



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

25

Л. Н. Вячеславов, В. Ф. Жаров

**РАЗРАБОТКА МОЩНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ
ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ
МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ**

ПРЕПРИНТ 85—42



НОВОСИБИРСК

РАЗРАБОТКА МОЩНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ
ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Л.Н.Вячеславов, В.Ф.Жаров

А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся результаты работ по созданию и испытанию схем лазеров, предназначенных для диагностики плазмы, нагреваемой мощным релятивистским электронным пучком (РЭП). Разработаны две мощных лазерных системы (ЛС): трехкаскадная на основе рубина и двухкаскадная на неодимовом стекле. Параметры моноимпульса излучения этих ЛС при длительности $\tau_L \approx 15+25$ нс следующие: энергия 20 Дж для рубина и 100 Дж для неодимового стекла, расходимость $1,5 \cdot 10^{-3}$ рад и $3 \cdot 10^{-4}$ рад соответственно. Имеется возможность удвоения частоты излучения ЛС на основе стекла с неодимом с эффективностью $\sim 40\%$. В работе приводятся оценки влияния лазерного излучения на параметры плазмы в условиях, характерных для пучковых экспериментов. В качестве механизмов воздействия рассматриваются тормозное поглощение и эффекты вынужденного рассеяния.

В В Е Д Е Н И Е

В экспериментах по диагностике плазмы с помощью некогерентного рассеяния света часто приходится сталкиваться с ограничениями на величины измеряемых параметров из-за низкого отношения полезного сигнала к шуму (S/N). Эффективным способом увеличения S/N , является повышение мощности и яркости лазерного излучения, при условии наличия в соответствующем спектральном диапазоне высокочувствительных широкополосных фотоприемников. Такие возможности существовали первоначально лишь для лазерных систем (ЛС) на основе синтетического рубина, с помощью которых были проведены почти все эксперименты по диагностике плазмы. После периода быстрого роста мощности и направленности излучения таких ЛС в дальнейшем прогресс в развитии рубиновых лазеров замедлился. В последствии для других приложений были созданы значительно более мощные ЛС на неодимовом стекле с удвоением частоты излучения, однако, существенное усложнение конструкции затрудняло их применение для диагностических целей. В публикациях [1,2] сообщается об использовании таких ЛС в экспериментах по лазерному рассеянию в плазме, тем не менее мощность и яркость излучения этих ЛС на основе стекла с неодимом не намного отличается от параметров ЛС на рубине. Настоящая работа посвящена созданию для диагностических приложений ЛС повышенной мощности и направленности излучения как на основе традиционно используемого рубина, так и на стекле, активированном неодимом. При разработке имелось в виду практическое применение ЛС в открытых системах с плазмой, нагреваемой мощным релятивистским электронным пучком (РЭП).

Дальнейшее изложение результатов ведется по следующему плану. В п.1 наряду с общими требованиями к ЛС рассматриваются особенности использования лазеров для томсоновского рассеяния в пучковом эксперименте. Экспериментальному исследованию ЛС с ВРМБ зеркалом, показавшему значительные трудности практической реализации мощной многокаскадной схемы на рубине с обращением волнового фронта посвящен п.2. Устройство хорошо зарекомендовавшей себя в экспериментах на плазме ЛС на рубине с межкаскадной пространственной фильтрацией излучения описано в п.3. В п.4 дается изложение результатов испытания ЛС на

неодимовом стекле с телескопическим усилителем. Такая схема позволила существенно поднять параметры излучения по сравнению с ЛС на основе рубина. Ограничения на рост мощности и яркости диагностических лазеров связаны с влиянием зондирующего излучения на параметры плазмы. Оценки роли различных механизмов воздействия лазерного излучения на плазму сделаны в п.5.

I. ТРЕБОВАНИЯ К ЛС

Остановимся на требованиях к ЛС и на условиях работы на установках по взаимодействию мощного релятивистского электронного пучка с плазмой, для которых предназначались в нашем случае ЛС. Максимальная величина мощности лазерного излучения определяется выражением $P_i = \frac{\pi d_0^2 \eta Q_t}{4\tau_L}$, где d_0 - диаметр активного элемента, η - коэффициент, характеризующий неоднородность распределения по торцу плотности энергии излучения (для однородного случая $\eta = 1$), Q_t - предельная плотность энергии, определяемая разрушением активного элемента, τ_L - длительность лазерного импульса.

