов и является первым опытом в этом направлении. Однако в [15] практически не отражены вопросы расходимости и когерентности УСИ в РЛ, которые и являются темой данного обзора.

Обзор построен следующим образом. Раздел 2 посвящен теоретическим подходам, описывающим усиление коротковолнового шумового излучения в оптически неоднородной плазменной среде. В разделе 3 излагаются основные особенности расходимости и когерентности УСИ в РЛ с типичными характеристиками активной среды. Наконец, в разделе 4 рассматриваются способы формирования активной среды, направленные на улучшение качества пучка и повышение яркости РЛ.

2. Теоретические методы исследования динамики излучения РЛ

Сложность проблемы динамики УСИ требует разных подходов и ее решению. Применение альтернативных подходов, близких по физическим приближениям, повышает надежность получаемых данных. Кроме того, различные подходы могут учитывать разное количество физических эффектов и полезно дополнять друг друга. Динамику УСИ в неоднородной активной среде РЛ исследуют методами на основе либо геометрической, либо волновой оптики. В первом случае для этого используется уравнение переноса для интенсивности УСИ, а во втором — параболическое уравнение для комплексной амплитуды поля УСИ и уравнение для поперечной корреляционной функции. В связи с малостью длины волны в дальнем ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах ($\lambda = 0,2 - 100$ нм) по сравнению с размерами возможных оптических неоднородностей среда РЛ считается сплошной.

2.1. Уравнение переноса

Перенос линейчатого излучения имеет определяющее значение для кинетических процессов в многозарядной плазме РЛ. Прежде всего это связано с тем, что в

многозарядной плазме интенсивность радиационных процессов, пропорциональная Z^4 , резко возрастает по сравнению со столкновительными процессами, интенсивность которых пропорциональна Z^{-2} . Именно это обстоятельство позволяет создать существенную неравновесность и инверсию населенностей уровней в горячей открытой плазме многозарядных ионов по одной из классических (трех- и четырехуровневых) схем накачки. Во многих схемах РЛ инверсия населенностей уровней ионов реализуется в квазистационарном состоянии активной среды, близком к корональному состоянию плазмы, с радиационным каналом очистки нижних уровней рабочих переходов. "Квазичастичная" теория переноса линейчатого излучения в слабо диспергирующей плазме и газах в приближении полного перераспределения по частотам при рассеянии фотонов и с учетом эффектов частичного перераспределения по частотам [34, 35] разработана для случая низких плотностей слабо неидеальной плазмы и случая изолированных линий (переходов между уровнями). Теория используется в балансных радиационно-столкновительных моделях (РСМ) кинетики плазмы РЛ для описания переноса как лазерного, так и нелазерного линейчатого излучения. В ряде случаев балансное приближение кинетики населенностей уровней в РСМ неприменимо (переходы между сильно вырожденными уровнями, испытывающими штарковское расщепление в плазменных микрополях). Тогда для описания кинетики уровней и переноса излучения необходимо учитывать нелинейные интерференционные эффекты [36]. Строгой теории переноса излучения для этих случаев в настоящее время нет, за исключением случаев оптически тонких сред [37]. Недавно развита теория переноса резонансного излучения в плотных диспергирующих сильно поглощающих средах [38], где уравнение для обобщенной "интенсивности" излучения выводится с использованием формализма кинетических функций Грина.

Для лазерного излучения квазичастичное уравнение переноса для интенсивности излучения имеет наибольшую неточность вблизи порога генерации, когда сильны эффекты флуктуации частоты и амплитуды усиленного излучения. Поэтому наряду с квазичастичным подходом для исследования динамики УСИ в РЛ используются полуклассический и классический подходы, развитые в теории оптических лазеров (см., например, [39]). Ниже дано описание этих подходов и их применение для изучения расходимости и когерентности рентгеновского лазерного излучения (ЛИ). Рассматривается простейший случай генерации изолированных линий лазерных переходов при однородном механизме уширения уровней рабочих переходов.

2.1.1. Содержание уравнения переноса. Уравнение переноса для интенсивности излучения I_ω в спектральном диапазоне $\omega - \omega + d\omega$, измеряемой в Вт/(см² ср Гц), имеет вид [34, 40, 41]

$$\left[\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{n}(\mathbf{R}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} - \alpha(I_\omega, \mathbf{R}, t) + \beta(\mathbf{R}, t) \right] I_\omega(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t) = Q_\omega(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t), \quad (1)$$

где v — скорость света в среде. Интенсивность I_ω имеет традиционный фотометрический смысл, т.е. является энергетической характеристикой луча света в точке $\mathbf{R}$ и в направлении единичного вектора $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$. Это со-

ответствует приближению геометрической оптики и выполняется только в случае статистически квазиоднородных полей излучения, когда средние параметры излучения слабо меняются на расстоянии порядка размера статистической неоднородности [41]. В соответствии с этим условием игнорируются дифракционные эффекты, которые накладывают на расходимость УСИ ограничение снизу. В случае РЛ пренебрежение дифракционными эффектами обосновывается малостью λ . Волновые эффекты могут быть учтены в рамках классического по форме уравнения переноса только при переходе к неклассической фотометрии; при этом уравнение для обобщенной "интенсивности" выводится из волновой статистической теории [38, 41]. В волновой статистической теории интенсивность является фурье-образом корреляционной функции случайного поля излучения по разностной (корреляционной) переменной.

Уравнение (1) необходимо решать в пространственной области, заполненной активной плазменной средой РЛ и окружающей ее пассивной плазмой. Рассмотрим входящие в (1) слагаемые.

Пространственная производная в (1) берется вдоль направления луча, траектория которого в среде определяется из основного уравнения геометрической оптики [42, 43]

$$\frac{d}{ds} \left(\eta \frac{d\mathbf{R}}{ds} \right) = \nabla \eta, \quad (2)$$

где $\mathbf{R}$ — радиус-вектор положения луча, ds — приращение длины пути, η — показатель преломления среды. Вклад резонансных ионов в показатель преломления в интересующем диапазоне длин волн, температур и плотностей обычно мал, и влиянием аномальной дисперсии можно пренебречь. В подавляющем большинстве реальных случаев диэлектрическая проницаемость плазмы ε (имеется в виду ее реальная часть) определяется вкладом свободных электронов. На частоте ω она имеет вид [42]

$$\varepsilon = \eta^2 = 1 - \frac{N_e}{N_c}, \quad (3)$$

где N_e — плотность свободных электронов, $N_c = m_e \omega^2 / (4\pi e^2)$ — критическая плотность. Для мягкого рентгеновского и дальнего ультрафиолетового диапазона $\lambda = 0,2 - 100$ нм критическая плотность $N_c \approx 3 \times (10^{28} - 10^{23})$ см $^{-3}$, что значительно превышает характерные значения N_e в плазме РЛ [15]. Таким образом, ε мало отличается от 1. В большинстве схем РЛ плазма активной среды проявляет регулярную крупномасштабную неоднородность ε , так как находится в макроскопическом движении. Градиент показателя преломления вызывает рефракцию излучения согласно (2). Динамика УСИ наиболее чувствительна к поперечному (относительно оптической оси, т.е. направления протяжения плазменной среды) градиенту η . Как следует из (2) и (3), при $\eta \neq \text{const}$ луч отклоняется в сторону уменьшения N_e . Поэтому плазменный шнур, получаемый при воздействии излучения накачки на твердую мишень и свободно разлетающийся в вакуум, представляет собой дефокусирующую среду. Количественные характеристики пространственного распределения N_e находятся из гидродинамических расчетов мишеней РЛ.

В (1) коэффициент усиления лазерного излучения вблизи изолированного перехода с частотой ω имеет вид (см., например, [39])

$$\alpha = \frac{c^2}{4\omega^2} A_{ul} W \psi_{ul}(\omega), \quad (4)$$

где A_{ul} — вероятность спонтанного радиационного перехода между верхним u и нижним l лазерными уровнями, $W = N_u - g_u N_l / g_l$ — инверсия населенностей (g_u, g_l, N_u, N_l — статистические веса и населенности верхнего и нижнего лазерных уровней соответственно), $\psi_{ul}(\omega)$ — профиль линии усиления, нормированный на единицу по площади. Для линейного режима усиления излучения профиль линии учитывает однородный механизм уширения уровней рабочих переходов и неоднородное (доплеровское) уширение линии. Распределение коэффициента усиления α в (1) в общем случае неоднородно в пространстве и времени. Профиль усиления осуществляет пространственную, спектральную и угловую фильтрацию УСИ. Излучение, распространяющееся под относительно большими углами к оптической оси лазера, быстрее выходит из активной зоны через боковую поверхность и дает малый вклад в полную энергию.

Коэффициент поглощения β в (1) характеризует эффективное поглощение лазерного излучения в плазме за счет обратного тормозного процесса, комптоновского рассеяния на свободных электронах, процессов фотоионизации и дискретно-дискретных переходов в ионах. Обычно β много меньше α , и влияние поглощения на УСИ существенно лишь при глубоком насыщении усиления.

Для расчета УСИ требуется учесть природу источников излучения Q , которые распределены в объеме активной среды и являются стохастическими. В методе уравнения переноса они моделируются изотропным источником линейчатого излучения при спонтанном распаде верхнего уровня рабочего перехода. Удельная мощность спонтанного излучения в единичный телесный угол из правой части (1) определяется населенностью верхнего уровня:

$$Q = \frac{\hbar \omega A_{ul} N_u \psi_{ul}(\omega)}{4\pi}. \quad (5)$$

В общем случае уравнения (1), (4), (5) решаются совместно с системой локальных балансных уравнений радиационно-столкновительной модели (РСМ) кинетики для M ионных уровней (см., например, [44])

$$\frac{dN_i}{dt} = D_i + \sum_j K_{ji} N_j + d_i \int_{4\pi} d\Omega_{\mathbf{n}} \int d\omega \alpha \frac{I_{\omega}(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t)}{\hbar \omega}, \quad (6)$$

$$i = 1, \dots, u, \dots, l, \dots, M.$$

Здесь K_{ji} — релаксационная матрица; D_j — поток электронов в состояние j из континуума и состояний, не учитываемых релаксационной матрицей; $d_i = -1$ при $i = u$, $d_i = 1$ при $i = l$ и $d_i = 0$ в остальных случаях. При решении системы уравнений переноса и уравнений РСМ кинетики населенностей уровней ионов (1)–(6) требуется согласованно рассчитывать интенсивность излучения в среде на всех частотах с учетом геометрии и движения активной и неактивной зон РЛ как для лазерных, так и для нелазерных переходов. Численное решение этой

системы уравнений связано с большим объемом вычислений (из-за большой размерности задачи) и необходимостью разработки подходящего разностного метода решения, поскольку разная физическая природа обычного неравновесного излучения плазмы и УСИ требует разных методов решения уравнения переноса в соответствующих областях параметров коэффициента поглощения ЛИ (положительного или отрицательного). В этой связи для решения системы (1)–(6) используются приближенные методы, из которых отметим здесь следующие. Во-первых, это метод вероятностей вылета для приближенного учета реабсорбции линейчатого излучения в уравнениях РСМ кинетики, который делает уравнения кинетики почти локальными. Во-вторых, приближение "углов видимости" (см. раздел 2.1.3) для расчета динамики УСИ, учитывающее направленный характер УСИ и упрощающее расчет генерации в режиме насыщения.

Входящая в (1) и (6) интенсивность I_ω как фурье-преобразование корреляционной функции поля излучения, т.е. среднестатистическая величина, не учитывает пульсаций излучения, связанных с его конечным временем когерентности τ_c . Величина I_ω фактически усреднена по времени, превышающему τ_c . Это означает, что усиливается излучение предполагается широкополосным, а τ_c существенно меньшим времени радиационной релаксации в (6). Но если спектральная линия заметно сужена (например, если усиливается внешний узкополосный сигнал или происходит сужение спектральной линии УСИ за счет усиления) и данное условие не выполняется, то кинетика населенностей в той или иной степени должна "отслеживать" пульсации поля. Тогда рассматриваемый подход нуждается в изменении.

Применение метода лучевой оптики для описания динамики УСИ в РЛ, несмотря на исключение из рассмотрения волновых эффектов, является достаточно трудоемким. Полная картина формирования УСИ определяется из совместного решения уравнений (1), (2) для частот вблизи лазерных переходов и уравнений РСМ (6) для множества лучей, исходящих из различных точек пространства в различных исходных направлениях. В линейном приближении по УСИ, когда в (6) можно пренебречь влиянием лазерного излучения на населенности, система (6) может быть решена независимо от уравнений переноса (1), (2) для лазерного излучения. После этого система уравнений (1), (2) интегрируется с учетом полученных из (6) распределений α , β , Q методом характеристик по каждому лучу и дает полное распределение интенсивности ЛИ.

В большинстве исследований качественных особенностей динамики УСИ используют квазистационарное двумерное приближение в (1) и модельные профили η , α , Q [45, 46]. Для моделирования конкретных экспериментов (см., например, [47–50]) газодинамические параметры лазерной среды РЛ рассчитываются по программам поперечно-одномерной или двумерной неравновесной гидродинамики с упрощенными РСМ кинетики (LASNEX [51], ЗАРЯ [52], SAGE [53], МИМОЗА [54], FILM [55] и др.). Кинетические параметры активной среды рассчитывают по программам детальных многоуровневых РСМ кинетики плазмы в локальном приближении ([56], XRASER [57], CC-9 [58], ТАРАН [59] и др.) или по программам согласованного решения уравнений неравновесной радиационной гидродинамики (CC-9

[58], GIDRA [60], ЕНУВД3 [61] и др.). Программы, рассчитывающие усиление вдоль траекторий лучей в трехмерном пространстве, фактически используются для постпроцессорных вычислений.

2.1.2. Двухуровневая квазистационарная модель. В процессе усиления интенсивность УСИ может достигать достаточно больших значений и оказывать влияние на населенности уровней в (6). Случай насыщения усиления интересен с практической точки зрения, так как при этом полнее реализуется потенциал рабочей среды РЛ. Здесь необходимо совместное решение уравнений (1), (2) и (6). В простейшем случае, когда в режиме насыщения доминирует генерация ЛИ на одном лазерном переходе (как правило, это переход с максимальным запасом по инверсии населенностей), а усиливается излучение слабо влияет на энергетический баланс среды и релаксацию нелазерных уровней, систему уравнений (6) можно упростить, заменяя многоуровневую РСМ кинетики эффективной открытой двухуровневой моделью [44]

$$\begin{aligned} \frac{dN_u}{dt} &= D_u^{\text{eff}} - K_u N_u + K_{ul} N_l - \int_{4\pi} d\Omega_n \int d\omega \alpha \frac{I_\omega(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t)}{\hbar\omega}, \\ \frac{dN_l}{dt} &= D_l^{\text{eff}} - K_l N_l + K_{lu} N_u + \int_{4\pi} d\Omega_n \int d\omega \alpha \frac{I_\omega(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t)}{\hbar\omega}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь величины D_u^{eff} , D_l^{eff} и полные скорости распада рабочих уровней K_u , K_l , находятся из решения полной системы (6) в отсутствие излучения. Если скорости изменения I_ω и D_l^{eff} , D_u^{eff} , заметно меньше скоростей распада лазерных уровней, то применимо квазистационарное приближение для уравнений баланса населенностей. Полагая в (7) производные равными нулю, можно вычислить населенности N_u и N_l , и, подставляя их в (4), (5), свести систему уравнений (1), (6) к одному уравнению переноса

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + n(\mathbf{R}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} - \frac{\alpha_0(\mathbf{R}, t)}{1 + \Phi(\mathbf{R}, t)} + \beta(\mathbf{R}, t) \right] I_\omega(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t) = \\ = \frac{Q_0(\mathbf{R}, t) + Q_1(\mathbf{R}, t) \Phi(\mathbf{R}, t)}{1 + \Phi(\mathbf{R}, t)}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\alpha_0 = \frac{c^2}{4\omega^2} A_{ul} W_0(\mathbf{R}, t) \psi_{ul}(\omega) \quad (9)$$

— коэффициент усиления слабого сигнала;

$$W_0 = \frac{D_u^{\text{eff}}(K_l - K_{lu} g_u/g_l) + D_l^{\text{eff}}(K_{ul} - K_u g_u/g_l)}{K_u K_l - K_{lu} K_{ul}}$$

— инверсная населенность в отсутствие влияния излучения;

$$\begin{aligned} Q_0 &= \frac{\hbar\omega A_{ul}}{4\pi} \frac{D_u^{\text{eff}} K_l + D_l^{\text{eff}} K_{ul}}{K_u K_l - K_{lu} K_{ul}} \psi_{ul}(\omega), \\ Q_1 &= \frac{\hbar\omega A_{ul}}{4\pi} \frac{g_u(D_u^{\text{eff}} + D_l^{\text{eff}})}{g_u(K_u - K_{lu}) + g_l(K_l - K_{ul})} \psi_{ul}(\omega) \end{aligned} \quad (10)$$

— мощность спонтанного излучения в отсутствие влияния излучения и при полном насыщении соответственно.

Функция насыщения в (8) имеет вид

$$\Phi(\mathbf{R}, t) = \int_{4\pi} d\Omega_n \int d\omega \frac{\psi_{ul}(\omega)}{\psi_{ul}(\omega_0)} \frac{I_\omega(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t)}{J_{\text{sat}}},$$

где $\psi(\omega_0)$ — значение спектральной функции в центре линии,

$$J_{\text{sat}} = \frac{4\hbar\omega^3}{c^2 A_{ul} \psi_{ul}(\omega_0)} \frac{g_l(K_u K_l - K_{lu} K_{ul})}{g_u(K_u - K_{lu}) + g_l(K_l - K_{ul})} \quad (11)$$

— плотность потока насыщения.

Нестационарное уравнение (8) учитывает источники спонтанного излучения и определяет полный спектр интенсивности лазерного излучения среды. В стационарном случае (по излучению) численное решение (8) для однородной усиливающей среды конечной длины с цилиндрической симметрией было продемонстрировано в [62]. Расчеты показали, что значительная доля энергии рентгеновского УСИ, как и в инфракрасном диапазоне [33], заключена в сравнительно узком телесном угле вдоль оси РЛ z в двух взаимно противоположных направлениях. В общем случае нелинейное уравнение (8) решают численно, используя итерационные методы и специализированные точные разностные схемы аппроксимации.

2.1.3. Приближение "углов видимости". Значительное упрощение задачи расчета распределения интенсивности УСИ в режиме насыщения усиления можно получить в приближении "углов видимости", предложенном А.Н. Старостиним и Л.П. Феоктистовым и развитом А.Н. Анисимовым для нестационарного случая. В этом приближении используется наличие ярко выраженной пространственной селекции УСИ в протяженной усиливающей среде и спектральной селекции УСИ в окрестности достаточно узкой линии усиления.

Проинтегрируем уравнение (8) по частоте в приближении узкой спектральной линии, вводя интегральную по частоте интенсивность I и предполагая выполнение приближенного равенства

$$I(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t) \cong \int d\omega \frac{\psi_{ul}(\omega)}{\psi_{ul}(\omega_0)} I_\omega(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t) \approx \int_\omega I(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t) d\omega.$$

Тогда функция насыщения Φ в (8) оценивается как

$$\Phi(\mathbf{R}, t) = \int_{4\pi} d\Omega_n \frac{I(\mathbf{n}, \mathbf{R}, t)}{J_{\text{sat}}}. \quad (12)$$

Далее для уравнения переноса (8) используем приближение двух потоков излучения со средними интенсивностями I^+ и I^- , распространяющихся вдоль оптической оси во взаимно противоположных направлениях. В этом приближении функция (12) аппроксимируется выражением

$$\Phi(z, t) = \frac{I^-(z, t) \Delta\Omega^-(z, t)}{J_{\text{sat}}} + \frac{I^+(z, t) \Delta\Omega^+(z, t)}{J_{\text{sat}}}. \quad (13)$$

Предполагается, что в (13) интенсивность лазерного излучения слабо меняется в поперечном сечении активной среды РЛ и в основном заключена внутри телесного угла, в котором длина усиления лазерного излучения максимальна. Для вытянутой геометрии активной среды длина усиления максимальна в направлениях оси РЛ и резко меняется при выходе траекторий лучей за

пределы активной зоны РЛ. Область телесных углов, в которых длина усиления лучей близка к максимальной, определяет некоторые углы $\Delta\Omega^+(z, t)$ и $\Delta\Omega^-(z, t)$, в пределах которых интенсивности излучения I^+ и I^- меняются слабо. Оценка (13) получена в предположении постоянных интенсивностей I^+ и I^- в пределах углов $\Delta\Omega^+$ и $\Delta\Omega^-$ соответственно; за пределами этих углов имеем $I^+ = I^- = 0$. Суммирование в (13) по двум направлениям соответствует геометрии усиливающей среды.

Что касается преобразования правой части уравнения (8), то из-за слабой зависимости решения от интенсивности шума при большом усилении объемные источники шума можно заменить на эквивалентные поверхностные источники на торцах активной среды РЛ. При этом углы $\Delta\Omega^+$, $\Delta\Omega^-$ будут углами видимости поперечного сечения из рассматриваемой точки на оси активной среды РЛ с координатой z . Таким образом, многомерное уравнение (8) для интегральной интенсивности лазерного излучения приближенно сводится к двум одномерным уравнениям. В стационарном случае имеем

$$\left\{ + \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\alpha_0}{1 + [I^+ \Delta\Omega(z) + I^- \Delta\Omega(z - z_L)] / J_{\text{sat}}} + \beta \right\} \times \\ \times I^+(z) = 0, \quad I^+(0) = \frac{Q_0}{\alpha_0}; \\ \left\{ - \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\alpha_0}{1 + [I^+ \Delta\Omega(z) + I^- \Delta\Omega(z - z_L)] / J_{\text{sat}}} + \beta \right\} \times \\ \times I^-(z) = 0, \quad I^-(z_L) = \frac{Q_0}{\alpha_0}, \quad (14)$$

где z_L — длина РЛ. Если рассматривается схема накачки среды РЛ типа "бегущая волна", то можно пренебречь влиянием встречного пучка и ограничиться решением одного из уравнений (14). Решение уравнения переноса в приближении углов видимости приближенно определяет пространственное распределение энергии лазерного излучения в активной среде РЛ, влияние насыщения на коэффициент усиления, а также средние параметры интенсивности УСИ в основном направлении распространения излучения. В частности, используя балансные соотношения, легко оценить долю энергии лазерного излучения, распространяющегося вдоль оси РЛ и в поперечном направлении. Детальный спектр и угловое распределение УСИ можно получить из линейного уравнения (8), в котором влияние насыщения на коэффициент усиления учтено в приближении углов видимости.

В стационарном приближении и при отсутствии рефракции УСИ для малых углов видимости $\Delta\Omega \ll 1$ имеем очевидное геометрическое соотношение $\Delta\Omega(z) = S/z^2$, где S — площадь поперечного сечения, а z — расстояние до торца активной среды РЛ. При влиянии рефракции эффективные углы видимости зависят от рефракционной длины УСИ и профиля показателя преломления. Для некоторых конкретных профилей показателя преломления значения углов видимости можно определить аналитически. Изложенный подход позволяет феноменологически учесть и дифракционные ограничения на величину углового спектра лазерного излучения, если ограничить величину угла видимости характерным углом дифракции излучения на апертуре активной среды.

Сравнение результатов численного решения полного уравнения переноса УСИ для двухуровневой системы при цилиндрической геометрии активной среды с решением в приближении углов видимости показало, что в широком диапазоне длин усиления, диаметров и отношений рефракционной длины УСИ к длине РЛ погрешность в определении абсолютных значений углового спектра УСИ с помощью приближения углов видимости не превышает 30 %. Приближение углов видимости полезно и при исследовании активных сред с множественным числом лазерных переходов.

2.2. Метод параболического уравнения

Основанием для использования приближения геометрической оптики является выполнение качественного критерия $kl_{\perp}^2 \gg z$ (см., например, [40]). Он означает, что дифракционная длина на поперечном размере оптической неоднородности $l_{\perp}$ должна быть значительно больше рассматриваемых длин РЛ. В плазме присутствуют оптические неоднородности сравнительно малого масштаба, которые обусловлены различными неустойчивостями (см. обзоры [63, 64] и цитируемую там литературу, а также более поздние экспериментальные работы [65–69]). В случае лазерной плазмы они могут быть связаны с неоднородностью облучения твердой мишени, филаментацией пучка накачки в образующейся плазме, вынужденными рассеяниями излучения накачки, турбулентностью и т.д. Они приводят к случайным возмущениям диэлектрической проницаемости и усиления. При $l_{\perp} \sim 10$ мкм и $\lambda = 0,2–100$ нм имеем $kl_{\perp}^2 \sim 0,6–300$ см, что может быть порядка или даже меньше характерной длины РЛ $\sim 1–100$ см. Поэтому учет влияния микрон неоднородностей на частично-когерентное УСИ с помощью методов традиционной геометрической оптики проблематичен. Заметим, что волновые эффекты также необходимо учитывать при описании высококогерентного режима, когда поперечная длина когерентности излучения сравнима с шириной пучка.