Стекло, активированное неодимом, близко по параметру Q_t к другим оптическим элементам ($Q_t \approx 15 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$ при $\tau_L \sim 30$ нс), в то же время для рубиновых элементов $Q_t \approx 5 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^2}$. Определенные резервы увеличения мощности лазерного излучения при постоянном d_0 заключаются в улучшении пространственной однородности (увеличение η). Основная возможность повышения P_i для заданного материала активной среды состоит в переходе к активным элементам большого диаметра d_0 . При этом, важно, чтобы величина $d_0 \alpha_0$ (α_0 - расходимость лазерного излучения) оставалась достаточно мала. В идеальном случае, когда α_0 определяется дифракцией на апертуре активного элемента, $\alpha_{0,\text{diff}} \approx \frac{\lambda}{d_0}$ и величина $\alpha_{0,\text{diff}} \cdot d_0$ вообще от d_0 не зависит. В действительности α_0 оказывается значительно больше $\alpha_{0,\text{diff}}$ из-за оптической неоднородности активных элементов, и по этой причине $d_0 \alpha_0$ растет с увеличением сечения активного элемента. Возрастание

$d_0 \alpha_0$ с ростом мощности P_i можно допустить до тех пор, пока это не приводит к уменьшению отношения сигнал/шум или снижению точности измерений из-за ухудшения спектрального и пространственного ($\Delta\lambda, \Delta\ell \sim d_0 \alpha_0 / \alpha$) разрешений в системах с $\theta \ll \pi/2$. Здесь α - угловая апертура сфокусированного в плазму излучения, а θ - угол рассеяния. Следует также указать, что диаметр лазерного луча в области рассеяния $d = d_0 \alpha_0 / \alpha$ имеет смысл делать малым лишь при соответствующем уменьшении суммарной аберраций фокусирующей и регистрирующей оптики и механической нестабильности юстировки. При малых величинах d возможно кроме того нарушение условия безконтактности диагностики из-за воздействия лазерного излучения на плазму.

В наших условиях требование достаточно малой начальной расходимости α_0 находится в некотором противоречии с необходимостью обеспечения минимальной задержки момента срабатывания лазера относительно запускающего импульса. (Укажем, что особенностью ускорителя установки ИНАР [3], для которой предназначалась ЛС на рубине, является наличие высоковольтного разрядника, работающего в режиме самопробоя). Устранение временного разброса между импульсом излучения лазера и РЭП достигалось запуском ячейки Керра от высоковольтного разрядника. Малая задержка между моментом отпираания ячейки Керра и возникновением "гигантского" импульса может быть достигнута при значительном уровне инверсной населенности над ее пороговым значением. В то же время все схемы селекции поперечных мод либо работают при небольшом превышении над порогом, либо значительно повышают порог генерации. Важность обеспечения минимальной задержки срабатывания лазера от начала инъекции РЭП в плазму вынуждает отказаться от внутрирезонаторных схем селекции поперечных мод.

Основной особенностью экспериментов по взаимодействию РЭП с плазмой является неравновесность электронной функции распределения, проявляющаяся в возникновении высокоэнергетичных "хвостов" с малой плотностью [4]. Естественно, что наибольшие трудности связаны с регистрацией именно этой неравновесной области функции распределения. Как показано в работах [5+7], существенное улучшение отношения сигнала к шуму при исследовании "хвостов" достигается переходом к