2.2.1. Волновое уравнение. Динамика поля излучения при наличии излучающих ионов и рефракции излучения в изотропной поляризуемой электронейтральной плазме описывается уравнениями Максвелла (см., например, [70])

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \sigma \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь $\mathbf{B}$ и $\mathbf{D}$ — магнитная и электрическая индукция, $\mathbf{H}$ и $\mathbf{E}$ — напряженность электрического и магнитного полей, σ — удельная электропроводность среды, учитывающая потери, вызванные всеми переходами, кроме лазерного. Дополнительные материальные уравнения берем в виде

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \mathbf{P}', \quad (16)$$

где μ — магнитная проницаемость среды, ε — диэлектрическая проницаемость, характеризующая диэлектрические свойства среды, обусловленные всеми переходами, кроме рассматриваемого. Поляризация, связанная с

исследуемым переходом, выделена и обозначена через $\mathbf{P}'$.

Полагая, что плазма немагнитная (т.е. $\mu = 1$), подставим первое уравнение (16) в последнее уравнение (15) и возьмем rot от полученного уравнения. Тогда с учетом третьего уравнения (15) имеем

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \sigma \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}.$$

Подставим сюда второе уравнение системы (16), полагая, что σ и ε изменяются во времени гораздо медленнее, чем $\mathbf{E}$, и получим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}'}{\partial t^2}. \quad (17)$$

Показатель преломления среды, связанный со всеми переходами, кроме рассматриваемого, есть $\eta = (\varepsilon\mu)^{1/2} = \varepsilon^{1/2}$. Введем коэффициент поглощения $\beta = 4\pi\sigma/c\eta$; тогда в отсутствие поляризации плотность потока плоской волны при распространении вдоль оси z уменьшается как $\exp(-\beta z)$. Учтем введенные обозначения и используем тождество $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E}$. В изотропной среде $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$, поэтому из (17) получаем

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\eta^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \beta \frac{\eta}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}'}{\partial t^2}. \quad (18)$$

Для поляризации $\mathbf{P}'$ и инверсии населенностей $W = N_u - g_u N_l / g_l$ в приближении изотропной двухуровневой среды справедливы уравнения [71, 72]

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{P}'}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{\partial \mathbf{P}'}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{P}' &= -\frac{2\omega_0}{\hbar} \frac{\eta^2 + 2}{3} \frac{|\mathbf{d}|^2}{3} W \mathbf{E} \cong \\ &\cong -\frac{2\omega_0}{3\hbar} |\mathbf{d}|^2 W \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{W - W_0}{\tau_1} = \frac{2}{\hbar\omega_0} \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{P}'}{\partial t}, \quad (20)$$

где τ_1 и τ_2 — времена продольной и поперечной релаксации соответственно, ω_0 — частота лазерного перехода $l-u$, $\mathbf{d}$ — матричный элемент оператора дипольного момента перехода $l-u$, W_0 — значение инверсии населенностей в отсутствие излучения. В (19) также использовано условие $\eta^2 \cong 1$.

Аналитически решить систему уравнений (18)–(20) в полной постановке не представляется возможным. Численное решение ее требует задания пространственной сетки с шагом, меньшим λ , что для диапазона длин волн РЛ является неприемлемо малой величиной. Аналогичная проблема возникает и с шагом по времени.

2.2.2. Квазиоптическое приближение. Упрощение системы уравнений (18)–(20) состоит в переходе к квазиоптическому приближению, или методу медленно меняющихся амплитуд, когда лазерное излучение рассматривается как "квазиплоская и квазимонохроматическая волна". Квазиоптическое приближение волнового уравнения, ведущее свою историю от работы [73], получило широкое применение в теории лазеров оптического диапазона. Предположим, что поляризация излучения существенно не меняется при его распространении, так что вместо векторного уравнения (18) можно пользоваться скалярным волновым уравнением. Предположим далее, что амплитуда такой "почти плоской волны" меняется

вдоль направления распространения z медленно и размеры лазерного пучка в поперечной плоскости (x, y) много меньше характерных размеров по оси z . Тогда решение уравнения (18) можно искать в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = \mathbf{i}_E \operatorname{Re} A(\mathbf{r}, z, t) \exp(-ikz + i\omega t). \quad (21)$$

Здесь комплексная функция $A(\mathbf{r}, z, t)$ — медленно меняющаяся (по сравнению с экспоненциальным множителем) комплексная амплитуда поля лазерного излучения, описывающая отличие поля от плоской волны, $\mathbf{r} = ix + jy$ — поперечный радиус-вектор. Величина ω в (21) есть характерная частота излучения со сравнительно узкой спектральной линией, $k = \eta_0 \omega/c$ — характерное волновое число в неоднородной среде, η_0 — некоторое среднее значение показателя преломления. Таким образом, мы полагаем, что волновое число излучения k меняется в среде значительно слабее, чем амплитуда поля A . Предположим также, что поляризация $\mathbf{P}'$, связанная с рассматриваемым переходом, изменяется так же, как и электрическое поле $\mathbf{E}$, т.е.

$$\mathbf{P}'(\mathbf{R}, t) = \mathbf{i}_P \operatorname{Re} P(\mathbf{r}, z, t) \exp(-ikz + i\omega t), \quad (22)$$

где P — комплексная функция координат и времени, медленно меняющаяся по сравнению с экспоненциальным множителем. Подставляя (21) в (18), а (22) в (19), получаем

$$\left[\nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial}{\partial z} - k^2 - \frac{\eta^2}{c^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2i\omega \frac{\partial}{\partial t} - \omega^2 \right) - \beta \frac{\eta}{c} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega \right) \right] A = \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2i\omega \frac{\partial}{\partial t} - \omega^2 \right) P, \quad (23)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2i\omega \frac{\partial}{\partial t} - \omega^2 + \frac{2}{\tau_2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega \right) + \omega_0^2 \right] P = -\frac{2\omega_0}{3\hbar} |\mathbf{d}|^2 WA, \quad (24)$$

где $\nabla_{\perp}^2$ — лапласиан по поперечным координатам. Предполагается, что частота излучения ω близка к частоте перехода ω_0 , так что в (24) $\omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega(\omega_0 - \omega)$. В соответствии с приведенными выше физическими предположениями полагаем также, что выполняются следующие неравенства:

$$\left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll 2k \left| \frac{\partial A}{\partial z} \right|; \quad \left| \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right| \ll k^2 |A|; \quad \left| \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right| \ll 2\omega \left| \frac{\partial A}{\partial t} \right|;$$

$$\left| \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right| \ll \omega^2 |A|; \quad \left| \frac{\partial A}{\partial t} \right| \ll \omega |A|;$$

$$\left| \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \right| \ll 2\omega \left| \frac{\partial P}{\partial t} \right|; \quad \left| \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \right| \ll \omega^2 |P|; \quad \left| \frac{\partial P}{\partial t} \right| \ll \omega |P|.$$

С учетом этих неравенств получаем из (23)

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\eta^2}{c\eta_0} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} \left(\frac{\eta^2}{\eta_0^2} - 1 \right) + \frac{\beta}{2} \frac{\eta}{\eta_0} \right] A = \frac{k}{2i\eta_0} P.$$

Так как $\varepsilon \cong 1$, то последнее уравнение можно упростить, учитывая неоднородность ε только в слагаемом, ответственном за рефракцию. Тогда отсюда, а также из (24) и

(20) имеем соответственно

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} (\varepsilon - 1) + \frac{\beta}{2} \right] A = \frac{k}{2i} P, \quad (25)$$

$$i \frac{\partial P}{\partial t} + i \frac{P}{\tau_2} + \Delta\omega P = -\frac{1}{3\hbar} |\mathbf{d}|^2 WA, \quad (26)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{W - W_0}{\tau_1} = \frac{i}{2\hbar} (A^* P - AP^*), \quad (27)$$

где $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$. При получении (27) из (20) использован тот факт, что изменение инверсии населенностей W на расстояниях порядка длины волны и за времена порядка периода колебаний излучения пренебрежимо мало.

Параболическое уравнение (25) представляет собой квазиоптическое приближение классического волнового уравнения (18) в изотропной неоднородной поглощающей (усиливающей) среде. Вместе с уравнениями (26) и (27) оно образует замкнутую систему уравнений, описывающих взаимодействие лазерного излучения с двухуровневой квантовой средой.

Система уравнений (25)–(27) описывает усиление излучения, пришедшего в среду извне. В нашем случае требуется включить в рассмотрение спонтанный источник в среде. Было показано [74], что квантовомеханическое описание УСИ определяется системой уравнений для операторов поля и поляризации, которая формально идентична полуклассической системе уравнений (25)–(27) с дополнительной флуктуационной силой Ланжевена R в уравнении для поляризации (26):

$$i \frac{\partial P}{\partial t} + i \frac{P}{\tau_2} + \Delta\omega P = -\frac{1}{3\hbar} |\mathbf{d}|^2 WA + R, \quad (28)$$

которая дельта-коррелирована во времени и пространстве:

$$\langle R(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) R(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle = 8\pi^2 |\mathbf{d}|^2 \Gamma N_u \delta^{(2)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times \\ \times \delta(z_1 - z_2) \delta(t_1 - t_2), \quad (29)$$

где Γ — полная ширина линии.

Пусть инверсия не зависит от излучения, т.е. рассматривается линейный режим усиления. Тогда уравнение (27) опустим, а в (25), (28) перейдем к новой переменной $\tau = t - z/c$; при этом $\partial/\partial z + (1/c)\partial/\partial t = \partial/\partial z$, $\partial/\partial t = \partial/\partial \tau$. Преобразуем уравнения (25) и (28), используя преобразование Лапласа по переменной τ :

$$f^L(\mathbf{r}, z, s) = L[f(\mathbf{r}, z, \tau)] = \int_0^\infty \exp(-s\tau) f(\mathbf{r}, z, \tau) d\tau.$$

Умножим (25), (28) на $\exp(-s\tau)$ и проинтегрируем по τ от нуля до бесконечности. Тогда с использованием свойства преобразования Лапласа $L[df(\tau)/d\tau] = sf^L(s) - f(0)$ система уравнений (25), (28) сводится к одному параболическому уравнению для преобразованной по Лапласу амплитуды поля [75]

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} (\varepsilon - 1) + \frac{\beta}{2} - \frac{ik}{6\hbar} \frac{|\mathbf{d}|^2 W}{i(s + \tau_2^{-1}) + \Delta\omega} \right] \times \\ \times A^L(\mathbf{r}, z, s) = \frac{ik}{2} \frac{R^L(\mathbf{r}, z, s) + iP(\mathbf{r}, z, \tau = 0)}{i(s + \tau_2^{-1}) + \Delta\omega}. \quad (30)$$

Начальная поляризация в (30) также предполагается дельта-коррелированной в пространстве:

$$\langle P(\mathbf{r}_1, z_1, t = 0) P^*(\mathbf{r}_2, z_2, t = 0) \rangle = \\ = 8\pi^2 |\mathbf{d}|^2 N_u \delta^{(2)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2). \quad (31)$$

2.2.3. Квазистационарный случай. При наличии насыщения усиления, т.е. зависимости W от A , задача более усложняется. Решение практически важных задач требует дополнительных упрощений. Далее рассмотрим два крайних случая.

В первом случае, когда время когерентности усиливающегося излучения τ_c заметно превышает τ_1 и τ_2 , среда успевает "отслеживать" пульсации амплитуды поля. Это может наблюдаться при заметном сужении спектральной линии, которое имеет место на стадии линейного усиления. Было найдено [75], что длительность переходного процесса, связанного с конечностью времени τ_2 , равна величине $\alpha_0 \tau_2$ (α_0 — коэффициент усиления слабого сигнала, см. ниже), которая много меньше характерного времени генерации в квазистационарном режиме. Пренебрегая временной производной в (26), т.е. переходными процессами, получаем

$$P = - \frac{|\mathbf{d}|^2 W A}{3\hbar(\Delta\omega + i/\tau_2)} = \chi A, \quad (32)$$

т.е. комплексная амплитуда поляризации P пропорциональна комплексной амплитуде поля A с коэффициентом пропорциональности — комплексной восприимчивостью χ . Выделяя в ней реальную χ' и мнимую χ'' части, перепишем (25) в виде

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} (\varepsilon - 1) + \frac{\beta}{2} \right] A = \frac{k}{2i} (\chi' + i\chi'') A. \quad (33)$$

В правой части уравнения (33) член с χ' отвечает вкладу резонансного перехода в показатель преломления. Как указано выше, влиянием аномальной дисперсии в случае РЛ можно пренебречь. Член уравнения (33) с

$$\chi'' = \frac{|\mathbf{d}|^2 W}{3\hbar\tau_2(\Delta\omega^2 + 1/\tau_2^2)} \quad (34)$$

описывает насыщающееся поглощение или усиление (в зависимости от знака W) лазерного излучения на переходе $u-l$. Подставляя (32) в (27), получим

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{W - W_0}{\tau_1} = - \frac{1}{\hbar} \chi'' |A|^2. \quad (35)$$

После подстановки (34) в (35) найдем стационарное значение W :

$$W = W_0 \left(1 + \frac{J}{J_{\text{sat}}} \frac{1/\tau_2^2}{\Delta\omega^2 + 1/\tau_2^2} \right)^{-1}, \quad (36)$$

где

$$J = \frac{c \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle}{4\pi} = \frac{c |A|^2}{8\pi}, \quad J_{\text{sat}} = \frac{3\hbar^2}{8\pi\tau_1\tau_2 |\mathbf{d}|^2}$$

— плотность потока излучения и плотность потока насыщения соответственно. Таким образом, в квазиста-

ционарном случае система уравнений (25)–(27) сводится к решению одного параболического уравнения для поля

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} (\varepsilon - 1) + \frac{\beta}{2} - \frac{\alpha_0/2}{1 + J/J_{\text{sat}} + \tau_2^2 \Delta\omega^2} \right] A = 0,$$

где

$$\alpha_0 = k\tau_2 |\mathbf{d}|^2 \frac{W_0}{3\hbar}$$

— коэффициент усиления слабого сигнала. Влияние усиливающей среды при этом учитывается в виде членов уравнения с линейными или нелинейными пространственно-неоднородными коэффициентами. К сожалению, при наличии спонтанного источника и насыщения усиления система уравнений (25), (27), (28) не сводится строго к параболическому уравнению. Спонтанный дельта-коррелированный источник S добавляется в правую часть параболического уравнения феноменологически. Далее также будем полагать, что несущая частота ω в (21), (22), соответствующая центру лазерной линии, совпадает с частотой перехода, т.е. $\omega_0 = \omega$. Тогда параболическое уравнение принимает окончательный вид

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} [\varepsilon(\mathbf{r}, z) - 1] + \frac{\beta(\mathbf{r}, z)}{2} - \frac{\alpha_0(\mathbf{r}, z)/2}{1 + J(\mathbf{r}, z)/J_{\text{sat}}} \right\} \times A(\mathbf{r}, z) = S(\mathbf{r}, z), \quad (37)$$

где

$$\alpha_0 = \frac{c^2}{4\omega^2} A_{ul} W_0(\mathbf{r}, z) \tau_2, \quad (38)$$

$$J_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi c^2 A_{ul} \tau_1 \tau_2}. \quad (39)$$

При записи (38), (39) использовано стандартное в атомной физике соотношение для коэффициента Эйнштейна $A_{ul} = 4\omega^3 |\mathbf{d}|^2 / (3\hbar c^3)$. Соотношения (38) и (39) качественно схожи с соотношениями (9) и (11), полученными в рамках метода уравнения переноса. Амплитуду поля A в (37) можно перенормировать так, что $J = |A|^2$. Тогда источник в правой части (37) удовлетворяет соотношению

$$\langle S(\mathbf{r}_1, z_1) S^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = \lambda^2 Q(\mathbf{r}_1) \delta^{(2)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2), \quad (40)$$

где Q — средняя мощность спонтанного шума.

Член уравнения (37), отвечающий за нелинейное усиление, близок по форме к аналогичному члену в уравнении переноса (8). Однако заметим, что величина J в знаменателе нелинейного слагаемого (37) представляет собой не среднее, а мгновенное значение плотности потока. Влияние конечности ширины спектральной линии на насыщение в уравнении переноса (8) учитывается через интегрирование по частоте в (10), тогда как в (37) учет линии заложен во зависимости A от времени. Характерный временной масштаб изменения A дает время когерентности УСИ τ_c (обратную ширину линии).

Во втором случае, когда τ_c меньше τ_1 и τ_2 , среда "не успевает" следить за флуктуациями поля. Здесь стацио-

нарное приближение в (26), (27) возможно только при $\tau_c \ll \tau_1, \tau_2$, и J в (37) приобретает смысл величины, усредненной по времени, много большем τ_c (но много меньшем характерного времени изменения средних значений). При этом нелинейные коэффициенты усиления в (37) и в уравнении переноса (8) имеют одинаковый среднестатистический смысл. Зависящий от момента поля коэффициент усиления в стохастическом уравнении (37), записанном для мгновенных значений поля, делает (37) трудным для решения. Замкнутое уравнение для этого момента можно получить из (37) статистическим усреднением (см. раздел 2.3).

Следует отметить, что при влиянии насыщения, вообще говоря, нужно учитывать вырождение лазерных уровней, так как вырожденные состояния, относящиеся к одному энергетическому уровню, по-разному взаимодействуют с излучением. Однако, как показано в [76], пренебречь вырождением и рассматривать уровень в целом можно при значительной скорости упругих столкновений ионов с электронами. К счастью, последнее наблюдается во многих практических ситуациях. Столкновения осуществляют перемешивание населенностей вырожденных состояний пропорционально их статистическим весам даже при значительной интенсивности излучения.

2.2.4. Способы решения параболического уравнения. Уравнение (30) решалось в [75] методом функции Грина, удовлетворяющей уравнению (30), в котором вместо правой части стоит дельта-функция. Решение для лаплас-компоненты амплитуды поля A^L формально записывается в виде многомерного интеграла от функции Грина G^L :

$$A^L(\mathbf{r}, z, s) = \int d\mathbf{r}_0 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, z, 0; s) A^L(\mathbf{r}_0, 0, s) + \frac{ik}{2} \int d\mathbf{r}_0 \int_0^z dz_0 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, z, z_0; s) \times \frac{R^L(\mathbf{r}_0, z_0, s) + iP(\mathbf{r}_0, z_0, \tau = 0)}{i(s + \tau_2^{-1}) + \Delta\omega}$$

с последующим обратным преобразованием Лапласа. С практической точки зрения это достаточно неудобно. В [75] дано упрощенное решение задачи при больших числах Френеля $N_F = ka^2/z \gg 1$ (a — полуширина зоны усиления) в геометрикооптическом приближении для функции Грина и при квадратичных поперечных профилях W и ε . В работе [77] метод Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна, использованный в [75], обобщен на двумерные среды с профилями W и ε , близкими к квадратичным.

В [78] рассмотрен случай малых чисел Френеля N_F с помощью модового разложения лаплас-компоненты амплитуды поля по функциям Гаусса–Лагерра

$$A^L(\mathbf{r}, z, s) = \sum_{m,n} c_{mn}^L(z, s) U_m^L(\mathbf{r}, z). \quad (41)$$

Функции Гаусса–Лагерра являются решениями параболического уравнения в свободном пространстве

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 \right) U_m^L(\mathbf{r}, z) = 0$$

и образуют полный ортонормированный базис. После подстановки (41) в (30) получается система связанных стохастических обыкновенных дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения c_{mn}^L из (41). Ее решение в общем случае является сложной задачей. Определенное упрощение этой системы получено в [78] в одном частном случае профилей W и ε специального вида.

В работах [79–81] уравнение типа (37) в стационарном двумерном (с одной поперечной координатой) случае и в отсутствие насыщения усиления ($J_{\text{sat}} = \infty$)

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{ik}{2} [\varepsilon(x) - 1] - \frac{\alpha_0(x)}{2} \right\} A(x, z) = S(x, z) \quad (42)$$

решалось с использованием разложения амплитуды поля по несвязанным модам

$$A(x, z) = \sum_n c_n(z) U_n(x). \quad (43)$$

Подстановка (43) в (42) приводит к задаче на собственные функции U_n и собственные значения E_n

$$\left\{ \frac{i}{2k} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{ik}{2} [\varepsilon(x) - 1] - \frac{\alpha_0(x)}{2} \right\} U_n(x) = -E_n U_n(x). \quad (44)$$

Уравнение (44) по форме идентично стационарному уравнению Шрёдингера с комплексным потенциалом, поэтому его собственные функции U_n неортогональны в обычном смысле, т.е. $\int U_n(x) U_m^*(x) dx \neq \delta_{nm}$, но обладают свойством $\int U_n(x) U_m(x) dx = \delta_{nm}$. Следовательно,

$$\frac{\partial c_n(z)}{\partial z} - E_n c_n(z) = \int S(x, z) U_n(x) dx. \quad (45)$$

Данный подход более практичен по сравнению с [78], однако неполнота и неортогональность поперечного базиса приводит к нефизическому эффекту так называемого избыточного шума (excess spontaneous noise). В [80] рассмотрен способ уменьшения избыточного шума с помощью расширения поперечного базиса за счет включения в него функций непрерывного спектра. Модовый анализ при линейном усилении позволяет упростить исходную задачу и сделать получение практических результатов наиболее удобным в случаях некоторых модельных профилей α_0 и ε , когда поперечные моды U_n определяются аналитически. Для режима насыщения модовый подход не реализован.

Более широкое практическое применение имеет прямое решение параболического уравнения (37), которое в общем случае при наличии спонтанного источника может быть только численным. При значительном усилении распределенный источник S можно заменить в (37) случайным источником во входном сечении активной среды. Если рассматривается режим усиления типа "бегущая волна", то достаточно ограничиться решением одного уравнения (37) [82, 83]. Но когда в режиме насыщения усиления потоки УСИ, распространяющиеся в противоположных направлениях, влияют друг на друга, уравнение (37) нужно дополнить уравнением для поля встречного пучка по аналогии с (14) [84, 85].

Шаг поперечной сетки при решении параболического уравнения $\Delta x \sim \lambda/\theta_s$, где θ_s — угол расходимости излучения источника. Величина θ_s должна быть достаточно большой в связи с широкой расходимостью спонтанного шума, а величина λ в рентгеновском диапазоне мала, поэтому количество счетных точек обычно велико, и шаг интегрирования по z , $\Delta z \sim k\Delta x^2$, мал. Поэтому современные вычислительные средства позволяют рассматривать только случай двумерной среды. Кроме того, однократное решение параболического уравнения со случайным источником дает результат единичного статистического испытания (реализации случайного процесса). Для получения средних характеристик, которые представляют практический интерес, полученные решения параболического уравнения следует усреднять по ансамблю реализаций [83] или по времени [84, 85]. Как известно, сходимость такого метода достаточно медленная, и данный подход обычно требует длительных компьютерных расчетов. Следует отметить, что трудности возрастут при дополнительном учете случайности параметров среды, которые в литературе по РЛ не включались в рассмотрение в рамках метода параболического уравнения.

2.3. Метод уравнения для поперечной корреляционной функции

Для того чтобы обойти проблему усреднения по ансамблю реализаций, нужно получить из стохастического параболического уравнения (37) уравнение для искомой средней величины. В качестве такой средней величины выгодно выбрать поперечную корреляционную функцию (ПКФ) поля излучения $B = \langle A(\mathbf{r}_1, z)A^*(\mathbf{r}_2, z) \rangle$, где A — медленно меняющаяся амплитуда поля из (21), а угловые скобки означают статистическое усреднение. Протекающие процессы считаются эргодическими, и усреднение по ансамблю эквивалентно усреднению по времени, много большему времени когерентности τ_c . ПКФ определяет пространственную корреляцию поля излучения в точках $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ поперечной плоскости $z = \text{const}$. Она является частным случаем функции взаимной интенсивности [43] и содержит информацию о средней плотности потока, угловом распределении интенсивности излучения и его поперечной пространственной когерентности. Связь ПКФ с интенсивностью из (1) имеет вид [40, 41]

$$B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = \int I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, z) \exp(ik\mathbf{n}_\perp \mathbf{r}') d\Omega_n, \quad (46)$$

где $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, $\mathbf{n}_\perp$ — проекция единичного вектора $\mathbf{n}$, задающего направление луча, на поперечную плоскость. Мы не рассматриваем эффектов, связанных с конечной шириной линии, поэтому в (46) опущена корреляционная зависимость ПКФ от времени и зависимость интенсивности от частоты.

2.3.1. Вывод уравнения для ПКФ. Следуя [86–88], выведем уравнение для ПКФ из параболического уравнения (37) в стационарном приближении, которое наиболее характерно, например, для накачки типа "бегущая волна". Для этого уравнение (37), записанное для $A(\mathbf{r}_1, z)$, домножим справа на $A^*(\mathbf{r}_2, z)$, а затем сложим полученное уравнение с таким же комплексно сопряженным уравнением, поменяв в нем индексы 1 и 2 [89]. Тогда,

перейдя к новым переменным $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, получаем уравнение для $\gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \equiv A(\mathbf{r}_1, z)A^*(\mathbf{r}_2, z)$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{k} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r} \partial \mathbf{r}'} + \frac{ik\mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)}{2} \right] \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = v(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z), \quad (47)$$

где

$$\begin{aligned} \mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = & \varepsilon(\mathbf{r}_1, z) - \varepsilon(\mathbf{r}_2, z) - \frac{i}{k} [\beta(\mathbf{r}_1, z) + \beta(\mathbf{r}_2, z)] + \\ & + \frac{i}{k} \frac{\alpha_0(\mathbf{r}_1, z)}{1 + J(\mathbf{r}_1, z)/J_{\text{sat}}(\mathbf{r}_1, z)} + \frac{i}{k} \frac{\alpha_0(\mathbf{r}_2, z)}{1 + J(\mathbf{r}_2, z)/J_{\text{sat}}(\mathbf{r}_2, z)}, \end{aligned} \quad (48)$$

$$v(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = S(\mathbf{r}_1, z)A^*(\mathbf{r}_2, z) + S^*(\mathbf{r}_2, z)A(\mathbf{r}_1, z). \quad (49)$$

Учтем наличие оптических микронеоднородностей в плазме, представляя ε , α_0 и β в виде суммы регулярной и флуктуационной составляющих:

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon}, \quad \alpha_0 = \bar{\alpha}_0 + \tilde{\alpha}_0, \quad \beta = \bar{\beta} + \tilde{\beta};$$

тогда

$$\mu = \bar{\mu} + \tilde{\mu}. \quad (50)$$

Флуктуации параметров среды имеют нулевые средние: $\langle \tilde{\varepsilon} \rangle = \langle \tilde{\alpha}_0 \rangle = \langle \tilde{\beta} \rangle = \langle \tilde{\mu} \rangle = 0$.

Согласно [40, с. 349] перепишем уравнение (47) в тождественном виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \exp \left[\frac{ik}{2} \int_0^z \mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_1) dz_1 \right] \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \right\} = \\ = \exp \left[\frac{ik}{2} \int_0^z \mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_1) dz_1 \right] \left[-\frac{i}{k} \frac{\partial \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)}{\partial \mathbf{r} \partial \mathbf{r}'} + v(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \right]. \end{aligned}$$

Интегрирование полученного уравнения по z_2 в пределах от нуля до z дает

$$\begin{aligned} \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) - T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; 0, z) \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; 0) = \\ = \int_0^z dz_2 T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2, z) \left[-\frac{i}{k} \frac{\partial^2 \gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2)}{\partial \mathbf{r} \partial \mathbf{r}'} + v(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2) \right], \end{aligned} \quad (51)$$

где

$$T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2, z) = \exp \left[\frac{ik}{2} \int_{z_2}^z \mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_1) dz_1 \right]. \quad (52)$$

Подынтегральные множители в правой части уравнения (51) статистически независимы, поэтому можно его усреднить:

$$\begin{aligned} B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) - \langle T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; 0, z) \rangle B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; 0) = \\ = \int_0^z dz_2 \langle T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2, z) \rangle \times \\ \times \left[-\frac{i}{k} \frac{\partial^2 B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2)}{\partial \mathbf{r} \partial \mathbf{r}'} + \langle v(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2) \rangle \right]. \end{aligned} \quad (53)$$

Таким образом, требуется усреднить функцию $T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2, z)$, что в конце концов сводится к усреднению $\mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)$. Будем считать, что статистика флуктуаций $\tilde{\varepsilon}$, $\tilde{\alpha}_0$, $\tilde{\beta}$ является гауссовой. Когда время когерентности УСИ $\tau_c < \tau_1$, τ_2 величины $J(\mathbf{r}_1, z)$ и $J(\mathbf{r}_2, z)$ в знаменателях нелинейных членов (48) можно считать фактически усредненными по времени или по ансамблю (см. раздел 2.2.3). Но при $\tau_c > \tau_1$, τ_2 , когда населенности лазерных уровней успевают срелаксировать за время τ_c , величины $J(\mathbf{r}_1, z)$ и $J(\mathbf{r}_2, z)$ в (48) представляет собой мгновенные значения плотности потока. Тогда усредне-

ние слагаемых в (48), отвечающих за усиление и зависящих от J , оказывается достаточно сложным. Для усреднения этих нелинейных членов можно применить метод статистической линейаризации [89]. В данном случае он будет заключаться в замене флуктуирующих плотностей потока $J(\mathbf{r}_1, z)$ и $J(\mathbf{r}_2, z)$ в (48) на их среднестатистические значения $B(\mathbf{r}_1, 0; z)$ и $B(\mathbf{r}_2, 0; z)$ соответственно. Итак, для любого соотношения между τ_c и τ_1, τ_2 нелинейные слагаемые в (48) имеют одинаковый вид, и в них флуктуируют только величины $\alpha_0(\mathbf{r}_1, z)$ и $\alpha_0(\mathbf{r}_2, z)$. Тогда статистика $\tilde{\mu}$ и интеграла от него в (52) также гауссовы, и усреднение величины (52) можно провести аналитически [89]. С учетом (50) для величины (52) получаем

$$\langle T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2, z) \rangle = \exp \left[-\frac{ik}{2} \int_{z_2}^z \bar{\mu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_1) dz_1 - \frac{k^2}{8} \int_{z_2}^z dz_1 \int_{z_2}^z \langle \tilde{\mu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_1) \tilde{\mu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z'_1) \rangle dz'_1 \right].$$

Если продольная длина пространственной когерентности УСИ заметно превышает продольную длину взаимной корреляции флуктуаций параметров среды $\tilde{m}$ и $\tilde{n}$, то можно использовать марковское приближение [40]. Марковское приближение требует выполнения необходимых условий

$$kl_{\perp} \gg 1, \quad kl_{\parallel}^2 \gg l_{\parallel}, \quad (54)$$

где $l_{\perp}$ и $l_{\parallel}$ — соответственно поперечная и продольная длины взаимной корреляции флуктуаций $\tilde{m}$ и $\tilde{n}$. Общие критерии применимости марковского приближения (54) для случая РЛ обычно выполняются. Тогда кросс-корреляционные функции $\tilde{m}$ и $\tilde{n}$ можно считать дельта-коррелированными в продольном направлении:

$$\langle \tilde{m}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \tilde{n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z') \rangle = A_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \delta(z - z'), \quad (55)$$

где каждый из символов m и n обозначает ε , α_0 или β . Заметим, что наличие корреляции между флуктуациями различных параметров активной среды является обоснованным, так как они функционально зависят от гидродинамических параметров плазмы — плотности и электронной и ионной температур. С учетом (55) имеем

$$\langle T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_2, z) \rangle = \exp \left[-\frac{ik}{2} \int_{z_2}^z \bar{\mu}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_1) dz_1 - \frac{\pi k^2}{4} \int_{z_2}^z H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z_1) > dz_1 \right].$$

Подставим последнее соотношение в (53), разделим (53) на $\langle T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; 0, z) \rangle$ и продифференцируем по z . Учтем, что усреднение (49) по методике усреднения уравнений с дельта-коррелированными коэффициентами [89] с помощью условия (40) дает

$$\langle v(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \rangle = \lambda^2 Q(\mathbf{r}) \delta^{(2)}(\mathbf{r}').$$

Тогда получаем окончательно уравнение для ПКФ

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{k} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r} \partial \mathbf{r}'} + \frac{ik}{2} [\bar{\varepsilon}(\mathbf{r}_1; z) - \bar{\varepsilon}(\mathbf{r}_2; z)] + \frac{\bar{\beta}(\mathbf{r}_1; z) + \bar{\beta}(\mathbf{r}_2; z)}{2} + \frac{\pi k^2}{4} H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) - \frac{\bar{\alpha}(\mathbf{r}_1; z)/2}{1 + B(\mathbf{r}_1, 0; z)/J_{\text{sat}}(\mathbf{r}_1; z)} - \frac{\bar{\alpha}(\mathbf{r}_2; z)/2}{1 + B(\mathbf{r}_2, 0; z)/J_{\text{sat}}(\mathbf{r}_2; z)} \right\} B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = \lambda^2 Q(\mathbf{r}; z) \delta(\mathbf{r}'), \quad (56)$$

где

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = \frac{A_{\varepsilon\varepsilon}(\mathbf{r}_1, 0; z) + A_{\varepsilon\varepsilon}(\mathbf{r}_2, 0; z) - 2A_{\varepsilon\varepsilon}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)}{2\pi} - \frac{A_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}_1, 0; z) + A_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}_2, 0; z) + 2A_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)}{2\pi k^2 [1 + B(\mathbf{r}, 0; z)/J_{\text{sat}}(\mathbf{r}_{\perp}, z)]^2} - \frac{A_{\beta\beta}(\mathbf{r}_1, 0; z) + A_{\beta\beta}(\mathbf{r}_2, 0; z) + 2A_{\beta\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)}{2\pi k^2} + i \frac{A_{\varepsilon\alpha}(\mathbf{r}_1, 0; z) - A_{\varepsilon\alpha}(\mathbf{r}_2, 0; z) + A_{\varepsilon\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) - A_{\varepsilon\alpha}(\mathbf{r}, -\mathbf{r}'; z)}{2\pi k [1 + B(\mathbf{r}, 0; z)/J_{\text{sat}}(\mathbf{r}_{\perp}, z)]} + \frac{A_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, 0; z) + A_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_2, 0; z) + A_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) + A_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, -\mathbf{r}'; z)}{2\pi k^2 [1 + B(\mathbf{r}, 0; z)/J_{\text{sat}}(\mathbf{r}_{\perp}, z)]} - i \frac{A_{\varepsilon\beta}(\mathbf{r}_1, 0; z) - A_{\varepsilon\beta}(\mathbf{r}_2, 0; z) + A_{\varepsilon\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) - A_{\varepsilon\beta}(\mathbf{r}, -\mathbf{r}'; z)}{2\pi k}. \quad (57)$$

Соотношение (57) выполняется, когда средняя плотность потока УСИ слабо меняется на расстоянии порядка поперечной длины корреляции параметров среды.

Поперечная часть кросс-корреляционной функции (55) в случае квазиоднородных флуктуаций среды, при котором средние параметры среды слабо меняются на расстоянии порядка $l_{\perp}$, имеет вид [40]

$$A_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = 2\pi \int \Phi_{mn}(\mathbf{r}, \rho_{\perp}, \rho_{\parallel} = 0, z) \exp(i\rho_{\perp} \mathbf{r}') d\rho_{\perp},$$

где

$$\Phi_{mn}(\mathbf{r}, \rho_{\perp}, \rho_{\parallel}, z) = (2\pi)^{-3} \int \langle \tilde{m}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \tilde{n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z') \rangle \times \exp[-i\rho_{\perp} \mathbf{r}' - i\rho_{\parallel}(z - z')] d\mathbf{r}' d(z - z')$$

— взаимный пространственный спектр флуктуаций $\tilde{m}$ и $\tilde{n}$. При гауссовой кросс-корреляционной функции

$$\langle \tilde{m}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \tilde{n}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z') \rangle = \sigma^2(\mathbf{r}, z) \exp \left[\frac{-|\mathbf{r}'|^2}{2l_{\perp}^2} - \frac{(z - z')^2}{2l_{\parallel}^2} \right],$$

где σ^2 — дисперсия, получаем

$$A_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = (2\pi)^{1/2} \sigma^2(\mathbf{r}, z) l_{\parallel}(\mathbf{r}, z) \exp \left[\frac{-|\mathbf{r}'|^2}{2l_{\perp}^2(\mathbf{r}, z)} \right]. \quad (58)$$

Итак, при линейном усилении уравнение для ПКФ (56) и параболическое уравнение (37) имеют одинаковую точность, а при влиянии насыщения усиления статистическая линейаризация ухудшает точность уравнения для ПКФ при $\tau_c > \tau_1, \tau_2$. Погрешность в определении средних энергетических характеристик УСИ, связанная со статистической линейаризацией при выводе уравнения для ПКФ, обсуждена в [83, 90] в отсутствие флуктуаций параметров среды. В [83] сравнивались результаты однократного решения уравнения (56) и многократного решения "точного" уравнения (37) методом статистических испытаний (Монте-Карло) с усреднением необходимых параметров по ансамблю реализаций спонтанного шума. Было показано, что статистическая линейаризация не искажает форму профиля

среднего углового распределения УСИ, но завышает абсолютные значения средней интенсивности УСИ. Это завышение максимально, когда интенсивность УСИ близка к интенсивности насыщения, и составляет $\sim 30\%$. В случаях менее и более глубокого насыщения погрешность уменьшается.

2.3.2. Анализ уравнения для ПКФ. Уравнение для ПКФ (56), в отличие от параболического уравнения (37) со случайным источником, имеет аналитические решения. Для этого, во-первых, представим профиль $\bar{\epsilon}$ внутри активной среды (при $|\mathbf{r}| \leq a$) в виде степенной функции

$$\bar{\epsilon}(\mathbf{r}) = \bar{\epsilon}_m(\mathbf{r}) = 1 - \Delta\epsilon \left(1 - \frac{|\mathbf{r}|^m}{a^m}\right), \quad (59)$$

где $m > 0$ (при $|\mathbf{r}| > a$ предполагается $\alpha_0 = 0$, $\bar{\epsilon} = 1$). Возьмем частный случай распределения (59), а именно дефокусирующий квадратичный профиль $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_2$. В качественных исследованиях динамики УСИ в среде РЛ он широко используется. Во-вторых, при значительном усилении, когда $\exp(\alpha_0 z) \gg 1$, распределенный источник в правой части уравнения (56) можно заменить на дельта-коррелированный источник, расположенный на торце РЛ:

$$B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; 0) = I_s(\mathbf{r}) \lambda^2 \delta^{(2)}(\mathbf{r}'), \quad (60)$$

где I_s — интенсивность (яркость) излучения источника. Тогда в отсутствие флуктуаций параметров среды и в пренебрежении усилением решение уравнения (56) для ПКФ УСИ, выходящего через противоположный торец РЛ, имеет вид [86–88]

$$B_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = \frac{q_s}{\zeta^2} F\left(\frac{kar'}{\zeta}\right) \exp\left[-ik\mathbf{r}\mathbf{r}' \frac{\cosh(z/z_r)}{\zeta}\right], \quad (61)$$

где $q_s = \int I_s(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \cong I_s S$ — сила излучения источника, S — площадь источника, $\zeta = z_r \sinh(z/z_r)$,

$$z_r = \frac{a}{(\Delta\epsilon)^{1/2}} \quad (62)$$

— рефракционная длина, определяющая характерное расстояние, пройденное лучом до его выхода из активной зоны. В случае аксиальной симметрии среды имеем

$$F(y) = \frac{\int_0^\infty I_s(ax) J_1(xy) x^2 dx}{\int_0^\infty I_s(ax) x dx}, \quad (63)$$

где J_1 — функция Бесселя. Выражение (63) является аналогом теоремы Ван Циттерта — Цернике [43, 89].

При $z < z_r$, когда $\sinh(z/z_r) \ll 1$, влияние рефракции слабое, и (61) приобретает вид

$$B_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = \frac{q_s}{z^2} F\left(\frac{kar'}{z}\right) \exp\left(-\frac{ik\mathbf{r}\mathbf{r}'}{z}\right). \quad (64)$$

Соотношения (61), (64) характерны для безграничного свободного пространства. Теперь учтем усиление при условии, что средние коэффициенты усиления $\bar{\alpha}_0$ и поглощения $\bar{\beta}$ однородны в поперечном сечении РЛ, т.е. имеют ступенчатые профили. Решение уравнения (56) для ПКФ УСИ, выходящего через торец РЛ, в пренебре-

жении волновыми эффектами, связанными с поперечной ограниченностью активной среды, имеет вид [91]

$$B_T(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = f(z) B_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z), \quad (65)$$

где f — фактор усиления. Подставляя (65) в (56), получаем уравнение для фактора усиления

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\bar{\alpha}_0}{1 + q_s f / J_{\text{sat}} \zeta^2} + \bar{\beta}\right) f(z) = 0, \quad (66)$$

совпадающее по форме с уравнением переноса в приближении углов видимости (14). Из сравнения (66) с (14) следует, что $I = I_s f$ и угол видимости источника $\Delta\Omega = S/\zeta^2$, а при слабой рефракции $\Delta\Omega = S/z^2$ (ср. с текстом после (13)). Как и основное уравнение (56), полученное из него уравнение (66) написано в приближении однонаправленного потока фотонов для режима накачки типа "бегущая волна". В противном случае уравнения (56) и (66) нужно дополнить уравнениями для ПКФ и фактора усиления поля встречного пучка по аналогии с (14).

Теперь учтем флуктуации параметров среды, допуская, что их поле статистически однородно, т.е. $H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \equiv H(\mathbf{r}')$. Тогда в приближении поперечно-неограниченной среды решение уравнения (56) ищется в виде [92]

$$B(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp; z) = B_T(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp; z) \exp[-V(\mathbf{r}'_\perp; z)], \quad (67)$$

где B_T определено в (65).

Подставив (61) в (56), получаем уравнение

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\mathbf{r}' \cosh(z/z_r)}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'}\right] V(\mathbf{r}'; z) = \frac{\pi k^2}{4} H(\mathbf{r}'),$$

уравнения характеристических кривых которого имеют вид

$$\frac{dz}{ds} = 1, \quad \frac{d\mathbf{r}'_\perp}{ds} = \mathbf{r}'_\perp \frac{\cosh(z/z_r)}{\zeta}, \quad \frac{dV}{ds} = \frac{\pi k^2}{4} H(\mathbf{r}'_\perp)$$

с условиями $z = 0$, $\mathbf{r}' = \mathbf{r}'_0$, $V(\mathbf{r}'_0; 0) = 0$ при $s = 0$. Из первых двух уравнений характеристик получаем $z = s$, $\mathbf{r}'_\perp = \mathbf{r}'_0 \sinh(s/z_r)$, с учетом чего из третьего уравнения характеристик находим

$$V(\mathbf{r}'; z) = -\frac{\pi k^2}{4} \int_0^1 dy H(y\mathbf{r}') \left[y^2 + \sinh^{-2}\left(\frac{z}{z_r}\right)\right]^{-1/2}. \quad (68)$$

Из анализа реальной части (57) видно, что вклад флуктуаций $\bar{\epsilon}$, $\bar{\alpha}_0$ и $\bar{\beta}$ в (56) сводится к сужению ПКФ по $\mathbf{r}'_\perp$, т.е. к уширению углового спектра и ухудшению когерентных свойств УСИ. Это происходит из-за того, что соответствующие слагаемые $H(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)$ растут с увеличением $\mathbf{r}'$. Наличие корреляции между $\bar{\alpha}_0$ и $\bar{\beta}$, наоборот, улучшает корреляционные свойства, так как член (57) с $A_{\alpha\beta}$ уменьшается с ростом $\mathbf{r}'$. Мнимые слагаемые в (57), отвечающие за корреляцию $\bar{\epsilon}$ с $\bar{\alpha}_0$ и $\bar{\epsilon}$ с $\bar{\beta}$, в определенном смысле аналогичны члену в (56), описывающему регулярную рефракцию на профиле $\bar{\epsilon}$. Они приводят к сдвигу угловых спектральных компонент УСИ.

Рассматривая (56) и (57) при $\mathbf{r}'_\perp = 0$, получаем локальные коэффициенты усиления и нерезонансного погло-

щения

$$\alpha(\mathbf{r}; z) = \frac{\bar{\alpha}_0(\mathbf{r}, z)}{1 + B(\mathbf{r}, 0; z)/J_{\text{sat}}} + \frac{A_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}, 0; z)}{2[1 + B(\mathbf{r}, 0; z)/J_{\text{sat}}]^2} + \frac{1}{2} A_{\beta\beta}(\mathbf{r}, 0; z),$$

$$\beta(\mathbf{r}; z) = \bar{\beta}(\mathbf{r}; z) + \frac{A_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, 0; z)}{2[1 + B(\mathbf{r}, 0; z)/J_{\text{sat}}]}.$$

Таким образом, при рассеянии УСИ на флуктуациях $\tilde{\alpha}_0$ и $\tilde{\beta}$ имеет место и дополнительное (по сравнению со средним уровнем) усиление, а наличие корреляции между $\tilde{\alpha}_0$ и $\tilde{\beta}$ ведет к дополнительному поглощению.

При численном интегрировании уравнения для ПКФ в случае больших чисел Френеля, когда поперечная длина когерентности заметно меньше ширины пучка, метод уравнения для ПКФ значительно "экономичнее" метода статистических испытаний параболического уравнения [83]. Это обусловлено не только отсутствием усреднения по ансамблю, но и меньшим числом точек на поперечной счетной сетке и значительно бóльшим шагом интегрирования по z . Как правило, рассматривается случай среды с одной поперечной координатой, однако имеются результаты и для аксиально-симметричной среды [87]. Для волнового подхода они являются единственными в литературе по РЛ.

3. Основные особенности динамики излучения в РЛ

Одной из важнейших характеристик УСИ является сила излучения, выходящего из РЛ в плоскости $z = \text{const}$ под углом $\theta = |\mathbf{n}_\perp|$ к оптической оси. В соответствии с тем, какой подход выбран для исследования динамики УСИ, она записывается в виде

$$q(\mathbf{n}_\perp, z) = \int I(\mathbf{n}, \mathbf{r}, z) d\mathbf{r} = \left\langle \left| \lambda^{-1} \int A(\mathbf{r}, z) \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 \right\rangle = \lambda^{-2} \iint B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) \exp(i\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (69)$$

где $\mathbf{k}_\perp = k\mathbf{n}_\perp$ — проекция волнового вектора $\mathbf{k}$ на поперечную плоскость. Сила излучения измеряется в Вт/ср. Она определяет угловую расходимость излучения, т.е. распределение его плотности потока в дальней зоне, и является одной из измеряемых в эксперименте величин. Выражение (69) описывает геометрооптический и волновой подходы через использование соотношения (46) при условии статистической квазиоднородности поля, когда плотность потока слабо меняется на расстоянии порядка поперечной длины пространственной когерентности L_c [41].

Мощность УСИ определяется как

$$P(z) = \int q(\mathbf{n}_\perp, z) \Omega_n = \int \langle |A(\mathbf{r}, z)|^2 \rangle d\mathbf{r} = \int B(\mathbf{r}, 0; z) d\mathbf{r}$$

и при интегрировании по времени дает энергию УСИ.

Длина когерентности L_c в окрестности точки $(\mathbf{r}, z)$ определяется по спаду коэффициента когерентности [43, 89]

$$\mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = \frac{|B(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z)|}{[B(\mathbf{r}_1, 0; z)B(\mathbf{r}_2, 0; z)]^{1/2}} \quad (70)$$

по $|\mathbf{r}'|$ от 1 (при $\mathbf{r}' = 0$) до определенного уровня. Если плотность потока слабо меняется на расстоянии порядка длины когерентности, т.е. при выполнении условия квазиоднородности, то из (46) следует оценка

$$L_c(\mathbf{r}, z) \approx \frac{1}{k\Delta\theta_{\text{loc}}}, \quad (71)$$

где $\Delta\theta_{\text{loc}}$ — полуширина углового распределения I в точке $(\mathbf{r}, z)$. Отметим, что формула (71) носит оценочный характер. Ее можно уверенно использовать лишь в случае, когда угловое распределение I имеет один характерный угловой масштаб $\Delta\theta_{\text{loc}}$. Если такой масштаб не один (например, распределение I состоит из узкого яркого керн и неярких, но длинных крыльев), то оценка (71) будет весьма завышенной. Стоит отметить, что величине $\Delta\theta_{\text{loc}}$ в (71) можно придать смысл локальной расходимости УСИ (хотя она и не является измеряемой величиной). В литературе часто используется формула $L_c(\mathbf{r}, z) \approx 1/(k\Delta\theta)$, где $\Delta\theta$ — общая расходимость пучка УСИ. Следует помнить, что угловая расходимость определяется самой ПКФ (см. (69)), а длина когерентности зависит от модуля ПКФ (см. (70)). Поэтому длина когерентности непосредственно связана с общей расходимостью пучка $\Delta\theta$ только при независимости $\Delta\theta_{\text{loc}}$ и угла максимума I от $\mathbf{r}$ в наиболее существенной части пучка. Отметим, что эти условия в случае УСИ часто не выполняются, поэтому соотношение $L_c(\mathbf{r}, z) \approx 1/(k\Delta\theta)$ в общем случае неприменимо.

3.1. Регулярная среда без рефракции

Расходимость и когерентность УСИ наиболее просто определяются в случае РЛ, в активной среде которого градиенты электронной плотности незначительны, что ведет к слабой рефракции УСИ. Для реализованных РЛ [11–19], как правило, выполняется условие больших чисел Френеля $N_F = ka^2/z \gg 1$, где $2a$ и z — поперечный размер и длина активной зоны, т.е. дифракционные эффекты на апертуре РЛ малы. Мелкомасштабными флуктуациями параметров среды здесь пренебрегаем, поэтому в данном разделе $\alpha_0 = \bar{\alpha}_0$, $\beta = \bar{\beta}$.