регистрации излучения, рассеянного под малым углом θ по отношению к падающему. Спектр рассеянного излучения при этом сужается пропорционально $\sin \theta/2$. Мощность излучения, рассеянного под малым углом на основной массе электронов, может в соответствии с отношением плотностей на два порядка и больше превосходить мощность излучения, рассеянного на высокоэнергетических электронах. Контрастность полихроматоров, изготовленных на основе выпускаемых отечественной промышленностью спектральных приборов, оказывается недостаточной для подавления фона сигнала от основной компоненты в соседних спектральных каналах. ЛС, предназначенная для экспериментов по рассеянию на малый угол, изготавливалась на основе рубина. Это позволило помимо легкости получения узкого спектра излучения существенно упростить предварительную фильтрацию рассеянного излучения, благодаря наличию узкополосных поглощающих фильтров на основе рубинов с высокой концентрацией хрома.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ ДВУХПРОХОДНОГО УСИЛИТЕЛЯ С ЗЕРКАЛОМ НА ОСНОВЕ ВРМБ

Предпочтение, оказываемое ОКГ на рубине, начиная с первых работ, связано с наличием фотодетекторов с относительно высоким квантовым выходом в соответствующем спектральном диапазоне, а также с возможностью получения достаточно мощного импульса монохроматического излучения. Недостатки рубина как активного элемента хорошо известны, — это относительно невысокая лучевая прочность и трудность получения образцов большого диаметра с хорошей оптической однородностью. Отмеченные недостатки рубиновых элементов препятствуют созданию лазерных систем с высокой энергией и яркостью излучения. Интересная возможность повышения яркости излучения, усиливаемого в неоднородных усилителях, появилась после открытия эффекта обращения волнового фронта (ОВФ) при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) [8]. В указанной работе лазерный пучок с расходимостью, близкой к дифракционной, пройдя сквозь фазово неоднородный объект (травленую в кислоте пластинку из стекла), увеличивал свою расходимость более чем на порядок. Обнаруженный эффект ОВФ заключался в том, что искаженный пучок, отразившись от кюветы с нелинейной

средой вследствие вынужденного рассеяния и пройдя пластинку в обратном направлении, восстанавливал первоначальную расходимость. Вскоре это явление было успешно использовано в [9] при усилении в неоднородном кристалле рубина, а затем применено для аналогичных целей в лазерных системах на стекле с неодимом [10] и иодном [11] лазере. В [12] была описана более мощная, чем в [9] система на рубине с двухкаскадным, двухпроходным усилением, которая позволяла получать гигантский импульс с энергией 5+6 Дж и расходимостью $\sim 1 \cdot 10^{-4}$ рад.

Нами была поставлена задача испытать аналогичную схему с точки зрения использования ее для томсоновского рассеяния в экспериментах по взаимодействию РЭП с плазмой, а также попытаться довести энергию лазерного импульса до 15+20 Дж. Первоначально была собрана схема (рис.1), аналогичная [12], за исключением того, что диаметр активного элемента выходного усилителя был увеличен с 16 до 20 мм. При создании этой схемы пришлось отказаться от одномодового генератора. Связано это, как отмечалось выше, с необходимостью обеспечить минимальную