3.1.1. Расходимость и мощность. Расходимость УСИ $\Delta\theta$ в РЛ, как и в беззеркальном лазере ИК диапазона [33], во многом характеризуется аспектным отношением $\theta_g = 2a/z$. При $a \sim 100$ мкм и z в несколько сантиметров получаем величину $\theta_g \sim 1$ –10 мрад, которая на несколько порядков превышает дифракционный предел. При заметных $\alpha_0 z$ в отсутствие насыщения УСИ, выходящее через торец активной среды, является доминирующим, а УСИ, выходящее через боковую поверхность, испытывает гораздо меньшее усиление. Общая расходимость УСИ характеризуется величиной θ_g . Угловое распределение торцевого УСИ при однородном усилении описывается функцией, имеющей максимум при $\theta = 0$ и с ростом θ монотонно спадающей до нуля при $\theta = \theta_g$:

$$q_{\text{end}}(\theta, z) = q_0(z) [\arccos \chi - \chi(1 - \chi^2)^{1/2}], \quad (72)$$

где $\chi = \theta/\theta_g$. Чтобы учесть влияние шума в объеме среды, существенное при небольших $\alpha_0 z$, соотношение (72) необходимо проинтегрировать по z .

Из (8) следует, что нарастание осевой силы излучения $q_0(z) \equiv q(0; z)$ с увеличением z носит экспоненциальный

характер:

$$q_0(z) = \frac{Q_0}{\alpha_0} [\exp(\alpha_0 z) - 1], \quad (73)$$

где величиной β можно пренебречь (или включить ее в α_0). Выражение (73) относится к частотной компоненте излучения в пределах спектральной линии. Если рентгеновская линия слишком узка для экспериментального разрешения, то необходимо учесть зависимость α_0 и Q_0 от частоты (см. (9) и (10)). Результат интегрирования уравнения (73) по частоте, справедливый для любой формы линии с узким профилем, имеет вид [93]

$$\int q_0(z) \omega = \frac{Q_0}{\alpha_0} \frac{[\exp(\alpha_0 z) - 1]^{3/2}}{[\alpha_0 z \exp(\alpha_0 z)]^{1/2}},$$

где величины α_0 и Q_0 в правой части относятся уже к центру спектральной линии. Получение зависимости такого типа в эксперименте служит наиболее весомым доказательством существования лазерного эффекта в плазме [15].

С увеличением длины РЛ или ростом α_0 , когда $\alpha_0 z$ достигает значений $\sim 15-20$, наблюдается насыщение усиления. УСИ начинает влиять на населенности лазерных уровней, снижая реальный коэффициент усиления. Рассматривая режим накачки "бегущая волна", в системе уравнений (14) полагаем $I^+ = I$, $I^- = 0$, $\Delta\Omega(z) = S/z^2$. Тогда она сводится к одному уравнению для интенсивности в центре линии (ср. с (66))

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\alpha_0}{1 + I(z)S/(J_{\text{sat}} z^2)} + \beta \right] I(z) = 0. \quad (74)$$

При слабых нерезонансных потерях ($\beta z \ll 1$) и глубоком насыщении усиления решение (74) приводит к выражению

$$q_0(z) = I(z)S \approx \frac{\alpha_0 z^3}{3} J_{\text{sat}},$$

которое не зависит от мощности шума, а определяется запасом инверсии в среде и величиной интенсивности насыщения. Бурный экспоненциальный рост $q_0(z)$ (73) сменяется при насыщении усиления более умеренным кубическим ростом. Для мощностей торцевого и бокового УСИ тогда имеем соотношения

$$P_{\text{end}}(z) = q_0(z)\Delta\Omega(z) \approx \frac{\alpha_0 z}{3} P_{\text{sat}},$$

$$P_{\text{side}}(z) \approx \alpha_0 \left[\frac{2z}{3} - z_{\text{sat}} \right] P_{\text{sat}}, \quad (75)$$

где $P_{\text{sat}} = SJ_{\text{sat}}$ и z_{sat} — мощность и длина насыщения. Мощность торцевого УСИ линейно растет по z . Из (75) следует важный вывод, что через торец РЛ выходит примерно треть полной мощности УСИ $P(z) \approx \alpha_0 z P_{\text{sat}}$ (см. также [94, 95]). Через боковую поверхность активной среды выходит примерно две трети полной мощности. Угловое распределение торцевого УСИ по-прежнему характеризуется соотношениями (71). Так как доля УСИ, выходящего через боковую поверхность РЛ, возрастает при влиянии насыщения усиления, то полная расходимость УСИ превышает величину θ_g .

Если не используется режим накачки типа "бегущая волна", то при насыщении усиления необходимо учесть взаимное влияние потоков УСИ, распространяющихся во встречных направлениях. Решение системы (14) в

вышеуказанных приближениях дает

$$P_{\text{end}}^+(z) = P_{\text{end}}^-(z) \approx \frac{3\alpha_0 z}{8} P_{\text{sat}}.$$

При существенных нерезонансных потерях, когда $\beta z > 1$, имеем [91]

$$P_{\text{end}}(z) \approx \frac{\alpha_0}{\beta} P_{\text{sat}}. \quad (76)$$

$$P_{\text{side}}(z) \approx \frac{\alpha_0}{\beta} [2 \ln(\beta z) - 2 - \beta z_{\text{sat}}] P_{\text{sat}}.$$

Мощность торцевого УСИ стремится к постоянному значению. Но даже при полном прекращении нарастания P_{end} рост полной мощности $P(z)$ может продолжаться за счет геометрического вывода УСИ через боковую поверхность и увеличения P_{side} , носящего логарифмический характер. Длину РЛ можно увеличивать и при $\beta z \gg 1$ до $z \sim ka^2$, пока не начнет играть роль дифракция, так как при постоянной P_{end} величина q_0 продолжает расти за счет уменьшения расходимости. При дальнейшем увеличении z в дифракционном режиме рост q_0 прекратится, а некоторое увеличение P_{side} продолжится вследствие дифракционного вывода УСИ через боковую поверхность.

3.1.2. Когерентность. Как видно из (65), в геометрикооптическом приближении однородное усиление влияет на амплитуду поля торцевого УСИ, а не на его фазу. Коэффициент когерентности торцевого УСИ в пренебрежении объемным шумом и при однородном источнике определяется из (70) на основе (63). В приближении однородности источника из (63) следует

$$\mu(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; z) = 2 \left| \frac{J_1(ka'z/z)}{(ka'z/z)} \right|,$$

где J_1 — функция Бесселя. Отсюда характерная длина когерентности УСИ на выходе лазера:

$$L_c(z) \approx \frac{z}{ka}, \quad (77)$$

т.е. УСИ представляет собой суперпозицию $\sim N_F^2$ поперечных мод. Когерентные свойства УСИ такие же, как и в свободном пространстве [43, 89]. Соотношение (77) остается в силе при наличии насыщения усиления и учете объемного шума и влияния встречного пучка, как показали численные расчеты стохастических параболических уравнений (37) [85].

Для $\lambda = 0,2-100$ нм, $z \sim 5$ см и $a \sim 100$ мкм величина $L_c(z)$ лежит в интервале $\sim 0,02-8$ мкм. Экспериментально определить длину когерентности такого малого масштаба проблематично, поэтому измерение когерентности ведется на удалении от РЛ, где обычно выполняется условие дальней зоны. В приосевой области дальней зоны ($\theta = 0$) имеем согласно (64)

$$L_c(Z) \approx \frac{Z}{ka}, \quad (78)$$

где Z — расстояние от выхода РЛ до плоскости измерения. Таким образом, удаление от РЛ позволяет увеличить длину когерентности в Z/z раз, но ценой снижения плотности потока УСИ в $(Z/z)^2$ раз. Мощность когерентного УСИ, определяемая как интеграл от плотности

потока по площади когерентности, при удалении от РЛ остается постоянной.

Качество пучка довольно чувствительно к профилю α_0 . При профиле α_0 в РЛ, близком к ступенчатому, боковое УСИ в дальней зоне имеет повышенную степень когерентности по сравнению с торцевым УСИ [96]. По мере удаления от центра пучка ($\theta = 0$) на периферию $L_c(Z)$ растет, достигает максимума при $\theta = \theta_g$, а далее спадает. Отношение $L_c(Z)$ при $\theta = \theta_g$ и при $\theta = 0$ составляет $\sim \alpha_0 z$ раз при линейном усилении и 2–3 раза при глубоком насыщении. Когерентная мощность УСИ, таким образом, остается примерно постоянной и в поперечном сечении пучка УСИ при $\theta \leq \theta_g$.

При линейном усилении колоколообразная неоднородность усиления приводит к дополнительной пространственной селекции УСИ, "затягиванию" его в окрестность максимума α_0 , что уменьшает расходимость и повышает степень когерентности [89]. Например, при квадратичном профиле α_0 на выходе РЛ [80, 81]

$$L_c(z) \approx \left[\frac{\alpha_0(0)z}{3} \right]^{1/2} \frac{z}{ka},$$

т.е. обычный линейный закон (77) сменяется зависимостью $\sim z^{3/2}$. Из-за уменьшения размера выходного источника величина $L_c(Z)$ в дальней зоне увеличивается по сравнению с (78), при этом приосевой провал в распределении $L_c(Z)$ в поперечном сечении пучка не наблюдается [96]. Насыщение усиления делает профиль усиления более крутым, что ведет к ухудшению когерентных свойств и приближению к случаю (77), (78).

3.2. Регулярная симметричная среда с рефракцией

В РЛ на переходах 3p–3s Ne-подобных ионов и 4d–4p Ni-подобных ионов плотность электронов, требуемая для достижения инверсной заселенности, довольно высока: $\sim 10^{20} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ [15]. В первых экспериментах Ливерморской лаборатории использовалась мишень в виде тонкой фольги [5, 6, 10–12] (схема эксперимента показана на рис.1). Фольга взрывается при двух- или одностороннем облучении излучением накачки с длиной волны 0,53 мкм, длиной импульса $\sim 0,5$ нс и плотностью потока на фольге $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$. Ширина линии облучения по оси y составляет $\sim 100 - 300$ мкм. Вследствие сквозного "прогорания" и двухстороннего разлета образующейся плазмы профили ее параметров примерно симметричны относительно плоскости мишени. Образующийся градиент $N_e(x)$ в разлетающейся плазме обычно достаточен, чтобы влияние регулярной рефракции излучения оказалось ощутимым при длине РЛ z в несколько сантиметров.

В РЛ на Ne-подобных ионах при использовании мишени в виде взрывающейся фольги распределение $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_2$ из (59) приблизительно описывает реальный профиль $\bar{\epsilon}$ в перпендикулярном фольге направлении x . На рисунке 3 показано экспериментальное распределение электронной плотности $N_e(x)$ в РЛ на Ne-подобном селене через 100 пс после окончания импульса накачки [6] (+) и его квадратичная аппроксимация (—).

3.2.1. Расходимость и мощность. Как указано выше, свободно разлетающийся в вакуум плазменный шнур с нарастающим к периферии показателем преломления представляет собой дефокусирующую среду. Рассмотр-

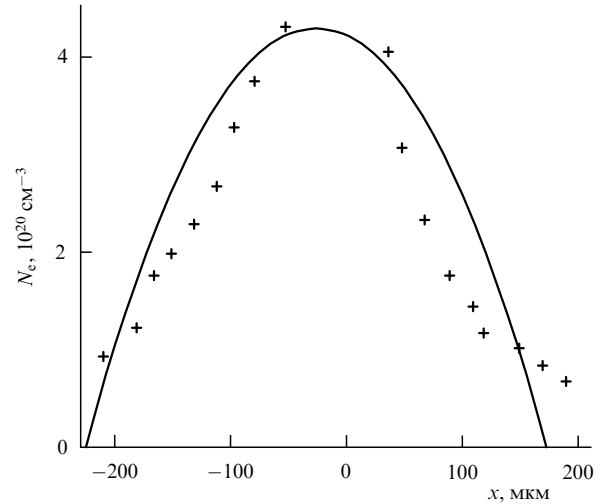


Рис. 3. Экспериментальное распределение электронной плотности N_e в перпендикулярном фольге направлении для РЛ на Ne-подобном селене через 100 пс после окончания импульса накачки [6] (+) и его квадратичная аппроксимация (—).

рим плоскую среду с $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}(x)$, где $\bar{\epsilon} \rightarrow 1$ при $x \rightarrow \infty$. Мелкомасштабными флуктуациями параметров среды пренебрегаем, считая $\alpha_0 = \bar{\alpha}_0$, $\beta = \bar{\beta}$. Положим, что, выйдя из среды при $x \rightarrow \infty$, луч распространяется под углом θ_1 к оптической оси. Тогда из (2) нетрудно получить [97]

$$\frac{dz}{dx} = \left[\frac{\bar{\epsilon}(x)}{\cos^2 \theta_1} - 1 \right]^{-1/2}.$$

Из последнего уравнения следует, что данный луч был параллелен оси в точке x_0 , где $\bar{\epsilon}(x_0) = \cos^2 \theta_1$, откуда $\sin^2 \theta_1 = 1 - \bar{\epsilon}(x_0) = \Delta \epsilon_0$, или, в малоугловом приближении, $\theta_1 = (\Delta \epsilon)^{1/2}$. Таким образом, луч, испущенный в точке с $\nabla \bar{\epsilon} \neq 0$ параллельно оптической оси, покидает среду под углом $(\Delta \epsilon_0)^{1/2}$, который не зависит от профиля $\bar{\epsilon}$ и определяется только поперечным перепадом $\bar{\epsilon}$.

Дефокусирующая рефракция приводит к искривлению траектории луча и преждевременному выходу его в периферийные области пространства. Так как зона усиления сконцентрирована в сравнительно узкой по поперечной координате области плазмы, то рефракционное вытеснение лучей на периферию плазменного шнура ведет к нежелательному сокращению длины усиления луча и уменьшению мощности и яркости УСИ.

Качественно оценить суть влияния рефракции на интегральные параметры излучения помогает анализ распространения волн непосредственно с помощью волнового уравнения (18). Подставляя в (18) $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{i}_E E(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)$, получаем уравнение Гельмгольца для монохроматического излучения в неусиливающей и непоглощающей среде

$$\nabla^2 E - k^2 \bar{\epsilon} E = 0,$$

которое допускает аналитическое решение в случае плоского слоя Эпштейна с $\bar{\epsilon}(x) = 1 - \Delta \epsilon / \cosh^2(x/d)$. Основная мода этого решения имеет вид [98]

$$E \sim \cosh\left(\frac{x}{d}\right) \exp\left[ikz\left(1 - \frac{\Delta \epsilon}{2}\right) - (\Delta \epsilon)^{1/2} \frac{z}{2d}\right],$$

где $s = -1/2 - ikd(\Delta\epsilon)^{1/2}$. Она экспоненциально убывает по z с коэффициентом по интенсивности $(\Delta\epsilon)^{1/2}/d$. На этом основании в [98] был сделан важный вывод о рефракции в плазменном шнуре как об аналоге нерезонансных потерь (с точки зрения влияния на интенсивность излучения), которые повышают порог усиления основной моды.

В случае УСИ рассмотрим ПКФ (65) с учетом (61) и (66), полученную для квадратичного профиля $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_2$ из (59). Согласно (61) при $z < z_r$ ($\sinh \tilde{z} \ll 1$) влияние рефракции на УСИ мало. Роль рефракции как аналога нерезонансного поглощения потерь при линейном усилении имеет место, если $\sinh \tilde{z} \gg 1$. При этом плотность потока торцевого УСИ и осевая сила излучения изменяются с длиной лазера как $\exp(\alpha_0 z - 2z/z_r)$. Они нарастают по z экспоненциально при $\alpha_0 z_r > 2$, но вследствие рефракционного вывода УСИ из зоны усиления наблюдаемый коэффициент усиления уменьшается на величину коэффициента рефракционных потерь

$$\beta_r = \frac{2(\Delta\epsilon)^{1/2}}{a} = \frac{2}{z_r}. \quad (79)$$

В случае $\alpha_0 z_r < 2$ рефракционные потери доминируют над усилением, и лазерный эффект не проявляется вообще, несмотря на наличие положительного коэффициента усиления α_0 .

Подставляя (65) с учетом (61) в (69), получаем, что расходимость торцевого УСИ, образующего приосевой пик в диаграмме направленности, при сильной рефракции ($\sinh \tilde{z} \gg 1$) не меняется с увеличением z и равна $\Delta\theta = \theta_r$, где $\theta_r = (\Delta\epsilon)^{1/2}$ — рефракционный угол. При $z > 2z_r$ величина θ_r превышает характерное для однородной среды геометрическое значение расходимости θ_g . Следовательно, рефракция приводит не только к снижению яркости и мощности, но и к ухудшению расходимости торцевого УСИ.

В работе [45] методом лучевой оптики было рассмотрено формирование УСИ при линейном усилении в двумерной среде с квадратичными распределениями $\bar{\epsilon}$ и α_0 . Было показано, что угловая ширина приосевого пика, отвечающего торцевому УСИ, равна $\theta_r/G_r^{1/2}$, где $G_r = \alpha_0(0)z_r$, т.е. в $G_r^{1/2}$ меньше, чем при однородном профиле α_0 . Это связано с тем, что при колоколообразном профиле α_0 УСИ "втягивается" в область повышенного усиления, что ведет к уменьшению расходимости. Рассмотрение усиления гауссова пучка показывает [99], что при определенных условиях, накладываемых на параметры квадратичных профилей $\bar{\epsilon}$ и α_0 , в принципе можно получить каналирование пучка за счет усиления без рефракционной дефокусировки. Однако экспериментальная реализация предложения [99] является трудноосуществимой.

Общая картина ухудшения расходимости вследствие рефракции дополняется еще тем, что УСИ, вышедшее через боковую поверхность лазера, образует боковые пики при $\theta \approx \pm\theta_r$ [45]. Угловое распределение бокового УСИ при $G_r > 1$ и $z > 3z_r$ имеет вид

$$q_{\text{side}}(\theta) \approx q_0 \frac{1}{G_r} \exp\left(G - \frac{G_r}{2}\right) \times \\ \times \exp\left[-\frac{G_r}{8 \exp(-2z/z_r)} \left(\frac{\theta}{\theta_r} - 1\right)^2\right].$$

Оно экспоненциально обостряется с ростом z . Отношение мощностей бокового $P_{\text{side}}(z)$ и торцевого $P_{\text{end}}(z)$ УСИ с ростом z стремится к постоянной величине:

$$\frac{P_{\text{side}}}{P_{\text{end}}} = \frac{\sqrt{2/(\pi G_r)} \exp(-G_r/2)}{(G_r - 1) \operatorname{erf}(\sqrt{G_r/2})},$$

которая резко уменьшается с ростом G_r . Отношение силы излучения в боковом пике к аналогичной величине при квадратичном профиле α_0 равно $\exp(z/z_r)/[2\pi \exp(G_r/2)]$, тогда как при однородном профиле $\alpha_0 = \exp(z/z_r)/(4G_r)$ [100]. При сильной рефракции узкий маломощный боковой пик в угловом распределении УСИ возвышается над широким мощным приосевым пиком.

Несмотря на одинаковые последствия для осевой силы излучения, рефракция отличается от нерезонансного поглощения в среде тем, что излучение не теряется внутри активной среды, а "вытесняется" через ее боковую поверхность. При насыщении усиления это отличие представляет особый интерес в связи с тем, что рефракция может снимать ограничение на полную мощность излучения РЛ [98], существующее для среды без рефракции, так как там насыщается $P_{\text{end}}(z)$ и наблюдается слабый логарифмический рост $P_{\text{side}}(z)$ (см. (76)). В случае $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_2$ и однородного α_0 из решения уравнения (66) следует при $z > z_r$ [91]

$$P_{\text{end}}(z) \approx \frac{\alpha_0}{\beta + \beta_r} P_{\text{sat}}, \\ P_{\text{side}}(z) \approx \alpha_0 \left(\frac{\beta_r z}{\beta + \beta_r} - z_{\text{sat}} - \frac{1}{\beta_r} \right) P_{\text{sat}}. \quad (80)$$

При $\beta z \ll 1$ рефракция не влияет на полную мощность УСИ, а только иначе распределяет ее между P_{end} и P_{side} (ср. с (75)). При $\beta z > 1$ из (80) следует не слабый логарифмический, а более быстрый линейный рост P_{side} . Полная мощность растет, таким образом, линейно с увеличением z , подтверждая качественный вывод [98], и боковое УСИ доминирует над торцевым.

В дальней зоне образуются мощные внеосевые пики интенсивности, главный вклад в которые дает боковое УСИ и положение которых приходится на углы $\theta \approx \pm\theta_r$ (в аксиально-симметричной среде образуется кольцевая структура углового распределения). Полуширина бокового пика на полувывоте [100]:

$$\Delta\theta \approx 8 \left(\frac{\pi}{4} \right)^{n-2} \theta_r \exp\left(-\frac{z}{z_r}\right).$$

Она может быть заметно меньше значений характерных углов θ_g и θ_r . Таким образом, полезное излучение может сниматься распределенным образом, через боковую поверхность. Численное решение параболических уравнений [84] показало, что при учете влияния встречного пучка качественная структура углового распределения интенсивности УСИ сохраняется.

Эксперименты с РЛ на Ne-подобном селене ($\lambda = 20,6; 20,9$ нм) в Ливерморской лаборатории показали, что в дальней зоне происходит расщепление пучка УСИ в направлении x , перпендикулярном фольге (см. рис. 1). С увеличением z в распределении интенсивности УСИ появляются два пика по обе стороны от оси РЛ, разделенные провалом на оси [10–12, 101, 102]. На

рисунке 4 показано интегральное по времени экспериментальное распределение силы излучения по x для РЛ на Ne-подобном селене при $\lambda = 20,6$ нм [102]. Расходимость УСИ $\Delta\theta_x$ равна около 10 мрад. Определенная асимметрия профиля $q(x)$ связана с тем, что рабочий материал (селен) был напылен на подложку из формвара ($C_{10}H_{16}O_5$). Это ведет к некоторой асимметрии разлета плазмы и расположения зоны усиления. Расщепление пучка является неожиданным, так как численные расчеты и оценки при $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_2$ дают распределение УСИ с одним приосевым максимумом.

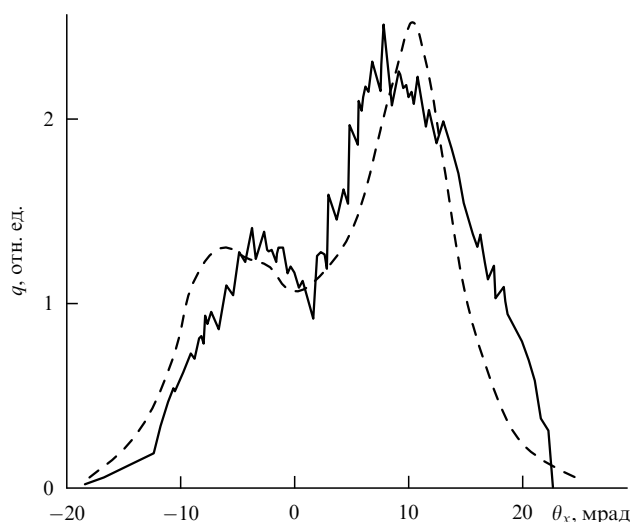


Рис. 4. Распределение интегральной по времени силы излучения q в перпендикулярном фольге направлении для РЛ на Ne-подобном селене длины $z = 3$ см в эксперименте [102] (—) и в расчете [104] (---).

Во-первых, расщепление пучка можно было бы объяснить неоднородным распределением коэффициента усиления по x , имеющим приосевую провал [12, 45]. При этом УСИ формируется в основном во внеосевых областях с повышенным α_0 , где градиент $\bar{\varepsilon}$ отклоняет лучи от оси. В приосевой области, где рефракция слаба, интенсивность УСИ мала. Но при таком объяснении эффекта подвергается сомнению верность модели кинетики, так как кинетические расчеты дают колоколообразный профиль $\alpha_0(x)$ с максимумом на оси. И, кроме того, экспериментальное распределение УСИ в ближней зоне не содержит ярко выраженных внеосевых максимумов [102].

Во-вторых, расщепление пучка при колоколообразном профиле α и $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_2$ можно объяснить рефракционным выводом УСИ при насыщении усиления [45, 84, 91]. При этом максимум УСИ, выходящего через торец лазера, приходится на нулевой угол. УСИ, выходящее через боковую поверхность лазера, может образовать яркие внеосевые пики лишь при насыщении усиления (см. (80)). Серьезным аргументом против ключевого характера такой интерпретации является то, что в эксперименте пучок УСИ начинает расщепляться при таких z , когда насыщение еще не наблюдается. Расщепление пучка УСИ при $z = 3$ см в расчете [84] отсутствует, хотя оно ярко выражено в эксперименте [10, 101].