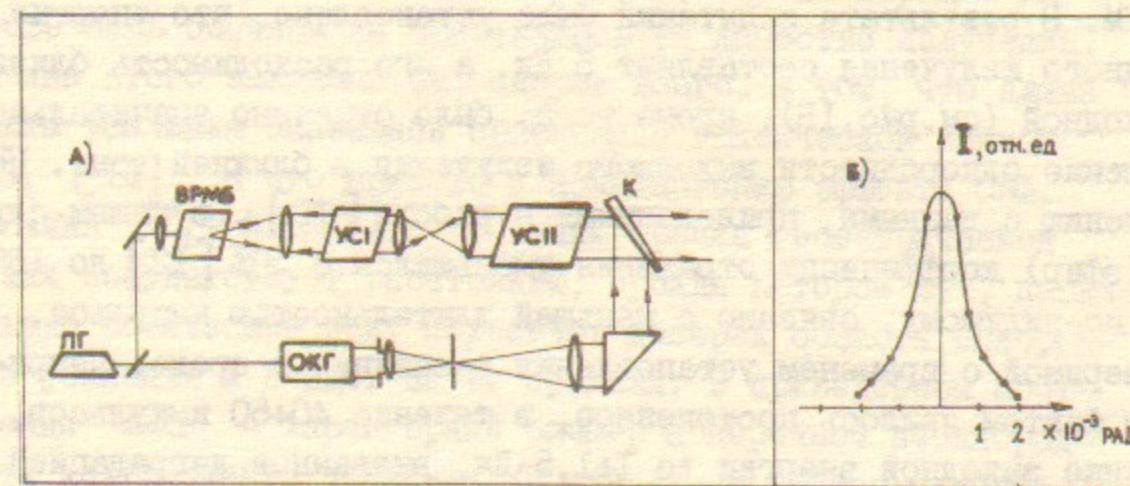


Рис.1. А) схема двухкаскадной, двухпроходовой лазерной системы на рубине с зеркалом на эффекте ВРМБ. Б) распределение излучения в дальней зоне для приведенной схемы. ЛГ — гелий-неоновый лазер для юстировки системы, ОКГ — генератор, УС I, УС II — усилительные каскады, ВРМБ — кювета с нелинейной средой, К — стеклянный клин.

задержку от РЭП, а привело дополнительно к тому, что по сравнению с [12] укоротилась длительность импульса излучения с 40 нс до 15±20 нсек, и увеличилась расходимость излучения, инжектируемого в канал усиления до $5 \cdot 10^{-4}$ рад. Генератор был изготовлен на основе элемента с длиной активной части 240 мм. Выходным зеркалом резонатора служил торец, перпендикулярный оси элемента; второй торец (со стороны затвора Керра и 100% зеркала) был скошен под углом 87° к оси. Энергия импульса генератора составляла 5±6 Дж, однако, после пространственной фильтрации и расширения перед вводом в канал усиления энергия уменьшалась до 0,1±0,3 Дж. Небольшая (~9%) доля этого излучения, отразившись от клиновидной пластины К, вводилась в усилительные каскады. Телескопическая система между усилительными каскадами позволяла уменьшить эффект "линзовости" активных элементов, а также согласовать их апертуры. В качестве активной среды для ВРМБ в кювете длиной 25 см использовались различные жидкости: эфир, диэтиловый эфир, CCl_4 , ацетон. Излучение фокусировалось в кювету линзами с фокусными расстояниями 10±30 мм. Измерение расходимости излучения проводилось с помощью клинового зеркала [13]. Для энергетических измерений использовался калориметр ИКТ-1М. В результате испытаний было установлено, что энергия выходного излучения составляет 5 Дж, а его расходимость близка к исходной (см. рис. 1Б), кроме того, было отмечено значительное улучшение однородности выходного излучения в ближней зоне. По сравнению с данными, приведенными в работе [12], в нашем случае (эфир) коэффициент отражения уменьшился с 50% [12] до 15%, что, по-видимому, связано с меньшей длительностью импульса, соизмеримой с временем установления рассеяния в среде. Неприятным фактом явилось постепенное, в течение 40±50 импульсов, снижение выходной энергии до 1±1,5 Дж, вызванное деградацией ЛС, работающей в напряженном по накачке режиме.

Для увеличения выходной энергии была испытана схема с трехкаскадным усилением (рис. 2), в которой в выходном каскаде применены элементы диаметром 30 мм и длиной 240 мм. Накачка этого каскада осуществлялась шестью лампами ИФП-8000. В описанной схеме выходная энергия составляла ~15 Дж, однако, качество излучения заметно ухудшилось. Расходимость увеличилась до $\sim 2 \cdot 10^{-3}$, а распределение в ближней зоне стало более неоднородным. Введение перед фокусирующей в кювету линзой травленной пластинки по методике [12] не меняло картины. Более того,