В-третьих, было обнаружено, что на профиль углового распределения УСИ оказывает сильное влияние

форма профиля $\bar{\varepsilon}$. В отличие от случая профиля $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_2$, при профиле $\bar{\varepsilon}$, имеющем заметную неоднородность в приосевой области активной среды, например, при линейном профиле, торцевое УСИ обнаруживает провал на оси и внеосевые пики [86, 103]. Более того, появление осевого провала в торцевом УСИ наблюдается и при гладких профилях $\bar{\varepsilon}$ типа (59), изменяющихся по закону слабее квадратичного, т.е. при $m < 2$ [104]. Чем ближе m к 2, тем при большем z начинается появление провала. Центр внеосевого пика с увеличением z смещается к величине рефракционного угла. Так как боковое УСИ по-прежнему образует боковые пики с центрами при $\theta \approx \pm\theta_r$, то при $m < 2$ пучок УСИ в целом приобретает осевой провал в дальней зоне. При $m > 2$ в угловом спектре наряду с боковыми пиками присутствует и приосевый пик. Коэффициент рефракционных потерь β_r больше (при $m < 2$) или меньше (при $m > 2$) значения (79), полученного для квадратичного профиля $\bar{\varepsilon}$.

Наличие линейных и вогнутых участков в профиле N_e , т.е. с изменением по закону, который гораздо слабее квадратичного ($m < 2$), имеет определенное экспериментальное подтверждение (см. рис. 3). Тогда торцевое УСИ расщепляется и при насыщении усиления, и в его отсутствие. Использование экспериментального профиля $\bar{\varepsilon}$ в расчетах [104] обеспечивает качественное согласие с экспериментальными угловыми спектрами УСИ [10, 101, 102] (см. рис. 4). Отметим, что расщеплению пучка УСИ может также способствовать нестационарность условий в плазме во время генерации [10, 102].

Экспериментальное угловое распределение интенсивности УСИ в направлении y , параллельном плоскости фольги (см. рис. 1), имеет симметричный колоколообразный вид с максимумом на оси [10, 101]. При $z = 3$ см расходимость $\Delta\theta_y$ составляет около 20 мрад, что также является неожиданным. Генерация рентгеновского излучения происходит во время действия импульса накачки и составляет $\sim 0,2$ нс [10]. Ко времени начала генерации и в течение ее плазма не успевает заметно разлететься в направлении y [6], поэтому ширина зоны усиления по y не может заметно превышать ширину линии облучения мишени излучением накачки. Профиль $\bar{\varepsilon}(y)$ должен быть достаточно крутым (типа (59) при $m > 2$), и роль рефракции менее важна, чем при $m = 2$. Геометрическая расходимость при ширине линии облучения 200 мкм составляет $\theta_g \approx 7$ мрад, что заметно меньше наблюдаемого экспериментального значения.

3.2.2. Когерентность. Коэффициент когерентности торцевого УСИ в пренебрежении объемным шумом при $\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_2$ и однородном усилении и источнике находится из (70) с учетом (61):

$$\mu(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp; z) = 2 \left| \frac{J_1(kar'_\perp/\zeta)}{kar'_\perp/\zeta} \right|,$$

откуда длина когерентности УСИ на выходе РЛ есть

$$L_c(z) \approx \frac{\zeta}{ka} = \frac{z_r \sinh(z/z_r)}{ka}. \quad (81)$$

Из сравнения (81) с (77) заключаем, что наличие дефокусирующей рефракции ведет к резкому увеличению длины когерентности торцевого УСИ. При сильной рефракции $L_c(z)$ растет экспоненциально. Значение $L_c(z) \sim a$ имеет место при длине РЛ $z \sim z_r \ln(ka^2/z_r)$, которую вполне

возможно реализовать в эксперименте. Таким образом, рефракционная селекция мод, сопровождающаяся снижением плотности потока УСИ и увеличением расходимости, в то же время является эффективным механизмом улучшения когерентности. При квадратичном профиле α_0 и линейном усилении длина когерентности УСИ с использованием оценки (71) при $\sinh(z/z_r) \gg 2z/z_r$ имеет вид [80]

$$L_c(z) \approx \left(\frac{G_r}{8}\right)^{1/2} \frac{z_r}{ka} \exp\left(\frac{z}{z_r}\right).$$

По сравнению со случаем однородного профиля α_0 (81) $L_c(z)$ для квадратичного профиля увеличивается в $\sim (G_r)^{1/2}$ раз.

Когда $L_c(z)$ много меньше характерной ширины пучка УСИ, мощность когерентного УСИ на выходе лазера имеет вид

$$P_c \approx S_\omega \frac{\lambda}{4} (\exp(\alpha_0 z) - 1),$$

т.е. в низкокогерентном случае когерентная мощность не зависит от геометрии среды и наличия рефракции. При достаточно высоких z , когда $L_c(z)$ достигает размера пучка,

$$P_c \approx S_\omega 2 \left(\frac{\pi a \theta_r}{\alpha_0 z_r}\right)^2 \frac{\exp(\alpha_0 z) - 1}{\sinh(2z/z_r) - 2(z/z_r)},$$

т.е. в высококогерентном режиме, когерентная мощность резко уменьшается с ростом рефракционных потерь (заметим, что здесь приближение геометрической оптики уже перестает выполняться).

Согласно [96] в приосевой области дальней зоны, где основной вклад дает торцевое УСИ, при поперечно-однородном усилении имеем

$$L_c(Z) \approx Z \frac{\cosh(z/z_r)}{ka}, \quad (82)$$

т.е. когерентность при наличии рефракции существенно выше, чем в ее отсутствие (ср. с (78)). При неквадратичных профилях $\bar{\epsilon}$ (59) приосевое значение $L_c(Z)$ дополнительно увеличивается (при $m < 2$) или уменьшается (при $m > 2$).

Когерентность УСИ в дальней зоне значительно изменяется в поперечном сечении пучка [96, 105]. В направлении $\theta = \theta_r$, где сила излучения максимальна, коэффициент когерентности имеет вид [96]

$$\mu = \left| \sinh \frac{kaX'}{2Z \cosh(z/z_r)} + \frac{\cosh(z/z_r)}{\gamma z_r - ikaX'/Z} \right| \times \left(1 + \frac{\cosh(z/z_r)}{\gamma z_r} \right)^{-1}, \quad (83)$$

где $\gamma = \alpha_0$ при линейном усилении и $\gamma = 1/z_r$ при глубоком насыщении. Когда $\gamma z_r \ll \cosh(z/z_r)$, то $L_c(Z) \approx 2Z\gamma z_r/ka$, т.е. не зависит от z и значительно меньше $L_c(Z)$ в приосевой области (82). Когерентность УСИ здесь слабо зависит от формы профиля $\bar{\epsilon}$. Таким образом, область пучка с повышенной силой излучения характеризуется более низкой когерентностью, и наоборот; поэтому приближенно можно считать, что когерентная мощность не зависит от профиля $\bar{\epsilon}$ при $\theta \leq \theta_r$.

На рисунке 5 показано интегральное по времени экспериментальное распределение коэффициента коге-

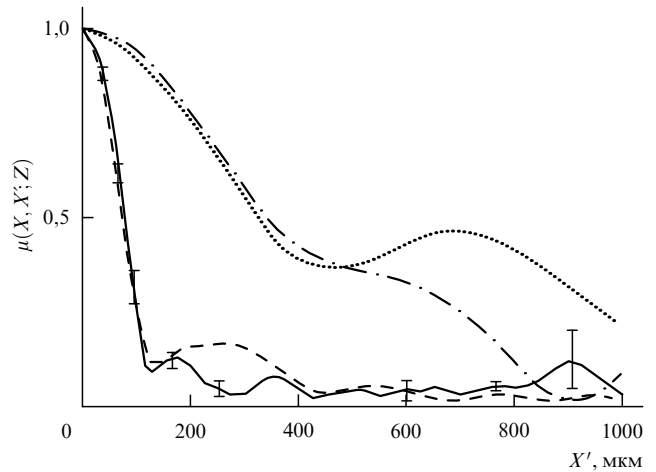


Рис. 5. Распределение коэффициента когерентности μ на расстоянии $Z = 113,6$ см от РЛ на Ne-подобном селене при $z = 4$ см, $\theta = X/Z = 8$ мрад в перпендикулярном фольге направлении: эксперимент [106] (—); расчет [106] при $\Delta\epsilon = 2 \times 10^{-4}$ (---); расчеты [96] при $\Delta\epsilon = 2 \times 10^{-4}$ (· · · · ·) и $\Delta\epsilon = 6,4 \times 10^{-5}$ (- - -).

рентности $\mu(X, X'; Z)$ в РЛ на Ne-подобном селене при $z = 4$ см ($\lambda = 20,6; 20,9$ нм) [106]. Измерения проводились на расстоянии $Z = 113,6$ см от РЛ в перпендикулярном фольге направлении при $\theta = X/Z = 8$ мрад, т.е. в окрестности точки, где сила излучения максимальна (см. рис. 4). Анализировалась дифракционная картина УСИ после прохождения дифракционной решетки с переменным шагом. Профиль μ по X' имеет вид (83), т.е. состоит из узкого ядра и длинного низкокогерентного крыла. Длина когерентности составляет около 40 мкм. В [106] проведен расчет методом параболического уравнения [84] с учетом встречного пучка при насыщении усиления неоднородного профиля α_0 и $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_2$ при $\Delta\epsilon = 2 \times 10^{-4}$. ПКФ-метод в аналогичных условиях (кроме учета встречного пучка) дал распределение μ [96], очень близкое к когерентной области к полученному в расчете [106]. Оба расчетных профиля μ показывают резкое отличие от эксперимента, завышая длину когерентности примерно в 5 раз (см. рис. 5). Это происходит, потому что использованное в расчетах значение $\Delta\epsilon = 2 \times 10^{-4}$, качественно отвечающее моменту максимального усиления, дает угол максимальной силы излучения $\theta_r = 14$ мрад, а не 8 мрад. Это и приводит к завышению степени когерентности и к ошибке в моделировании интегрального по времени распределения. Расчет, проведенный в [96] при $\Delta\epsilon = 6,4 \times 10^{-5}$, когда $\theta_r = 8$ мрад, показал неплохое совпадение с экспериментом (см. рис. 5). В эксперименте также не было обнаружено заметного изменения степени когерентности при увеличении z от 3 до 7,5 см, что находится в соответствии с теорией [96].

Когерентность в эксперименте [106] в направлении, параллельном фольге, представляет трудность для анализа так же, как и расходимость. Например, размер источника на выходе РЛ, оцениваемый по ширине ядра в распределении μ , вдвое превышает ширину линии облучения 300 мкм. При сужении линии облучения до 100 мкм наблюдается улучшение когерентности в 6 раз, и оцениваемый размер источника отвечает ширине линии облучения.

3.3. Регулярная асимметричная среда с рефракцией

В дальнейших экспериментах был сделан переход от мишеней в виде тонких фольг к мишеням в виде достаточно толстых пластин (*slabs*), облучаемых с одной стороны [47, 107, 108]. В случае мишеней из химических элементов с небольшими зарядами ядра это позволило снизить требуемую интенсивность накачки по сравнению со случаем тонкой фольги (до $\sim 5 \times (10^{12} - 10^{13})$ Вт/см²) и увеличить длительность генерации рентгеновского излучения в Ne-подобных ионах при сравнимых коэффициентах усиления. Однако при одностороннем разлете плазмы профиль N_e в зоне усиления резко асимметричен. В этих условиях происходит угловое смещение пучка УСИ в целом и вытеснение его из зоны усиления [47, 108]. По сравнению со случаем тонкой фольги эффективность работы РЛ в случае толстой мишени более существенно сдерживается рефракцией при увеличении длины РЛ.

РЛ на переходе $3p-3s$ Ne-подобного иттрия при использовании мишени в виде тонкой фольги характеризуется высокой степенью монохроматичности (в нем резко доминирует одна линия $J = 2-1$, $\lambda = 15,5$ нм) [10]. В работе [48] было использовано одностороннее облучение на установке Nova более толстой мишени, которая не "прогорала" ко времени максимального усиления, и потому обеспечивала резко асимметричное распределение N_e в зоне усиления, что подтвердили расчеты поперечно-двумерной гидродинамики по программе LASNEX [51] и кинетики населенностей по программе XRASER [57]. Накачка характеризовалась длиной волны 0,53 мкм, длительностью импульса 0,5 нс и интенсивностью излучения на мишени $1,4 \times 10^{14}$ Вт/см². На рисунке 6 показаны интегральные по времени экспериментальные и расчетные распределения УСИ в дальней зоне в направлении, перпендикулярном (x) и параллельном (y) мишени. Моделирование экспериментов проводилось с учетом трехмерности и нестационарности, при этом в расчете УСИ вдоль траекторий лучей использовались результаты расчетов LASNEX и XRASER. При $z = 1,5$ см наблюдается хорошее совпадение расчетной и экспериментальной кривых в направлении x (рис. 6а), но при $z = 2,5$ см расчет дал положение максимума распределения, сдвинутое на ~ 10 мрад относительно экспериментального. Расходимость $\Delta\theta_x$ составляет около 15 мрад. Более серьезная проблема возникает при моделировании распределения УСИ в направлении y , где расходимость $\Delta\theta_y$ — около 25 мрад и экспериментальное распределение УСИ вдвое шире расчетного (рис. 6б). Экспериментальное распределение УСИ по оси y не меняется при изменении длины РЛ от 1,5 до 2,5 см и не зависит от ширины линии облучения.

В работе [50] сделана попытка учесть неоднородность параметров плазмы по z , обусловленную продольной неоднородностью линии облучения на мишени. Проведены трехмерные нестационарные геометрикооптические расчеты усиления с использованием программ LASNEX и XRASER применительно к РЛ на Ne-подобном германии. Отдельный расчет занимал, как минимум, 20 ч на суперкомпьютере Cray. В результате полученное угловое распределение УСИ не имело смещения от центра по оси x , как это происходит во всех экспериментах. Все это говорит о сложности проблем трехмерного моделирования эксперимента, которые предстоит решить.

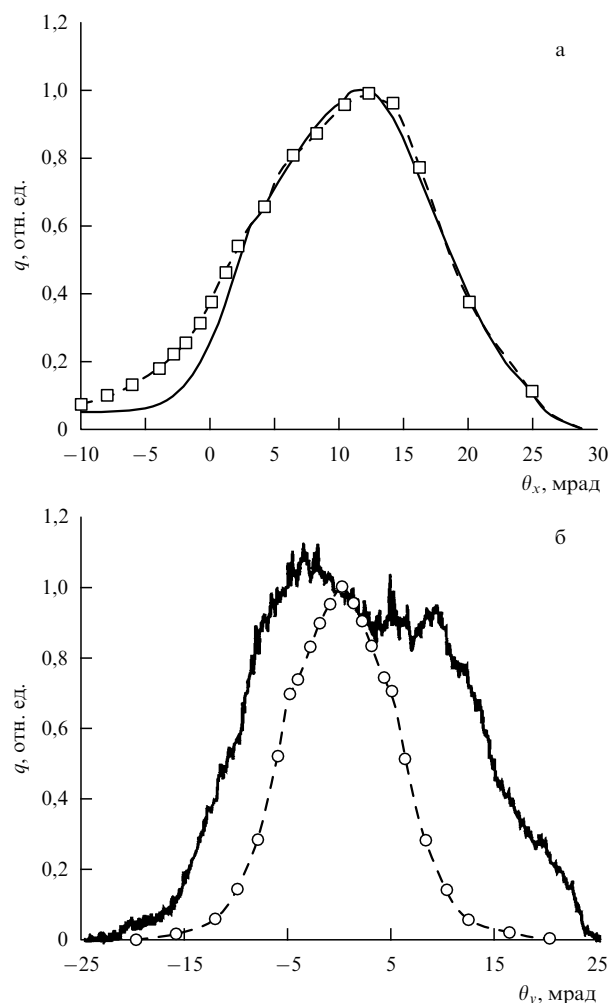


Рис. 6. Интегральные по времени экспериментальные (—) и расчетные (□, ○) угловые распределения УСИ для РЛ на Ne-подобном иттрии ($\lambda = 15,5$ нм) в направлениях, перпендикулярном (а) и параллельном (б) мишени [48].

3.4. Случайно-неоднородная среда

Из вышеизложенного видно, что в интерпретации экспериментальных данных остается ряд проблем. Это более высокая по сравнению с расчетами расходимость и более низкая когерентность, полученные в эксперименте в направлении y , параллельном мишени, в случае РЛ на Ne-подобных ионах с тонкой фольгой [10, 102, 106] и толстой мишенью [48]. В случае РЛ на Ne-подобном аргоне в капиллярном разряде [25] получено распределение УСИ, состоящее из приосевого ядра и низкоинтенсивных, но длинных крыльев, в которых может заключаться значительная доля энергии. Причина появления крыльев в угловом спектре УСИ также нуждается в интерпретации. Поэтому требуется включить в теоретические модели дополнительные физические эффекты по сравнению с рассмотренными в разделах 3.1–3.3.

Одной из причин того, что когерентность и расходимость, полученные в эксперименте, хуже, чем ожидалось на основании оценок и общепринятых представлений, может быть наличие мелкомасштабных оптических неоднородностей в усиливающей среде. Плазма (в том числе лазерная) обладает целым рядом неустойчивостей (см. обзоры [63, 64] и цитируемую в них литературу). В

случае лазерной плазмы они могут быть связаны с неоднородной структурой мишени и ее поверхности, неоднородностью облучения мишени, филаментацией пучка накачки в образующейся плазме, вынужденными рассеяниями излучения накачки (ВКР, ВРМБ), турбулентностью и т.д. Они приводят к мелкомасштабному возмущению плотности, скорости, температуры плазмы и, следовательно, к неоднородностям диэлектрической проницаемости и усиления. Подобные неоднородности в виде филаментов, струй, вихрей были зарегистрированы в экспериментах (см., например, [65–69]), их минимальный пространственный масштаб составляет $\sim 1–10$ мкм. Возможное наличие турбулентных флуктуаций плазмы масштаба 1 мкм и меньше показано в [6]. Детальное экспериментальное исследование неоднородностей такого масштаба представляет значительную проблему.

Многочисленные успешные эксперименты по получению лазерного эффекта в РЛ свидетельствуют о том, что развитие неустойчивостей в процессе генерации рентгеновского излучения является недостаточно сильным и не влияет на УСИ катастрофически, что имело бы место при существенной раскачке и регуляризации возмущений. Этот факт с учетом большого разнообразия возможных неустойчивостей позволяет при теоретическом рассмотрении трактовать возмущения параметров плазмы как случайные. Поэтому динамику УСИ можно рассматривать в среде РЛ с заданным полем флуктуаций диэлектрической проницаемости с гауссовой статистикой и длинами корреляции, равными характерным размерам возмущений из эксперимента. Данная задача решается с помощью уравнения для ПКФ (56).

Обычно $\beta \ll \alpha_0$, поэтому влиянием флуктуаций $\tilde{\beta}$ на УСИ можно во многих случаях пренебречь. При одинаковом масштабе и глубине флуктуаций $\tilde{\epsilon}$ и $\tilde{\alpha}_0$ влияние первых на угловые и когерентные свойства УСИ более существенно, так как они оказывают непосредственное воздействие на фазу излучения [88]. Поэтому влиянием флуктуаций $\tilde{\alpha}_0$ и их статистической связи с флуктуациями $\tilde{\epsilon}$ на угловые и когерентные параметры УСИ можно пренебречь. Тогда из (57) с учетом (58) имеем

$$H(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}'_\perp; z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma^2(\mathbf{r}_\perp, z) l_\parallel(\mathbf{r}_\perp, z) \times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{|\mathbf{r}'_\perp|^2}{2l_\perp^2(\mathbf{r}_\perp, z)} \right] \right\}, \quad (84)$$

где σ^2 , $l_\perp$ и $l_\parallel$ — соответственно дисперсия, поперечная и продольная длины корреляции $\tilde{\epsilon}$.

При квадратичном профиле $\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_2$ (59), однородном поперечно-неограниченном усилении и статистически однородных флуктуациях $\tilde{\epsilon}$ ПКФ УСИ имеет вид (67). Подставляя (84) в (68), при слабой рефракции ($z < z_r$) получаем

$$V(\mathbf{r}'; z) = \delta \left[1 - \frac{\sqrt{\pi} \operatorname{erf}(\sqrt{\rho})}{2\sqrt{\rho}} \right], \quad (85)$$

а при сильной рефракции ($z > z_r$) имеем

$$V(\mathbf{r}'; z) \approx \delta \frac{C + \ln \rho + E_1(\rho)}{2z/z_r}, \quad (86)$$

т.е. изменение $V(\mathbf{r}'; z)$ происходит с ростом z только при $r' \geq l_\perp \sinh(z/z_r)$. В (85), (86) E_1 — интегральная показанная 4 УФН, т. 168, № 8

тельная функция, $\rho = r'^2/(2l_\perp^2)$, $\delta = (\pi/8)^{1/2} k^2 \sigma^2 l_\parallel z$, $C \approx 0,58$ — постоянная Эйлера.

Из (69) с учетом (67) и (85) определяется важный пространственный масштаб — длина рассеяния УСИ [109]:

$$z_{sc} = \left[6 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{(al_\perp)^2}{\sigma^2 l_\parallel} \right]^{1/3}.$$

Она определяет характерное расстояние, после прохождения которого заметная доля УСИ оказывается рассеянной на флуктуациях $\tilde{\epsilon}$ и выходит через боковую поверхность активной среды. Параметры УСИ зависят от соотношения между z_{sc} и рефракционной длиной z_r .

Случай $z_{sc} < z_r$ характерен, возможно, для развития УСИ в РЛ на Не-подобных ионах [5, 6, 10–12, 48] в направлении y , параллельном мишени, где профиль $\tilde{\epsilon}$ достаточно крутой, и заметная рефракция наблюдается лишь на периферии активной среды (см. разделы 3.2.1 и 3.2.2). При этом основное влияние на УСИ оказывает рассеяние на $\tilde{\epsilon}$, а ролью рефракции можно пренебречь. Как отмечалось выше, на наличие лазерного эффекта в эксперименте указывает экспоненциальный рост осевой силы излучения с увеличением z . Расчеты в приближении плоской среды показали [109], что в случае поперечно-ограниченной активной среды аналитическое решение (67) имеет место лишь при $z < z_{sc}$. Рассеяние УСИ на $\tilde{\epsilon}$ и "вытеснение" его через боковую поверхность РЛ аналогично линейному поглощению УСИ с коэффициентом по интенсивности κ_{sc} . Следовательно, флуктуации $\tilde{\epsilon}$, как и регулярная рефракция, снижают наблюдаемый инкремент усиления (см. (79)).

Характер зависимости $\kappa_{sc}(\sigma)$ зависит от параметра $d \equiv ka l_\perp / z_{sc}$. При сильных флуктуациях $\tilde{\epsilon}$, когда $d^3 \geq 1$, имеем [109]

$$\kappa_{sc} \approx \frac{1}{z_{sc}}$$

(ср. с (79)), т.е. $\kappa_{sc} \sim \sigma^{2/3}$. В случае аксиально-симметричной среды это значение, скорее всего, удвоится, но это предположение нуждается в проверке. При слабых флуктуациях $\tilde{\epsilon}$, когда $d^3 \ll 1$, получаем [110]

$$\kappa_{sc} \approx \frac{3d^2}{z_{sc}}$$

и, таким образом, κ_{sc} не зависит от $l_\perp$ и a . Здесь $\kappa_{sc} \sim \sigma^2$ подобен коэффициенту рассеяния энергии из ограниченного когерентного пучка в неограниченной случайно-неоднородной активной среде [111]. Таким образом, влияние $\tilde{\epsilon}$ может являться еще одной из причин практически стандартного наблюдения в эксперименте коэффициента усиления, меньшего по сравнению с расчетными значениями из программ кинетики.

Рассеяние УСИ на $\tilde{\epsilon}$ уменьшает пространственную когерентность УСИ на выходе РЛ, что согласуется с экспериментальными данными в направлении y [106]. Мощность когерентного УСИ при этом также снижается, в том числе и при больших числах Френеля, в отличие от случая одной регулярной рефракции. Существует такое значение $l_\perp$, при котором длина когерентности L_c испытывает минимум, тогда как при больших и меньших $l_\perp$ влияние $\tilde{\epsilon}$ на УСИ слабее [92]. С

увеличением z величина L_c растет, выходя на постоянное значение

$$L_c = \left[\frac{1-h}{2} \right]^{1/2} \frac{\lambda z_m}{\pi a},$$

где

$$z_m \approx \begin{cases} \left(\frac{2}{3} \right)^{1/3} z_{sc}, & \frac{6d^2}{1-h} \gg 1, \\ \frac{(2/9)(1-h)z_{sc}}{d^2}, & \frac{3d^3}{(1-h)^{3/2}} \ll 1. \end{cases}$$

При больших d^2 имеем $L_c < l_\perp$, а при малых d^3 получаем $L_c \gg l_\perp$. Что касается когерентности УСИ в дальней зоне, то при ступенчатом профиле α_0 влияние $\tilde{\epsilon}$ приводит к незначительному увеличению L_c , а при колоколообразном профиле α_0 когерентность, напротив, может снижаться.

Угловое распределение интенсивности УСИ из-за рассеяния на $\tilde{\epsilon}$ уширяется. Снижение угловой расходимости с ростом z за счет пространственной фильтрации активной средой сменяется выходом на постоянное значение $\Delta\theta \approx 2\theta_{sc}$, где $\theta_{sc} = a/z_{sc}$ — характерный угол рассеяния [109]. Угол θ_{sc} превышает геометрический угол θ_g . Как отмечалось выше, в экспериментах с селеном [10–12, 101, 102] и иттрием [48] было зарегистрировано, что $\Delta\theta$ превышает геометрическую величину в направлении y и не зависит от z (см. рис. 6), что согласуется с изложенной теорией. Примером возможных неоднородностей могут служить филаменты в плазме, имеющие малый размер в направлении y и сильно вытянутые в направлении x и в связи с этим слабо влияющие на распределение УСИ по x (см. рис. 4).

Отметим, что в случае неограниченной среды существует ограничение, налагаемое марковским приближением на длину трассы [112]. В случае усиливающей среды конечного поперечного размера это ограничение снимается [92, 109].

Насыщение усиления дополнительно увеличивает $\Delta\theta$ и снижает L_c . При глубоком насыщении в угловом распределении УСИ образуется внеосевой пик, основной вклад в который дает УСИ, вышедшее через боковую поверхность РЛ, т.е. наличие флуктуаций $\tilde{\epsilon}$ приводит к расщеплению пучка УСИ [109]. Максимум силы излучения наблюдается при этом в направлении $\theta \approx \theta_{sc}$.

При длинах РЛ $z \leq z_m$ можно приближенно пренебречь влиянием $\tilde{\epsilon}$ на когерентность УСИ. Оценка при максимальной плотности $N_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $z \sim 5 \text{ см}$ и $l_\perp \sim 1-10 \text{ мкм}$ показывает, что влияние на УСИ возможно при флуктуациях $\tilde{\epsilon}$ на уровне нескольких процентов от максимального значения.

Теперь рассмотрим случай $z_{sc} > z_r$. Возможно, такая ситуация характерна для развития УСИ в РЛ на неподобном селене в направлении x , где имеется плавный спад $\tilde{\epsilon}$ благодаря преимущественному разлету плазмы в данном направлении. Основное влияние на УСИ здесь оказывает регулярная рефракция, тем не менее рассеянием на $\tilde{\epsilon}$ нельзя пренебрегать. Рассеяние УСИ на $\tilde{\epsilon}$ уменьшает высокую степень когерентности торцевого УСИ на выходе лазера и в дальней зоне и снижает когерентную мощность. При $g \equiv ka l_\perp / z_r < 1$ и $\delta > 1$ поведение $|B|$ из (67) в главном интервале $r' < l_\perp \sinh(z/z_r)$ определяется в основном вторым

сомножителем и не зависит от z согласно (86). С ростом z по мере нарастания влияния $\tilde{\epsilon}$ экспоненциальный рост $L_c(z)$ сменяется выходом на постоянное значение:

$$L_c \approx \begin{cases} \sqrt{\frac{\chi}{3}} \frac{\lambda z_{sc}}{\pi a}, & d^2 > \chi, \\ \sqrt{2} l_\perp \exp\left(\frac{\chi}{3d^2} - \frac{C}{2}\right), & d^2 < \frac{\chi}{2}, \end{cases}$$

где $\chi = (z_{sc}/z_r) \ln(1/h)$. В первом случае $L_c < l_\perp$, а во втором — $L_c \gg l_\perp$; в обоих случаях L_c может быть много меньше ширины пучка УСИ.

Расчеты показывают, что при $z_{sc} > z_r$ рассеяние УСИ на $\tilde{\epsilon}$ не является аналогом линейного поглощения, как это было в отсутствие рефракции. Наличие флуктуаций $\tilde{\epsilon}$ при сильной рефракции приводит к интересному эффекту так называемого "скрытого" влияния на УСИ [92]. Он сводится к тому, что на выходе РЛ и в дальней зоне высокая когерентность, обусловленная рефракцией, разрушается, при этом плотность потока меняется слабо, уширение пучка в целом относительно слабое и спад q_0 относительно мал. Эффект "скрытого" влияния $\tilde{\epsilon}$ продемонстрирован на рис. 7 при квадратичных профилях $\tilde{\epsilon}$ и α_0 и линейном усилении: при спаде $L_c(Z)$ в 3,5 раза значение q_0 уменьшается всего на 20 %. Исчезает резкая разница в $L_c(Z)$ между торцевым и боковым УСИ, которая имела место при наличии только рефракции. В условиях насыщения усиления более заметно размывается только выделяющийся внеосевой пик в распределении q . Когда рефракционный уровень когерентности практически разрушен, то с ростом z начинается заметное уширение пучка и спад $q_0(z)$.

В случае $z_{sc} > z_r$ грубая оценка нерегулярности плазмы, при которой может быть достигнута полная когерентность, показывает, что уровень флуктуаций электронной плотности плазмы не должен превышать нескольких процентов от ее максимального регулярного

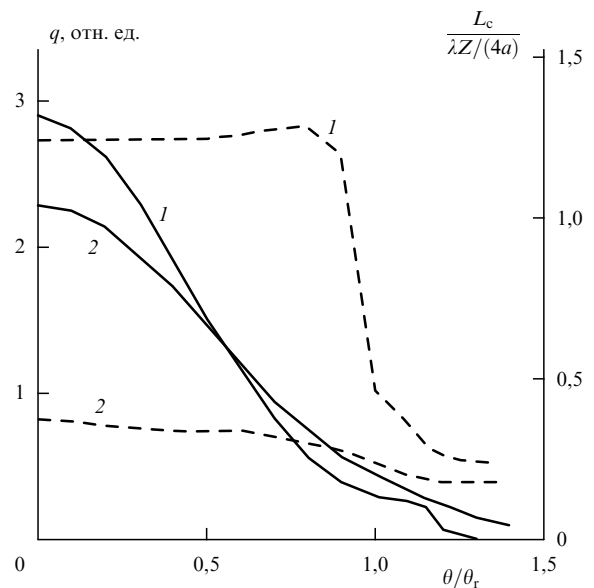


Рис. 7. Расчетные распределения силы излучения q (—) и длины когерентности L_c в дальней зоне (---) при линейном усилении на квадратичном профиле α_0 , $\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_2$, $\lambda = 21 \text{ нм}$, $z = 4 \text{ см}$ в отсутствие $\tilde{\epsilon}$ (1) и при наличии $\tilde{\epsilon}$ с $l_\perp = l_\parallel = 1,4 \text{ мкм}$, $\sigma = 4 \times 10^{-5}$ (2) [92].

значения. Эта величина является довольно низкой и потому возможной во многих случаях.

Недавно в РЛ на Ne-подобном иттрии зарегистрированы существенные флуктуации $\tilde{\alpha}_0$ пространственного масштаба ~ 10 мкм и глубины $\sigma_x \sim 10$ см⁻¹ на среднем уровне $\bar{\alpha}_0 \sim 25$ см⁻¹ [69]. Вышеизложенные результаты можно применить и для анализа влияния $\tilde{\alpha}_0$, сделав замену $\sigma = \sigma_x/k$. Тогда $\delta = (\pi/8)^{1/2} \sigma_x^2/l_{||}z$ по порядку величины приближается к 1. Согласно необходимому критерию влияния флуктуаций $\tilde{\alpha}_0$ на УСИ $\delta \geq 1$ [88] при таком уровне σ_x возможно заметное воздействие на качество пучка УСИ.

Итак, как показано выше, влияние сравнительно слабых флуктуаций $\tilde{\epsilon}$ ухудшает качество пучка УСИ, и без того низкое в многомодовом режиме (за исключением когерентности при наличии сильной регулярной рефракции). Однако следует иметь в виду, что проблема мелкомасштабных неоднородностей параметров среды может многократно возрасти при попытках реализовать одномодовый режим излучения РЛ. В работе [113], выполненной в рамках модового анализа [79–81], были рассмотрены флуктуации параметров плазмы, вызванные неоднородностью облучения мишени излучением накачки. Они моделировались случайным смещением квадратичных профилей $\tilde{\epsilon}(x)$ и $\tilde{\alpha}_0(x)$ по x в различных сечениях z . Было показано, что такое хаотическое поперечное смещение профилей $\tilde{\epsilon}$ и $\tilde{\alpha}_0$ резко ухудшает когерентность УСИ в режиме, близком к одномодовому.

4. Способы улучшения параметров излучения РЛ

Создание высокоэффективного РЛ, обладающего высокой яркостью, высокой степенью когерентности и малой расходимостью, можно обеспечить различными способами. Можно, например, искать условия для получения активной среды РЛ с хорошими оптическими свойствами. Получив активную среду с приемлемой степенью оптической однородности, можно применять различные способы увеличения мощности и яркости РЛ. В ряде случаев активная среда обладает значительными потенциальными возможностями (большой коэффициент усиления), однако вследствие оптических потерь при усилении они крайне плохо реализуются, вплоть до невозможности наблюдать лазерный эффект. Если исправить неоднородность такой среды изначально не удастся, то следует попытаться скомпенсировать искажение фазового фронта пучка из-за оптических неоднородностей. В ряде случаев можно использовать сочетание различных способов улучшения параметров УСИ.

4.1. Улучшение параметров активной среды

В настоящем разделе рассматриваются некоторые способы получения активной среды РЛ, которые позволяют достичь ее лучшего оптического качества. Приложение аксиального магнитного поля к плазме, модификация временного профиля интенсивности накачки, использование мишеней специального вида и формы приводят к уменьшению крупномасштабных градиентов электронной плотности в зоне усиления.

4.1.1. Магнитное удержание плазмы. Одной из разновидностей первых РЛ с рекомбинационной накачкой [15] служит РЛ на H-подобном углероде, где используется

лазерная плазма, создаваемая длинным импульсом и удерживаемая магнитным полем [7, 114]. Геометрия эксперимента отличается от показанной на рис. 1: излучение накачки фокусируется на твердую мишень не в линию, а в малое пятно, и плазменный столб образуется вдоль оси x по мере разлета плазмы в направлении, встречном к распространению накачки. В плоскости (y, z) плазма удерживается от разлета магнитным полем. Магнитное поле способствует поддержанию более однородного распределения электронной плотности в плазменном столбе в плоскости (y, z) и тем самым минимизирует рефракционные потери. Охлаждение такой плазмы происходит не за счет поперечного расширения, а в результате процессов излучения и теплопроводности. В случае РЛ на H-подобном углероде с рекомбинационной накачкой пучок УСИ не испытывает рефракционного отклонения, экспериментальное угловое распределение УСИ имеет максимум на оси РЛ [114] (рис. 8).

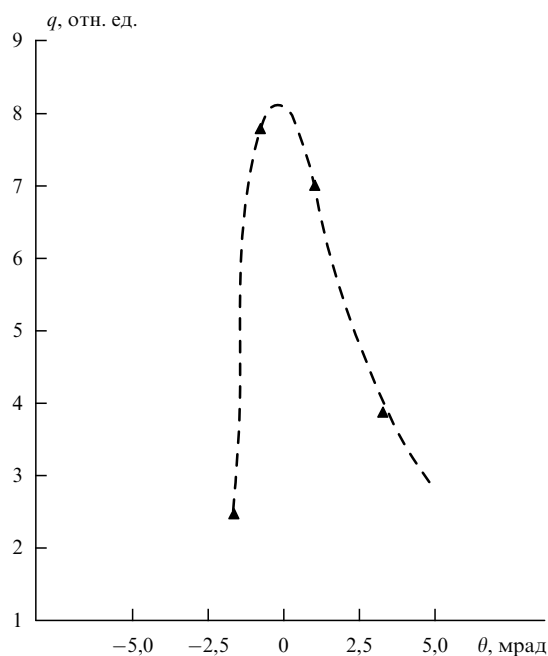


Рис. 8. Экспериментальное распределение интенсивности лазерной линии 3–2 ($\lambda = 18,2$ нм) H-подобного углерода в дальней зоне при магнитной индукции $B = 35$ кГс [114].

Стоит отметить, что в случае РЛ на H- и Li-подобных ионах с рекомбинационной накачкой оптимальная плотность электронов Ne, требуемая для максимальной инверсии, заметно ниже, чем в случае РЛ на Ne- и Ni-подобных ионах [15]. Соответственно перепад диэлектрической проницаемости в зоне усиления относительно невелик, и при небольших длинах РЛ z рефракция не сказывается даже при свободном разлете плазмы, без удержания магнитным полем. Однако при относительно больших z рефракционная длина может стать меньше z . В этом случае идея магнитного удержания плазмы, использованная в [7, 114], применялась в случае РЛ на Ne-подобном аргоне в капиллярном разряде длиной до 24 см [24, 25]. Как показывают расчеты, приложение аксиального магнитного поля позволяет получать более гладкое радиальное распределение электронной плотности во время генерации [115]. Градиент N_e уменьшается с

увеличением напряженности магнитного поля. Вследствие этого магнитное поле увеличивает однородность пучка излучения РЛ и позволяет увеличить интенсивность УСИ на порядок (рис. 9). Однако с увеличением напряженности поля интенсивность лазерной линии $\lambda = 46,9$ нм сначала монотонно возрастает, а затем, достигнув максимума, начинает монотонно падать. Это объясняется зеемановским расщеплением и уширением лазерной линии, которое становится существенным при больших напряженностях магнитного поля. Как видно из рис. 9, расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментом [115].

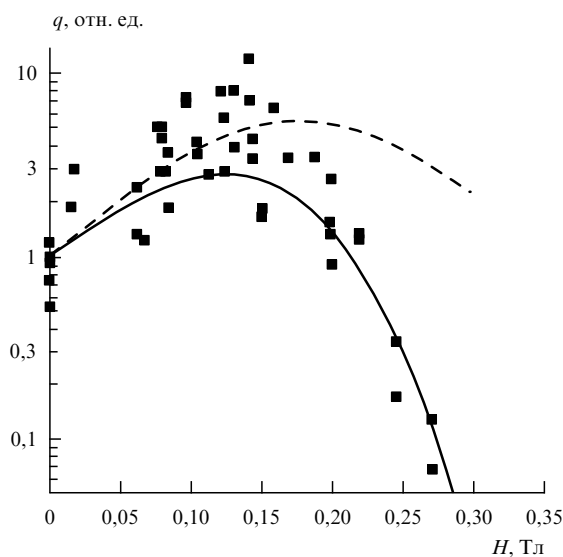


Рис. 9. Интегральные распределения интенсивности лазерной линии $3p-3s$ $J=0-1$ ($\lambda = 46,9$ нм) Ne-подобного аргона в капиллярном разряде длины $z = 10$ см в зависимости от напряженности прикладываемого аксиального магнитного поля [115]: эксперимент (■); расчет с учетом (—) и без учета (---) зеемановского расщепления.

4.1.2. Временное профилирование накачки. В экспериментах середины 1980-х – начала 1990-х годов по РЛ с квазистационарной схемой создания инверсии на переходах $3p-3s$ Ne-подобных ионов наблюдалась "аномалия", которая вызвала широкое обсуждение [15–17]. Дело в том, что в экспериментальном спектре УСИ доминировали две близкие линии $[3/2, 3/2]_{J=2} - [3/2, 1/2]_{J=1}$ (или $^1D_2 - ^3P_1$ в терминах LS-связи) и $[1/2, 3/2]_{J=2} - [1/2, 1/2]_{J=1}$ ($^3P_2 - ^1P_1$), тогда как согласно кинетическим расчетам наибольшее усиление должна иметь линия $[1/2, 1/2]_{J=0} - [1/2, 1/2]_{J=1}$ ($^1S_0 - ^1P_1$). Позднее выяснилось, что это происходит, в частности, из-за высоких (и различных для разных линий) рефракционных потерь. В случае линии $J=0-1$, которая накачивается исключительно с помощью столкновительного монополюсного возбуждения из основного состояния, инверсия возникает раньше по времени, и распределение коэффициента усиления локализовано ближе к мишени, т.е. при более высоких значениях электронной плотности N_e и ее градиента. В накачке линий $J=2-1$ дополнительную существенную роль играет рекомбинация F-подобных ионов и последующие каскадные переходы из Ne-подобных высоковозбужденных состояний [116], поэтому генерация здесь наблюдается позже по времени и при меньших значениях N_e и ее градиента.

Поэтому линия $J=0-1$ испытывает более высокие рефракционные потери по сравнению с линиями $J=2-1$, так что результирующее усиление на переходе $J=0-1$ становится меньше, чем на переходах $J=0-1$. С уменьшением заряда ядра вещества мишени эти потери становятся такими высокими для всех линий, что лазерный эффект перестает наблюдаться вообще.

Для частичной компенсации рефракции широкое применение получило облучение толстой мишени излучением накачки, содержащим низкоэнергетичный предимпульс (первый импульс) [117, 118] или состоящим из цепочки импульсов [119]. Типичная длительность импульса накачки — приблизительно до 1 нс при использовании предимпульса и около 100 пс при использовании цепочки импульсов, типичные энергии — порядка 100–1000 Дж. Роль предимпульса сводится к предварительному нагреву и созданию крупномасштабной плазменной области. Разлетающаяся плазма остывает и становится непрозрачной для излучения накачки в докритической области с низким градиентом N_e . Именно здесь, до достижения критической поверхности, и происходит существенное поглощение основного (последующего) импульса накачки. Оно ведет к быстрому подогреву плазмы до температур, необходимых для создания инверсии.

На рисунке 10 показаны расчетные профили N_e и α_0 на переходе $J=0-1$ Ne-подобного титана в направлении

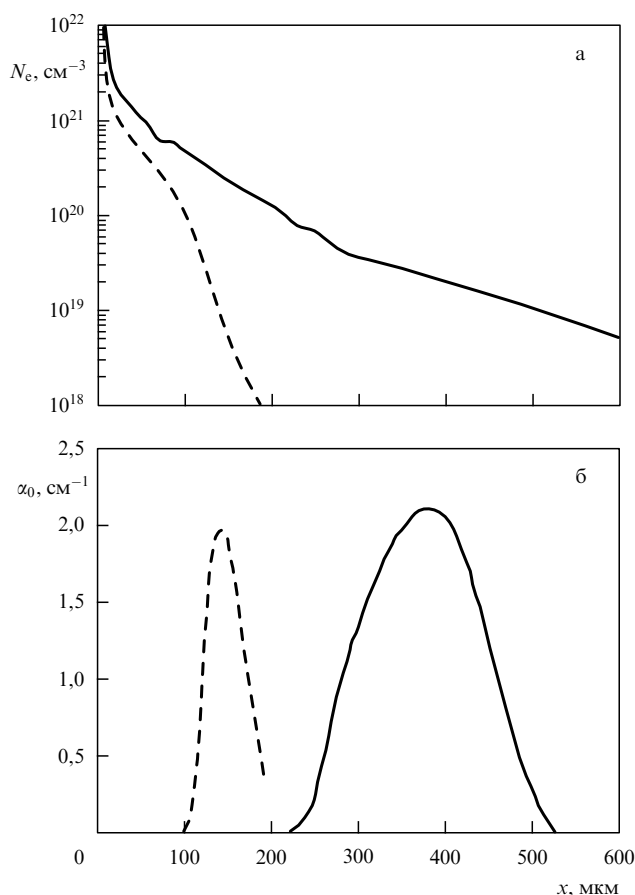


Рис. 10. Расчетные зависимости электронной плотности (а) и коэффициента усиления лазерной линии $3p-3s$ $J=0-1$ ($\lambda = 32,6$ нм) Ne-подобного титана (б) от расстояния до поверхности мишени в направлении разлета без предимпульса (---) и с предимпульсом (—) накачки [118].

разлета плазмы, полученные с использованием программы LASNEX в отсутствие и при наличии предимпульса [118]. Энергия основного импульса и предимпульса — 550 и 3 Дж, длительность импульсов равна 0,6 нс, интервал между импульсами составляет 7 нс. Видно, что при наличии предимпульса уменьшение роли рефракционных потерь вызывается двумя причинами: снижением градиента N_e и уширением зоны усиления. При значительном изменении условий для усиления линии $J = 0-1$ соответствующие условия для линии $J = 2-1$ изменяются менее заметно [120].

Использование предимпульса позволило наблюдать в экспериментах лазерные линии, которые иначе не наблюдались из-за рефракционных потерь [117], и тем самым добиться значительного продвижения в регистрации лазерного эффекта при низких зарядах ядра лазерного иона [18, 19]. В дальнейшем была экспериментально исследована зависимость интенсивности УСИ от доли энергии в предимпульсе и от интервала между импульсами [121] и была показана возможность использования предимпульсной и многоимпульсной накачки в сочетании [122].

Техника предимпульса позволяет снизить рефракционные потери, но не устраняет влияние рефракции полностью. Численные расчеты [118, 120] (см. рис. 10) и эксперимент [123] при накачке с предимпульсом и многоимпульсной накачке показали, что для зоны усиления характерен выпуклый экспоненциальный профиль N_e , т.е.

$$\bar{\epsilon}(x) = 1 - \Delta\epsilon \exp\left(-\frac{x}{d}\right). \quad (87)$$

Детальные трехмерные геометрикооптические расчеты усиления проводились в [120, 124]. Полученные в этих работах распределения интенсивности УСИ в дальней зоне качественно описывают конкретные эксперименты для Ne-подобных германия и цинка. Как показали расчеты методом ПКФ с профилем (87) [125], усиление излучения, рожденного в некотором узком поперечном слое, резко замедляется после прохождения расстояния $\sim z_r$, где $z_r = (8a/\nabla\epsilon_0)^{1/2}$, $\nabla\epsilon_0$ — градиент $\bar{\epsilon}$ в точке максимального усиления. С дальнейшим увеличением z эта порция УСИ практически полностью вытесняется из зоны усиления, и ее мощность далее остается постоянной и пропорциональной $\exp(\alpha_0 z_r)$. Учет шумового источника во всем объеме среды дает линейный рост мощности УСИ при $z > z_r$: $P(z) \sim \exp(\alpha_0 z_r)(z - z_r)$. В аналогичной ситуации при симметричном профиле $\bar{\epsilon}$ реальный коэффициент усиления снижается из-за рефракции на величину коэффициента рефракционных потерь (79), но рост мощности УСИ остается экспоненциальным. Асимметричный профиль $\bar{\epsilon}$, таким образом, более существенно снижает эффективность использования накачки. Асимметрия профиля $\bar{\epsilon}$ по своему влиянию на поведение $P(z)$ в определенном смысле аналогична насыщению усиления при симметричном профиле $\bar{\epsilon}$ (см. (80)). В связи с этим важно отметить, что насыщение зависимости $P(z)$ в эксперименте (см., например, [126]) может не обязательно свидетельствовать о достигнутом насыщении усиления.

Согласно [125] ширина источника в ближней зоне, как и мощность, растет прямо пропорционально z при $z \geq z_r$. Распределение плотности потока локализовано в основ-

ном вне зоны усиления и имеет довольно плоскую вершину, что согласуется с экспериментом [127]. Максимальное значение $L_c(z)$ имеет место на удаленной от мишени стороне пучка и оценивается как $L_c \approx \lambda/(4\Delta\theta)$. Оно растет по z , стремясь к постоянному значению.

Использование предимпульса приводит к снижению расходимости УСИ $\Delta\theta$ [120]. $\Delta\theta$ сначала уменьшается по z , а затем стремится к постоянному значению $\Delta\theta \sim 1/z_r$. Но для распределения интенсивности УСИ в дальней зоне также характерно угловое смещение пучка УСИ в сторону от мишени, которое наблюдалось при одноимпульсной накачке (см. раздел 3.3). Угол отклонения пучка УСИ $\theta_{\max}$, при котором $q = q_{\max}$, при $z \leq z_r$ равен $\theta_{\max} = (z/4)\nabla_0$, что подтвердил эксперимент [128]. При $z > z_r$ величина $\theta_{\max}$ постепенно выходит на постоянное значение.

В дальней зоне степень когерентности УСИ значительно изменяется в поперечном сечении пучка [125]. Длина когерентности в дальней зоне оценивается как $L_c \approx \lambda Z/(4D)$, где D — характерная ширина распределения I по x [96]. На периферии пучка с ближайшей к мишени стороны при малых θ значителен вклад слабо рефрагированного и слабо усиленного (но все-таки заметно превышающего уровень шума) спонтанного излучения, поэтому когерентность здесь не зависит от z и в основном определяется размером зоны усиления a : $L_c \approx \lambda Z/(4a)$. С увеличением угла $L_c(Z)$ спадает, так как основной вклад в эту часть углового спектра дает участок ближней зоны, расположенный вне зоны усиления и имеющий размер $D > 2a$. Поскольку размер источника в ближней зоне растет линейно по z , то в центре пучка $L_c \sim z^{-1}$. С ростом z L_c в центре пучка становится значительно меньше, чем на периферии слева. Когерентная мощность, таким образом, остается примерно постоянной по углу. Эффект неоднородности L_c в дальней зоне наблюдался экспериментально в РЛ на Ne-подобном цинке [129], где зарегистрирован перепад в L_c между ближайшим к мишени крылом и центром пучка примерно в 4 раза.

Как отмечено выше, в традиционной квазистационарной схеме РЛ инверсная населенность в Ne-подобных ионах возникает за счет накачки верхнего лазерного уровня с помощью столкновений и рекомбинации с последующей быстрой радиационной очисткой нижнего уровня. При более быстром нагреве плазмы (порядка времени внутрионных релаксационных процессов) возможно получение инверсии за счет переходных столкновительных процессов, идущих с различными скоростями [21]. Такой переходный, резко нестационарный режим дает в расчетах на один-два порядка больший коэффициент усиления и полностью снимает проблему реабсорбции резонансного излучения. Если в квазистационарном случае техника предимпульса в принципе не всегда обязательна для наблюдения лазерного эффекта, то при реализации РЛ в переходном режиме она является внутренне необходимой [20]. Длинный (~ 1 нс) импульс накачки создает плазму с достаточным количеством Ne-подобных ионов, а следующий за ним короткий (~ 1 пс) импульс быстро перегревает плазму и создает условия для генерации. Плотности потока накачки составляют $\sim 10^{12}$ Вт/см² для предимпульса и $\sim 10^{15}$ Вт/см² для пикосекундного импульса. Энергия в импульсах составляет несколько джоулей. На переходе 3p–3s $J = 0-1$ Ne-подобного титана ($\lambda = 32,6$ нм) зарегистрирован

коэффициент усиления $\alpha_0 = 19 \text{ см}^{-1}$ и длина усиления $\alpha_0 z \approx 10$ [20]. Вследствие короткого времени существования инверсной заселенности длина импульса излучения РЛ также короткая и составляет менее 20 пс. Следует отметить, что комбинация из длинного и короткого импульсов накачки приводит к достаточно высокому градиенту N_e , так что реальная длина пути луча в активной зоне составляет менее миллиметра [130]. Уменьшить градиент N_e можно, используя дополнительный предимпульс накачки — длинный низкоэнергетичный или короткий [131].

При переходе к фемтосекундному диапазону накачки механизм взаимодействия излучения с веществом меняется. При воздействии сверхсильного поля фемтосекундного импульса накачки на газ или предварительно подготовленную плазму ионизация носит туннельный характер. Механизм создания инверсии зависит от типа поляризации излучения накачки [22]. При линейной поляризации ионизованные электроны холодные, и заселение лазерных уровней носит рекомбинационный характер. Нижним лазерным уровнем в принципе может быть основное состояние, что позволяет существенно снижать длину волны генерируемого излучения при увеличении заряда ядра по сравнению с квазистационарной столкновительной схемой. При круговой поляризации накачки получаются горячие электроны, и заселение уровней идет за счет столкновительного возбуждения свободными электронами. Наибольшее произведение $\alpha_0 z \approx 11$ достигнуто для линии $4d^9 5d^1 S_0 - 4d^9 5p^1 P_1$ $\lambda = 41,8 \text{ нм}$ в Рд-подобном ксеноне при энергии в импульсе $\sim 70 \text{ мДж}$ и длительности импульса $\sim 40 \text{ фс}$ [23]. Излучение накачки фокусировалось продольно в заполненную газом кювету. Серьезной проблемой для данного подхода является такой тип самовоздействия излучения накачки, как наведенная ионизацией рефракция (ionization-induced refraction). Она связана с тем, что при продольной фокусировке излучения накачки с колоколообразным профилем интенсивности создается неоднородный поперечный профиль электронной плотности плазмы, который ведет к дефокусирующей рефракции излучения накачки и снижению ее интенсивности. Это ограничивает длину РЛ и снижает $\alpha_0 z$.

4.1.3. Альтернативные мишени. Специальная конструкция твердой мишени, например, модификация ее поверхности, может способствовать получению более однородного поперечного распределения параметров плазмы. Как показали расчеты [131], использование мишени с цилиндрическим продольным желобом вдоль линии фокусировки излучения накачки (grooved target) позволяет получить распределение плотности плазмы с меньшим градиентом. Это объясняет тот факт, что использование одной и той же плоской мишени в серии экспериментов с фокусировкой пикосекундной накачки в одно место улучшает выходные параметры РЛ.

Другим примером может служить РЛ со столкновительной накачкой на Ne-подобных аргоне и Ni-подобном ксеноне [132, 133], когда в схеме на рис. 1 вместо твердой мишени для излучения накачки используется порция газа (gas puff), впрыскиваемая в вакуумную камеру через узкое сопло. В такой схеме РЛ распределение N_e в получающейся плазме имеет степень однородности такую же, как в исходном газе. При достаточно одно-

родном распределении плотности газа в области, подвергающейся воздействию накачки, можно обеспечить малый градиент N_e в плазме и реализовать усиление в РЛ длиной примерно до 3 см практически без рефракции [133].

4.2. Повышение качества пучка при хорошем качестве среды РЛ

Если имеется способ получать активную среду с хорошей степенью оптической однородности, то в принципе можно добиться увеличения интенсивности УСИ, снижения его расходимости и улучшения когерентности, наращивая длину РЛ z (см. (72), (73), (77)). Однако для достижения одномодового режима, который реализуется при числе Френеля $N_F \sim 1$, обычно требуется длина РЛ за пределами имеющихся возможностей по накачке, степени однородности среды и т.п. Поэтому применяются другие способы улучшения параметров излучения однородного РЛ. Например, такие, как использование схемы "задающий генератор УСИ + усилитель", организация режима усиления с несколькими проходами УСИ по активной среде, применение "бегущей волны" накачки. Это способствует определённому улучшению характеристик УСИ также и при наличии оптических неоднородностей в среде РЛ.

4.2.1. Схема "задающий генератор + усилитель". Использование схемы "задающий генератор УСИ + усилитель" с пространственной фильтрацией [134] позволяет добиться улучшения качества пучка РЛ. Усилитель находится на удалении от генератора, вследствие чего на него падает излучение с улучшенными когерентными и угловыми свойствами (см. (78)). Безусловно, УСИ генератора должно значительно превышать интенсивность спонтанного шума усилителя, чтобы подавить самовозбуждение последнего. Необходимо также обеспечить необходимый временной интервал между импульсами накачки для генератора и усилителя.

Работа схемы "задающий генератор + усилитель" демонстрировалась в случае РЛ на переходе $3p-3s$ Ne-подобного иттрия ($\lambda = 15,5 \text{ нм}$) при использовании мишеней с односторонним облучением [135]. Длины генератора и усилителя равнялись 2,52 и 1,68 см соответственно. Накачка (двухпучковый вариант установки Nova) характеризовалась длиной волны 0,53 мкм, длительностью импульса 0,5 нс, энергией 2,52 кДж в каждом пучке и интенсивностью излучения на мишени $1,4 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Интегральное по времени угловое распределение УСИ генератора в перпендикулярном мишени направлении x имеет максимум при значении угла около 13 мрад (см. раздел 3.3). УСИ генератора, отразившись от многослойного рентгеновского зеркала, падало на усилитель. Усилитель располагался в направлении угла 13 мрад на общем расстоянии $\sim 30 \text{ см}$ от генератора. Интегральные по времени экспериментальные распределения прошедшего усилителем излучения генератора и собственного УСИ усилителя в направлении x в дальней зоне показали, что превышение усиленного входного сигнала над собственным УСИ усилителя незначительное. После прохождения усилителя расходимость излучения не улучшилась, максимум интенсивности несколько сдвинулся в сторону больших углов. Очевидно, одной из причин низкой эффективности схемы является слишком высокий уровень оптиче-

ской неоднородности усиливающей среды. Отметим тем не менее, что для РЛ на Ne-подобном иттрии достигнута максимальная яркость среди существующих РЛ: $\sim 10^{23}$ фотонов/(с мм² мрад²) в полосе 0,01 %.

Схему "задающий генератор + усилитель" можно также использовать для получения линейно поляризованного рентгеновского лазерного излучения [136], которое требуется для ряда применений РЛ [27]. Собственно УСИ является полностью неполяризованным, что подтвердил эксперимент [136]. УСИ генератора линейно поляризовалось со степенью поляризации ~ 98 % с помощью многослойного зеркала с наклонным падением и подавалось на вход усилителя. После прохождения усилителя излучение полностью сохранило свои поляризационные свойства.

4.2.2. Многопроходный режим усиления. В случае оптических лазеров широко используются открытые резонаторы, для чего требуется коэффициент усиления, достаточный для преодоления потерь в резонаторе, и длительное время существования инверсной населенности для обеспечения многопроходности. Современная технология позволяет создавать многослойные зеркала нормального падения для мягкого рентгеновского диапазона с коэффициентами отражения до нескольких десятков процентов при нормальном падении [30]. Однако в случае РЛ вследствие короткого времени существования инверсной населенности невозможно организовать многопроходный режим усиления. Как правило, для РЛ с длительностью импульса в сотни пикосекунд возможна работа в двухпроходном режиме с зеркалом, установленным с одной стороны РЛ и имеющим как можно больший коэффициент отражения. Такой режим был реализован для РЛ на H-подобном углероде [7] и Ne-подобном селене [137]. Есть пример реализации трехпроходной схемы для РЛ на Ne-подобном селене [138]. Чем ближе зеркало к активной среде, тем эффективнее работа системы, но при высоких потоках УСИ существует опасность разрушения зеркала с резким снижением коэффициента отражения (см., например, [135]). Удаление же зеркала от активной среды может ликвидировать преимущества схемы.

К настоящему времени использование полурезонатора в лабораторных установках стало достаточно обычным. В случае РЛ на Ne-подобном цинке использование вогнутого зеркала и регулировка его установки позволяют повысить интенсивность УСИ приблизительно в 80 раз и тем самым достичь насыщения с выходной энергией ~ 1 мДж и средней мощностью 12–15 МВт при умеренной накачке (450 пс, 450 Дж) [126], тогда как в однопроходном режиме насыщение достигается при энергии накачки ≥ 1 кДж. Улучшается и пространственная когерентность УСИ [126].

В случае настольного РЛ на Ne-подобном аргоне в капиллярном разряде за счет использования двухпроходного режима получена энергия 30 мкДж и достигнут режим насыщения усиления при меньшей длине разряда [25]. На рисунке 11 показаны зависимости интенсивности УСИ на переходе $3p-3s$ $J=0-1$ Ne-подобного аргона ($\lambda = 46,9$ нм) от длины капилляра при однопроходном и двухпроходном режимах усиления.

В РЛ на Li-подобном алюминии с рекомбинационной накачкой при лазерном облучении толстой мишени цепочкой из 16 импульсов с энергией 1,5–2 Дж длитель-

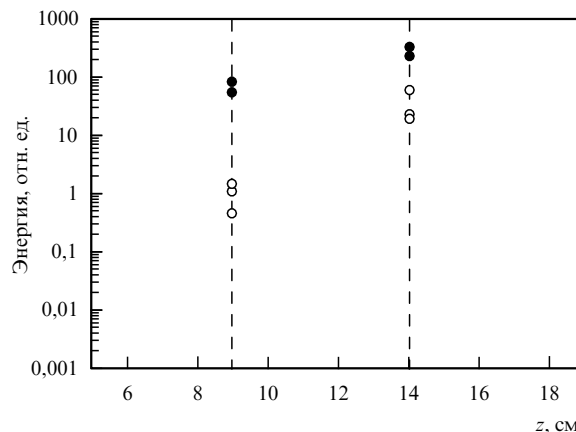


Рис. 11. Экспериментальная зависимость энергии УСИ на переходе $3p-3s$ $J=0-1$ ($\lambda = 46,9$ нм) Ne-подобного аргона в капиллярном разряде от длины капилляра при однопроходном (○) и двухпроходном (●) режимах усиления [25].

ность импульса РЛ составляет более 1 нс [139]. Это позволяет организовать не только двухпроходный режим усиления, но и поставить резонатор. Эксперимент показал заметное увеличение интенсивности линий $3d-4f$ и $3p-4d$ ($\lambda = 15,47$ и $15,06$ нм соответственно) при использовании резонатора как устойчивого, так и неустойчивого типа.

4.2.3. Накачка типа "бегущая волна". За время 100 пс, по порядку величины равное времени существования инверсной населенности в квазистационарном режиме, УСИ проходит расстояние 3 см, которое близко и даже меньше типичных реализованных длин РЛ. Отсюда следует, что конечное время прохождения среды квантами может существенно ограничивать реальную длину усиления при одновременном создании активной среды во всем ее объеме. Увеличить эффективную длину усиления и тем самым более полно использовать потенциал активной среды позволяет накачка типа "бегущая волна". В этом случае волна накачки проходит по среде не перпендикулярно к РЛ (см. рис. 1), т.е. к направлению распространения УСИ, а как можно ближе к этому направлению. Такое согласование направлений распространения накачки и УСИ приводит к преимущественно одностороннему высвечиванию РЛ. Использование "бегущей волны" накачки уменьшает расходимость и увеличивает интенсивность УСИ.

Накачка "бегущая волна" демонстрировалась в случае РЛ на переходе $3p-3s$ в Ne-подобном иттрии с мишенью в виде взрывающейся фольги [140]. На рисунке 12 показаны зависимости интенсивности УСИ от длины РЛ в случае РЛ на переходе $3p-3s$ $J=0-1$ Ne-подобного германия [119]. Здесь в сочетании с "бегущей волной" применялась также многоимпульсная накачка. Одностороннее облучение толстой мишени проводилось цепочкой из 3 импульсов накачки 0,53 мкм длительностью 100 пс каждый с интервалом между ними 400 пс. Интенсивность излучения накачки на мишени в каждом импульсе — $1,4 \times 10^{14}$ Вт/см². Основное усиление наблюдалось в течение третьего импульса накачки. При угле между направлением распространения накачки и осью РЛ, равном 45° , было

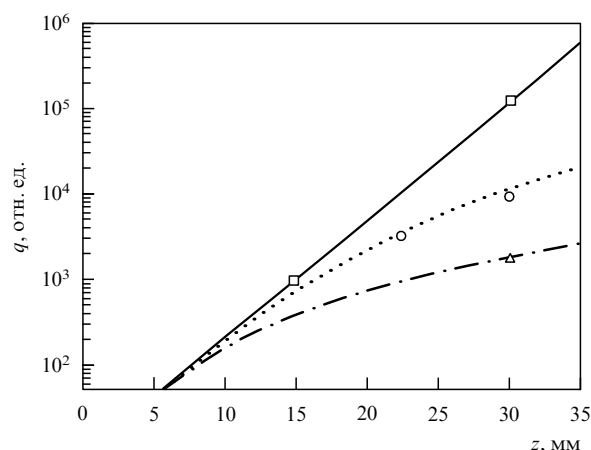


Рис. 12. Зависимости интенсивности УСИ от длины РЛ в случае перехода $3p-3s$ $J=0-1$ ($\lambda = 19,6$ нм) Ne-подобного германия [119]: расчет (—) и эксперимент ($\square$) с "бегущей волной" накачки, расчет (....) и эксперимент ($\circ$) без "бегущей волны", расчет (- - -) и эксперимент (Δ) с "бегущей волной", распространяющейся в противоположном направлении.

достигнуто 10-кратное увеличение интенсивности в "попутном" пучке УСИ по сравнению со случаем перпендикулярного падения накачки. Интенсивность в противоположном пучке УСИ в 100 раз меньше, чем в "попутном".

В случае перспективных настольных РЛ с высокоинтенсивной накачкой пикосекундной и фемтосекундной длительности использование "бегущей волны" накачки представляется обязательным. Так, например, в РЛ на Rd -подобном ксеноне [23], где получено максимальное значение $\alpha_0 z \approx 11$ при фемтосекундной накачке, излучение накачки вводилось продольно в заполненную ксеноном кювету.

4.3. Компенсация рефракционных искажений

Рефракция обуславливает преждевременный выход лучей из зоны усиления и тем самым уменьшает интенсивность и ухудшает качество пучка УСИ. Ниже будут рассмотрены подходы к этой проблеме, которые заключаются не в том, чтобы устранить крупномасштабную неоднородность электронной плотности в плазме, а в том, чтобы попытаться скомпенсировать рефракционные искажения УСИ или создать неоднородность специального вида. В первом случае это достигается при искривлении мишени и при последовательном расположении двух или более мишеней, а во втором случае — при параллельном расположении мишеней.

4.3.1. Изогнутая мишень. Данный способ компенсации рефракции заключается в использовании толстой мишени, изогнутой в продольном направлении с постоянным радиусом кривизны [141] (рис. 13). По мере распространения лучи отклоняются из-за рефракции, но и плазменная среда смещается в сторону дефокусировки, поэтому пучок проходит по плазме, не выходя из зоны усиления.

Влияние изгиба мишени на УСИ легко выясняется из анализа уравнения для ПКФ (56). Будем предполагать, что мишень изогнута с постоянным радиусом кривизны R при условии $(R/z)^2 \gg 1$. Тогда распределения $\tilde{\alpha}_0$ и $\tilde{\epsilon}$ в

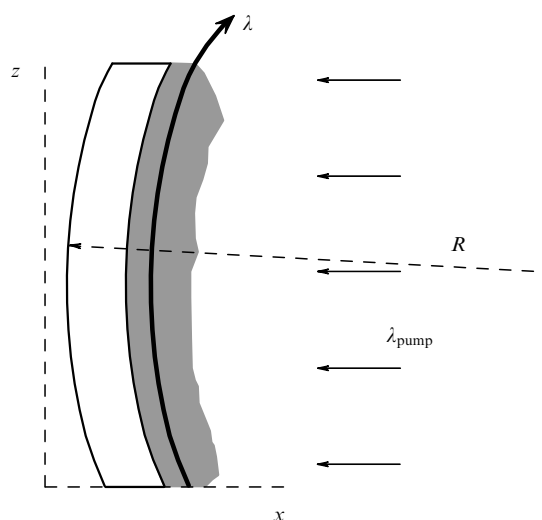


Рис. 13. Схема РЛ с изогнутой мишенью.

плазме можно приближенно моделировать функциями, зависящими от $x + Cz^2/2$, где $C = 1/R$ — кривизна. Опустив в (56) флуктуации параметров среды, усиление и объемный источник и перейдя к новой переменной $u = x + Cz^2/2$, получаем в двумерном случае [125]

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + Cz \frac{\partial}{\partial u} + \frac{i}{k} \frac{\partial^2}{\partial u \partial x'} + \frac{ik}{2} [\epsilon(u_1) - \epsilon(u_2)] \right\} B(u, x'; z) = 0. \quad (88)$$

Решение уравнения (88) ищем в виде $B(u, x'; z) = F(kx'/z) \exp(ikix'/z)/z$, т.е. ПКФ излучения, распространяющегося в плоской однородной среде от дельта-коррелированного источника, расположенного в плоскости $z = 0$ (см. (64)). После подстановки решения в (88) получаем соотношение $Cx' = [\bar{\epsilon}(u_1) - \bar{\epsilon}(u_2)]/2$, откуда $C = \nabla \bar{\epsilon}/2$ при условии $\nabla \bar{\epsilon} = \text{const}$. Таким образом, при данном значении C излучение дельта-коррелированного источника распространяется в искривленной среде, не испытывая рефракции. В реальной плазме градиент $\nabla \bar{\epsilon}$ непостоянен, поэтому при выборе оптимального значения C_{opt} необходимо ориентироваться на значение $\nabla \bar{\epsilon}$ в точке максимального усиления [141].

Подход [141] был реализован в эксперименте с РЛ на переходах $3p-3s$ Ne-подобного германия ($\lambda = 19,6$; $23,6$ нм) с полурезонатором [142]. На рисунке 14 показаны угловые распределения интенсивности УСИ линии $J=0-1$ ($\lambda = 19,6$ нм) в случаях плоской и изогнутой мишени. Видно, что изгиб мишени с $R = 2,7$ м позволил примерно в 10 раз увеличить максимальную силу излучения q_{max} и приблизительно в 2 раза снизить расходимость $\Delta\theta$ в направлении x . Следует отметить, что здесь применялась одноимпульсная накачка (длина волны $1,053$ мкм, длительность — 1 нс и плотность потока на поверхности мишени — $1,7 \times 10^{13}$ Вт/см²), поэтому градиент $\nabla \bar{\epsilon}$ был достаточно велик. Позже были проведены эксперименты в сочетании изгиба мишени и накачки с предимпульсом и состоящей из двух [144] и трех [144] импульсов, что позволяет снизить $\nabla \bar{\epsilon}$. При двухимпульсном режиме облучения яркость данной линии выросла в 25 раз по сравнению с одноимпульсным режимом. Накачка из трех импульсов ведет к

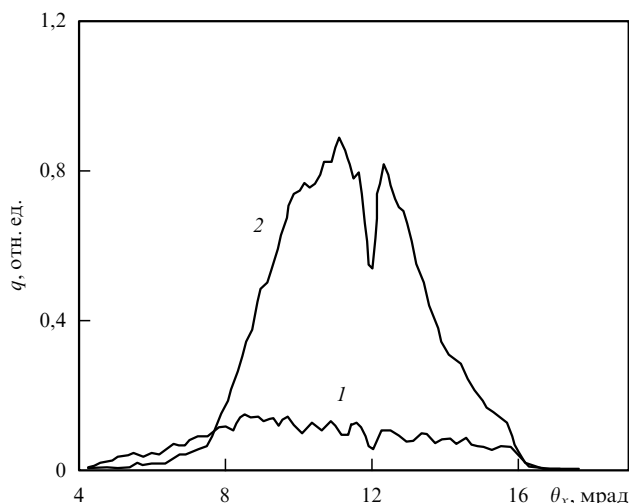


Рис. 14. Экспериментальные угловые распределения интенсивности УСИ линии $3p-3s$ $J=0-1$ ($\lambda = 19,6$ нм) Ne-подобного германия в случаях плоской (1) и изогнутой с радиусом кривизны 2,7 м (2) мишени [142].

дополнительному росту яркости РЛ и уменьшению расходимости благодаря дальнейшей релаксации $\nabla \bar{\epsilon}$. Результаты геометрикооптических расчетов углового распределения интенсивности УСИ [144, 145] соответствуют эксперименту. Общим и для эксперимента, и для расчетов является более ощутимый рост $q_{\max}$ при изгибе мишени по сравнению с уменьшением $\Delta\theta$ [125]. Максимум $q_{\max}$ и минимум $\Delta\theta$ наблюдаются при $C \approx C_{\text{опт}}$.

На рисунке 15 показаны полученные в работе [146] экспериментальные зависимости интегральной по углу интенсивности УСИ на переходе $3p-3s$ $J=0-1$ ($\lambda = 19,6$ нм) Ne-подобного германия от кривизны мишени C при различных отношениях энергии предимпульса к энергии основного импульса, которая составляла около 600 Дж. При доле энергии в предимпульсе $\leq 1\%$ изгиб мишени позволяет увеличить энергию РЛ на два порядка величины. С ростом уровня предимпульса

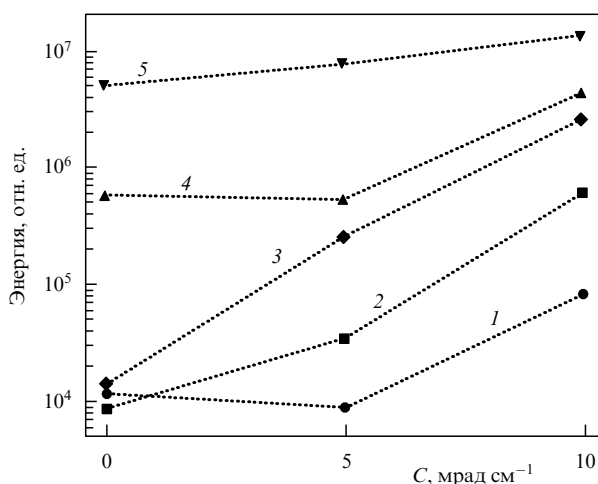


Рис. 15. Экспериментальные зависимости энергии УСИ на переходе $3p-3s$ $J=0-1$ ($\lambda = 19,6$ нм) Ne-подобного германия от кривизны мишени C при доле энергии в предимпульсе 0% (1), 0,087% (2), 0,165% (3), 1,65% (4) и 15% (5) [146].

са положительный эффект от изгиба мишени уменьшается.

Изгиб мишени не устраняет рефракционного влияния полностью, что связано с неоднородностью $\nabla \bar{\epsilon}$ в зоне усиления. Остаточное влияние рефракции в случае выпуклого профиля $\bar{\epsilon}$ (или вогнутого профиля N_e) типа (87) имеет фокусирующий характер [47, 141, 142]. Поэтому в случае изогнутой мишени остаточный фокусирующий эффект позволяет получить мощность даже большую, чем в отсутствие рефракции [125].

Спад $L_c(Z)$ в центре пучка в дальней зоне с увеличением z , наблюдавшийся при плоской мишени (см. раздел 4.1.2), сменяется его ростом в случае изогнутой мишени [125]. Благодаря удержанию пучка УСИ в зоне усиления и, таким образом, уменьшению размера источника $L_c(Z)$ значительно превышает соответствующие значения при плоской мишени. Изгиб мишени позволяет не только существенно увеличить $L_c(Z)$, но и обеспечить достаточно ровное ее распределение на главном участке пучка УСИ (рис. 16). Но значения $L_c(Z)$ все-таки меньше, чем в отсутствие рефракции, и причиной этого является остаточный фокусирующий эффект. Значения $L_c(Z)$ можно повысить, если при изгибе мишени получить остаточный дефокусирующий эффект, реализовав в зоне усиления вогнутый профиль $\bar{\epsilon}$ (или выпуклый профиль N_e). Из рисунка 16 видно, что платой за это улучшение когерентности является существенное снижение мощности и яркости УСИ и увеличение расходимости. Однако это снижение мощности и яркости при переходе от вогнутого к выпуклому профилю плотности не представляется достаточно опасным явлением, так как оно будет во многом нивелировано насыщением усиления, а эффект увеличения когерентности останется, поскольку насыщение усиления мало влияет на него.

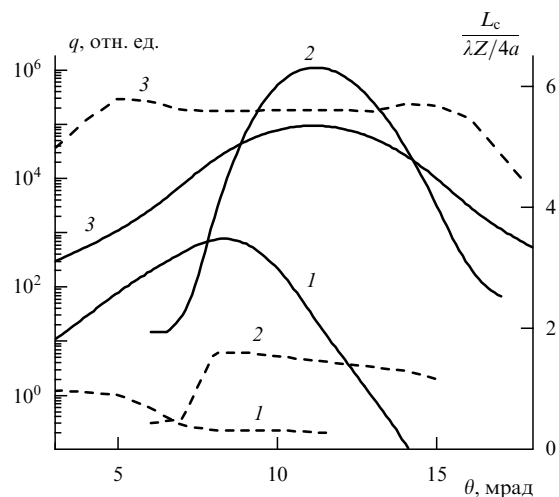


Рис. 16. Расчетные распределения силы излучения q (—) и длины когерентности L_c (---) в дальней зоне для $z = 5$ см, $a = 50$ мкм, $\Delta \epsilon = 2,6 \times 10^{-4}$ в случае выпуклого профиля $\bar{\epsilon}$ (87) при $C = 0$ (1), $C = C_{\text{опт}}$ (2) и в случае вогнутого профиля $\bar{\epsilon}$ при $C = C_{\text{опт}}$ (3) [125]. Профиль $\bar{\epsilon}_0$ параболический с максимумом усиления при $x = 100$ мкм и шириной зоны усиления 100 мкм.

4.3.2. Последовательно расположенные мишени. Компенсировать рефракционные потери можно также, используя две толстые мишени, расположенные последователь-

но и облучаемые с противоположных сторон [147]. Принцип работы такой конструкции РЛ ясен из рис. 17. Разлет плазменных областей, образующихся у каждой мишени, идет в противоположных направлениях. УСИ, рефрагированное в первой плазме, выходит из нее и попадает во вторую плазму с аналогичным профилем $\bar{\epsilon}$, но с противоположным знаком $\nabla \bar{\epsilon}$. Рефракционное искажение компенсируется по мере прохождения УСИ во второй плазме. Использование последовательной цепочки, состоящей из нескольких пар таких мишеней, позволит реализовать большее усиление. Эффективность работы такой системы, которая, очевидно, сложнее, чем конфигурация с одной изогнутой мишенью, во многом определяется точностью ее настройки.

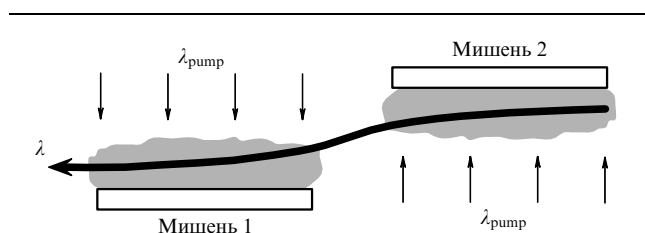


Рис. 17. Схема РЛ с последовательно расположенными мишенями.

Несмотря на достаточную сложность подхода, работа данной схемы успешно демонстрировалась в экспериментах [148–150]. В настоящее время использование такой конфигурации мишеней является стандартной для РЛ на Ne-подобном германии на установке Vulcan в Резерфордской лаборатории [151]. Накачка с энергией 1 кДж и наличием предимпульса позволяет достичь насыщения усиления при сравнительно малой длине обеих мишеней, равной 1,8 см. Расходимость УСИ в плоскости, параллельной мишеням, составляет ~ 30 мрад и в 4–5 раз превышает расходимость в плоскости, перпендикулярной мишеням.

4.3.3. Параллельно расположенные мишени. Если расположить две мишени параллельно друг другу и облучить их внутренние поверхности, то плазменные сгустки разлетаются навстречу друг другу и сталкиваются [152–154]. Профиль N_e имеет провал в зоне усиления между мишенями и обладает фокусирующими свойствами.

В работе [46] исследовалось усиление излучения в РЛ с поперечным квадратичным нарастанием N_e к периферии, т.е. с фокусирующими свойствами. Коэффициент усиления предполагался пропорциональным N_e , но с ограничением при больших плотностях. Лазерная среда, таким образом, характеризовалась повышенным усилением на периферии при $x \sim \pm x_m$.

При усилении параллельного пучка лучей в [46] показано, что картина распределения излучения на выходе периодически меняется по z с периодом $z_{\text{per}} = (\pi/2)z_r$. В общем виде угловое распределение излучения состоит из двух пиков с координатами $\theta_{\text{peak}} = \pm |\sin(2z/z_r)|\theta_m$, где $\theta_m = 2x_m/z_r$. При $z = (m + 1/2)z_{\text{per}}$ все лучи пересекаются в узле на оптической оси, и угловое распределение излучения имеет максимальную ширину области локализации, несколько превышающую $2\theta_m$.

При $z = mz_{\text{per}}$ лучи параллельны оптической оси, и усиленное излучение в дальней зоне образует один приосевой керн с дифракционной расходимостью, что идеально подходит для приложений РЛ. Стоит отметить, что рефракция здесь не приводит к появлению дополнительных потерь в коэффициенте усиления по z типа (79): показатель усиления равен полусумме осевого и максимального коэффициентов усиления, умноженной на длину РЛ. Таким образом, при фокусирующем профиле N_e удастся избежать рефракционной потери мощности излучения.

Режим УСИ дает тот же темп нарастания мощности по z , что и при усилении параллельного пучка лучей. Однако получить коллимированный пучок в ходе усиления не удастся. При любом z угловое распределение УСИ имеет ширину области локализации, несколько превышающую $2\theta_{\text{max}}$.

Подытоживая изложенное в разделе 4.3, необходимо отметить, что описанные способы компенсации рефракции УСИ позволяют улучшить качество пучка только в одном поперечном направлении x — параллельном мишени. В перпендикулярном же направлении y негативное влияние рефракции на симметричном профиле N_e на мощность и расходимость УСИ сохраняется. Одним из способов улучшения ситуации является создание провала в распределении $N_e(y)$ [155]. Его можно создать, используя предимпульсную или многоимпульсную накачку. При этом предполагается последующий импульс (импульсы) фокусировать в предварительно подготовленную плазму в более узкую линию по сравнению с предыдущим (предыдущими), что обеспечит более быстрый разлет плазмы в центральной области столба.

5. Заключение

К настоящему времени на крупных уникальных лазерных установках реализована стабильная генерация излучения в мягком рентгеновском диапазоне в плазме многозарядных ионов. Достигнутая минимальная длина волны излучения находится внутри "водяного окна". Получен лазерный эффект в ряде настольных приборов, хотя и более скромных с точки зрения энергии и длины волны, но достаточно доступных. Существующие образцы РЛ уже применяются в диагностике высокотемпературной плазмы. Однако с точки зрения проблемы когерентности и расходимости, рассмотренной в настоящем обзоре, созданные РЛ пока еще не удовлетворяют стандартам, которые традиционно сложились в квантовой электронике.

Тем не менее проведенные с начала 1980-х годов исследования позволили понять основные макроскопические эффекты, снижающие качество пучка РЛ, и предложить ряд способов уменьшения негативного влияния этих эффектов. По нашему мнению, существующее расхождение некоторых экспериментальных данных с результатами теории может быть устранено после более детального изучения плазменных эффектов, приводящих к сравнительно мелкомасштабному возмущению оптической однородности среды РЛ. В настоящее время исследование возможностей улучшения качества пучка идет параллельно с поиском новых схем РЛ в целях дальнейшего снижения длины волны и длительности импульса РЛ.

Благодарности

Авторы выражают признательность А.Н. Анисимову, В.А. Волкову, В.М. Герасимову, Г.Г. Кочемасову, Ю.К. Кочубею, В.К. Ладагину, В.Д. Урлину за полезные обсуждения затронутых в обзоре проблем и Г.А. Кириллову, В.Д. Письменному, Ю.А. Романову, Ю.А. Трутневу, Л.П. Феокистову за поддержку и интерес к работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научно-технического центра (ISTC), проект 076-95.

Список литературы

1. Прохоров А М *УФН* **85** 599 (1965)
2. Robinson C A *Aviation Week and Space Technol.* **114** 25 (1981)
3. Доклад АФО экспертной группы о научных и технических аспектах пучкового оружия *УФН* **155** 661 (1988) [Translated from English *Phys. Today* **40** (11) 48 (1987)]
4. Broad W J *Teller's War* (Simon & Schuster, 1992)
5. Matthews D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 110 (1985)
6. Rosen M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 106 (1985)
7. Suckewer S et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 1753 (1985)
8. Elton R C *Appl. Optics* **14** 97 (1975); Жерихин А Н, Кошелев К Н, Летохов В С *Квант. электрон.* **3** 152 (1976); Виноградов А В, Собельман И И, Юков Е А *Квант. электрон.* **4** 63 (1977)
9. Гудзенко Л И, Шелепин Л А *ЖЭТФ* **45** 1445 (1963); Pert G J *J. Phys. B* **9** 3301 (1976); **12** 2067 (1979)
10. Matthews D et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 575 (1987)
11. Keane C J et al. *J. Phys. B* **22** 3343 (1989)
12. London R A et al. *J. Phys. B* **22** 3363 (1989)
13. Skinner C *Phys. Fluids B* **3** 2420 (1991)
14. Fill E E, in *Laser Interaction with Matter* (IOP Conf. Ser., Vol. 140, Ed. S J Rose) (Bristol: IOP Publ., 1995) p. 111
15. Elton R C *X-Ray Lasers* (Boston: Academic Press, 1990)
16. *X-Ray Lasers 1990* (IOP Conf. Ser., Vol. 116, Ed. G J Tallents) (Bristol: IOP Publ., 1990)
17. *X-Ray Lasers 1992* (IOP Conf. Ser., Vol. 125, Ed. E E Fill) (Bristol: IOP Publ., 1992)
18. *X-Ray Lasers 1994* (AIP Conf. Proc., Vol. 332, Eds D C Eder, D L Matthews) (Williamsburg: AIP, 1994)
19. *X-Ray Lasers 1996* (IOP Conf. Ser., Vol. 151, Eds S Svanberg, C-G Wahlström) (Bristol: IOP Publ., 1996)
20. Nickles P V et al. *Proc. SPIE* **2520** 373 (1995)
21. Афанасьев Ю В, Шляпцев В Н *Квант. электрон.* **16** 2499 (1989)
22. Eder D C et al., in Ref. [19] p. 136
23. Lemoff B et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1574 (1995)
24. Rocca J J et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 2192 (1994)
25. Rocca J J et al., in Ref. [19] p. 176
26. Matthews D L, in Ref. [19] p. 32
27. *Applications of X-Ray Lasers* (Eds R London, D Matthews, S Suckewer) (San Francisco, Nat. Tech. Inform. Serv. Doc. No. LLNL-CONF-9206170, 1992)
28. Koch J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 3291 (1992)
29. London R A *Phys. Fluids B* **5** 2707 (1993)
30. Виноградов А В и др. *Зеркальная рентгеновская оптика* (Л.: Машиностроение, 1989); Chakraborty P *Int. J. Modern Phys. B* **5** 2133 (1991)
31. Allen L, Peters G I *Phys. Lett. A* **31** 95 (1970)
32. Peters G I, Allen L *J. Phys. A* **4** 238 (1971); Allen L, Peters G I *J. Phys. A* **4** 377 (1971); *J. Phys. A* **4** 564 (1971)
33. Peters G I, Allen L *J. Phys. A* **5** 546 (1972)
34. Михалас Д *Звездные атмосферы* (М.: Мир, 1982)
35. Биберман Л М, Воробьев В С, Якубов И Т *Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы* (М.: Наука, 1982)
36. Раутиан С Г, Смирнов Г И, Шалагин А М *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул* (Новосибирск: Наука, 1979)
37. Гаспарян П Д и др. *ЖЭТФ* **105** 1593 (1994)
38. Земцов Ю К, Сечин А Ю, Старостин А Н *ЖЭТФ* **110** 1654 (1996)
39. Мэйтлэнд А, Данн М *Введение в физику лазеров* (М.: Наука, 1978)
40. Рытов С М, Кравцов Ю А, Татарский В И *Введение в статистическую радиофизику* Ч. 2 (М.: Наука, 1978)
41. Апресян Л А, Кравцов Ю А *Теория переноса излучения* (М.: Наука, 1983)
42. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1981)
43. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)
44. Гудзенко Л И, Яковленко С И *Плазменные лазеры* (М.: Атомиздат, 1978)
45. London R A *Phys. Fluids* **31** 184 (1988)
46. Boswell B et al. *Phys. Fluids B* **2** 436 (1990)
47. Boehly T et al. *Opt. Commun.* **79** 57 (1990)
48. Ratowsky R P et al. *ICF Quart. Rep.* UCRL-LR 105821-94-2 (Livermore: LLNL) **4** (2) 63 (1994)
49. Plowes J A, Pert G J, Holden P B *Opt. Commun.* **116** 260 (1995)
50. Wan A S, Mayle R W, Kato Y, Osterheld A L, in *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* (AIP Conf. Proc., Vol. 369, Eds S Nakai, G N Miley) (New York: AIP Conf., 1996) part 2, p. 778
51. Zimmerman G B, Krueger W L *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **11** 51 (1975)
52. Аврорин Е Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **32** 457 (1980)
53. Craxton R S, MacCrory R L *LLE Reports* 99 and 108 (Rochester: University of Rochester, 1980)
54. Софронов И Д и др., в сб. *Конструирование алгоритмов и решение задач математической физики* (Ред. Г П Воскресенский, В В Забродин) (М.: ИПМ АН СССР, 1989) с. 277
55. Klisnick A et al., in Ref. [17] p. 305
56. Klapisch M et al. *J. Opt. Soc. Am.* **67** 148 (1977)
57. Hagelstein P L *LLNL Report UCRL-53100* (Livermore: LLNL, 1981)
58. Воинов Б А и др. *Вопр. атомной науки и тех. Сер. матем. модел.* (2) 65 (1993)
59. Politov V Yu, Lykov V A, Shinkarev M K *Proc. SPIE* **1928** 157 (1993)
60. Makhrov V et al. *J. Phys. B* **27** 1899 (1994)
61. Holden P B et al. *J. Phys. B* **27** 341 (1994)
62. Держиев В И и др. Препринт ИОФАН № 235 (М.: ИОФАН, 1987); Держиев В И, Жидков А Г, Яковленко С И *Труды ИОФАН* **40** 52 (1992)
63. Лимпоух Й, Розанов В Б *Квант. электрон.* **11** 1416 (1984)
64. Rosen M D *Phys. Fluids B* **2** 1461 (1990)
65. Willi O et al. *Phys. Fluids B* **2** 1318 (1990)
66. Kieffer J C et al. *Phys. Fluids B* **3** 463 (1991)
67. Nantel M et al. *Phys. Fluids B* **5** 4465 (1993)
68. La Fontaine B et al. *Phys. Rev. E* **47** 583 (1993)
69. Wan A S et al., in Ref. [19] p. 504
70. Хора Х *Физика лазерной плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1986)
71. Пантел Р, Путхоф Г *Основы квантовой электроники* (М.: Мир, 1972)
72. Аллен Л, Эберли Дж *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978)
73. Леонтович М *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **8** 16 (1944)
74. Hopf F A, Meystre P *Phys. Rev. A* **12** 2534 (1975); Raymer M G, Mostowski J *Phys. Rev. A* **24** 1980 (1981); Raymer M G et al. *Phys. Rev. A* **32** 332 (1985)
75. Hazak G, Bar-Shalom A *Phys. Rev. A* **38** 1300 (1988)
76. Sureau A, Holden P B *Phys. Rev. A* **52** 3110 (1995)
77. Ratowsky R P, London R A *Phys. Rev. A* **51** 2361 (1995)
78. Hazak G, Bar-Shalom A *Phys. Rev. A* **40** 7055 (1989)
79. London R A, Strauss M, Rosen M D *Phys. Rev. Lett.* **65** 563 (1990)
80. Amendt P, London R A, Strauss M *Phys. Rev. A* **44** 7478 (1991)
81. Amendt P, London R A, Strauss M *Phys. Rev. A* **47** 4348 (1993)
82. Боровский А В, Галкин А Л, Коробкин В В *Квант. электрон.* **15** 1457 (1988); Боровский А В, Галкин А Л *Труды ИОФАН* **41** 103 (1993)
83. Ladagin V K, Starikov F A, Volkov V A, in Ref. [19] p. 336
84. Feit M D, Fleck J A, Jr *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 2048 (1990)
85. Feit M D, Fleck J A, Jr *Opt. Lett.* **16** 76 (1991)
86. Стариков Ф А *Вопр. атомной науки и тех. Сер. теор. и прикл. физика* (4) 14 (1989)

87. Стариков Ф А *Вопр. атомной науки и техн. Сер. теор. и прикл. физика* (2) 33 (1990)
88. Стариков Ф А, Урлин В Д *Квант. электрон.* **18** 436 (1991)
89. Ахманов С А, Дьяков Ю Е, Чиркин А С *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (М.: Наука, 1981)
90. Стариков Ф А *Вопр. атомной науки и техн. Сер. теор. и прикл. физика* (3) 20 (1990)
91. Стариков Ф А *Квант. электрон.* **19** 527 (1992)
92. Стариков Ф А, в кн. *Физика ядерно-возбуждаемой плазмы и проблемы лазеров с ядерной накачкой* Т. 2 (Арзамас-16: ВНИИЭФ, 1995) с. 260; *Квант. электрон.* **23** 205 (1996)
93. Linford G J et al. *Appl. Optics* **13** 379 (1974)
94. Крючков В Б и др. *Квант. электрон.* **17** 189 (1990)
95. Мохов Ю В *Вопр. атомной науки и техн. Сер. теорет. и прикл. физика* (1) 29 (1991)
96. Стариков Ф А *Квант. электрон.* **21** 343 (1994)
97. Чирков В А *Квант. электрон.* **11** 2253 (1984)
98. Бункин Ф В, Быков В П *Квант. электрон.* **13** 869 (1986)
99. Fill E E *Opt. Commun.* **67** 441 (1988)
100. Ладагин В К, Стариков Ф А, Урлин В Д *Квант. электрон.* **20** 471 (1993)
101. MacGowan B J et al. *Proc. SPIE* **688** 36 (1986)
102. Whelan D A et al. *Proc. SPIE* **831** 275 (1987)
103. Жидков А Г, Терских А О, Яковленко С И *Кратк. сообщ. по физ.* (9) 27 (1988); Гулов А В и др. *Квант. электрон.* **17** 753 (1990)
104. Волков В А и др. *Квант. электрон.* **18** 1329 (1991)
105. Zahavi O, Hazak G, Zinamon Z J. *Opt. Soc. Am. B* **10** 271 (1993)
106. Trebes J E et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 588 (1992)
107. Lee T N, McLean E A, Elton R C *Phys. Rev. Lett.* **59** 1185 (1987)
108. O'Neill D M et al. *Opt. Commun.* **75** 406 (1990)
109. Стариков Ф А *Квант. электрон.* **20** 477 (1993)
110. Starikov F A, in Ref. [19] p. 315
111. Sutton G W *AIAA Journal* **7** 1737 (1969)
112. Лутовинов В С, Чечеткин В Р *ЖЭТФ* **93** 1602 (1987)
113. Amendt P, Strauss M, London R *Phys. Rev. A* **53** R23 (1996)
114. Suckewer S et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 1004 (1986)
115. Tomasel F G, Shlyaptsev V N, Rocca J J *Phys. Rev. A* **54** 2474 (1996)
116. Nilsen J *Phys. Scr.* **T47** 83 (1993)
117. Boehly T et al. *Phys. Rev. A* **42** 6962 (1990)
118. Nilsen J et al. *Phys. Rev. A* **48** 4682 (1993)
119. Moreno J C, Nilsen J, Da Silva L B *Opt. Commun.* **110** 585 (1994)
120. Holden P B, Rus B *Opt. Commun.* **119** 424 (1995)
121. Li Y, Pretzler G, Fill E E *Phys. Rev. A* **51** R4341 (1995); *Opt. Commun.* **119** 557 (1995); Li Y, Pretzler G, Fill E E, Nilsen J J. *Opt. Soc. Am. B* **13** 742 (1996)
122. MacPhee A G et al., in Ref. [19] p. 50
123. Tallents G J et al., in Ref. [19] p. 372
124. Plowes J A, Pert G J, Holden P B *Opt. Commun.* **117** 189 (1995)
125. Стариков Ф А *Квант. электрон.* **24** 691 (1997)
126. Jaegle P et al., in Ref. [19] p. 1
127. Nilsen J et al. *Phys. Rev. A* **55** 827 (1997)
128. Lu P, Li Y, Fill E E *Phys. Rev. A* **54** 5193 (1996)
129. Albert F et al., in Ref. [19] p. 427
130. Shlyaptsev V N et al., in Ref. [19] p. 215
131. Bonnet L, Jacquemot S, in Ref. [19] p. 53; Schegel Th, Nickles P V, Sandner W, in Ref. [19] p. 91
132. Fiedorowicz H et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 415 (1996)
133. Fiedorowicz H et al., in Ref. [19] p. 76
134. Rosen M D, Trebes J E, Matthews D L *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion* **10** 245 (1987)
135. Shimkaveg G M et al., in Ref. [17] p. 61
136. Rus B et al. *Phys. Rev. A* **51** 2316 (1995)
137. Ceglio N M et al. *Appl. Opt.* **27** 5022 (1988)
138. Ceglio N M et al. *Opt. Lett.* **13** 108 (1988)
139. Hara T et al., in Ref. [19] p. 200
140. Da Silva L B et al. *Proc. SPIE* **2012** 158 (1993)
141. Lunney J G *Appl. Phys. Lett.* **48** 891 (1986)
142. Kodama R et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 3215 (1994)
143. Daido H et al. *Opt. Lett.* **20** 61 (1995)
144. Yuan G et al. *Phys. Rev. A* **52** 4861 (1995)
145. Plowes J A, Pert G J, Holden P B *Opt. Commun.* **116** 260 (1995)
146. Nilsen J et al. *Opt. Commun.* **124** 287 (1996); *ibid* **130** 415 (1996)
147. Hagelstein P L *Plasma Phys.* **25** 1345 (1983)
148. Lewis C L S et al. *Opt. Commun.* **91** 71 (1992)
149. Wang S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 360 (1992)
150. Carillon A et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 2917 (1992)
151. Key M H et al., in Ref. [19] p. 9
152. Shvarts D et al. *Proc. SPIE* **831** 283 (1987)
153. Boehly T et al. *Proc. SPIE* **831** 305 (1987)
154. Boehly T et al. *Appl. Phys. B* **50** 165 (1990)
155. Pert G J et al., in Ref. [19] p. 260

Angular divergence and spatial coherence of X-ray laser radiation

P.D. Gasparyan

Russian Federal Nuclear Centre, All-Russian Research Institute of Experimental Physics (VNIIEF), 607190 Sarov (Arzamas-16), Nizhegorodskaya oblast, Russia
Fax: (831-30) 4-55-22

Tel. (831-30) 4-55-22. E-mail: pdg@aslbatross.md08.vniief.ru

F.A. Starikov

Russian Federal Nuclear Centre, All-Russian Research Institute of Experimental Physics (VNIIEF), 607190 Sarov (Arzamas-16), Nizhegorodskaya oblast, Russia
Fax: (831-30) 4-55-22

Tel. (831-30) 4-5893, 4-56-46.

E-mail: starikov@otd13.vniief.ru

A.N. Starostin

Institute of Innovation and Thermonuclear Research (TRINITI),
142092 Troitsk, Moscow oblast, Russia

Tel. (095) 334-0697. Fax: (095) 334-57-76. E-mail: staran@fly.triniti.troitsk.ru

X-ray lasers have been the subject of intense research since the mid-1980s owing to continuous advances in technology and computer engineering. By the mid-1990s, extreme ultraviolet (XUV) and soft X-ray lasing has already been achieved for approximately hundred lines, with a lower boundary within the 'water window.' At present, the generation of highly directional highly coherent radiation is of great interest for a variety of scientific, technological and medical applications. The formation of X-ray laser radiation is only one aspect of the general field of X-ray lasing, where also a number of interrelated atomic physics, plasma physics, and quantum electronics problems are to be solved. In the present paper, the historical development and current state of theoretical and experimental work on the angular divergence and spatial coherence of X-ray laser radiation is reviewed. Various approaches to the dynamics of laser-amplified radiation are considered and prospects for improving laser beam quality and increasing radiation brightness discussed. A comparison is made of the experimental results and theoretical predictions.

PACS numbers: 42.25.Kb, 42.55.Vc

Bibliography — 155 references

Received 22 October 1997