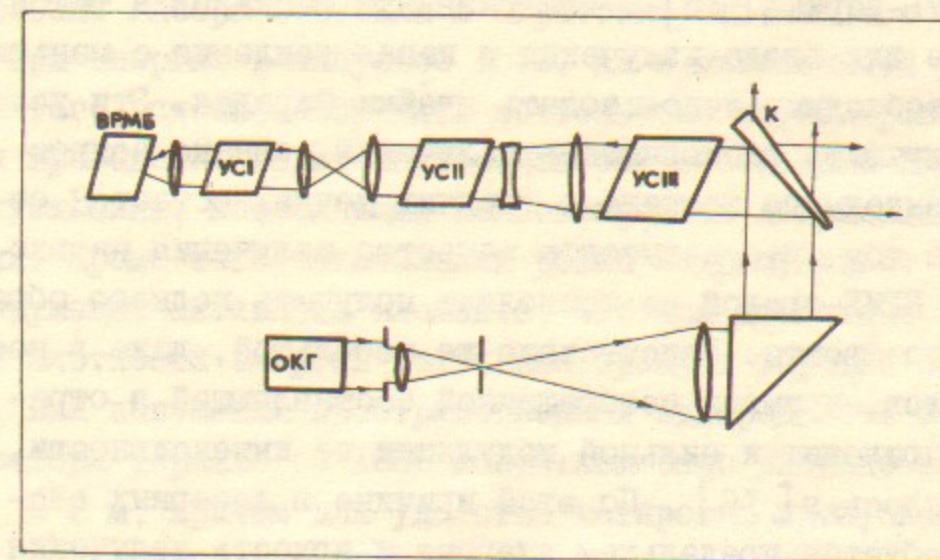


Рис. 2. Схема трехкаскадной системы с зеркалом на основе ВРМБ.

в отличие от двухкаскадного варианта, замена зеркала на основе ВРМБ обычным не сказывалась на качестве излучения. Причина этого заключается, скорее всего, в том, что длина тракта усиления оказалась сравнима с критической длиной l_c [14], а это привело к исчезновению эффекта ОВФ. Величина $l_c = \Delta a / \sqrt{2\Delta N}$ с точки зрения геометрической оптики соответствует расстоянию, пройдя которое луч, параллельный оптической оси, пересечет поперек область однородного усиления и выйдет за ее пределы. В приведенном соотношении Δa - характерный размер поперечной неоднородности коэффициента усиления, (в идеальном случае однородного усиления $\Delta a = d_0$); ΔN - поперечная неоднородность показателя преломления.

Действительно, при типичном значении $\Delta N \approx 5 \cdot 10^{-5}$ для $\Delta a \approx 1$ см получаем $l_c = 100$ см при общей длине усиления ЛС, схема которой приведена на рис. 2, $l_{ам} \approx 70$ см.

Особенно неприятным фактом при использовании зеркала на основе ВРМБ оказалось появление в некоторых импульсах отдельных особо ярких, "горячих" точек в ближней зоне. В таких местах в выходном элементе появлялись объемные раз-

рушения в виде треков.

Возможные пути совершенствования схемы с ВРМБ могли бы заключаться в уменьшении длины усиления за счет использования нескольких ВРМБ-зеркал [15]. Для развязки каскадов в такой схеме, а также для ввода излучения в канал усиления с меньшими потерями необходимо использовать ячейки Фарадея. Эти усложнения могут улучшить расходимость излучения, однако вопрос о разрушении выходного каскада в горячих точках остается открытым. Дело в том, что невысокое качество излучения на входе в квету с ВРМБ-средой не позволяет получить полного обращения волнового фронта. Присутствие же небольшой, даже в несколько процентов, примеси необращенной составляющей в отраженной волне приводит к сильной модуляции ее интенсивности, на что указывалось в [16]. По этой причине в лазерных системах, где требуется предельная энергия и яркость излучения в сочетании с надежностью работы в последнее время предпочтение отдается использованию усилителей с высокой однородностью. Роль ВРМБ-зеркала при этом сводится к предотвращению самовозбуждения системы [16].

3. ОДНОПРОХОДНАЯ СХЕМА С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ

Появление горячих зон в распределении по сечению излучения и, как следствие, разрушение выходного каскада усиления в схеме, описанной в предыдущем пункте, вынудило нас отказаться от зеркала на основе ВРМБ и заменить его обычным диэлектрическим зеркалом или призмой. Дополнительно между вторым и первым усилителем была введена диафрагма для пространственной фильтрации излучения. Такая система удовлетворительно работала при выходной энергии 10+15 Дж и расходимости $\sim 2 \cdot 10^{-3}$; относительная интенсивность горячих зон значительно уменьшилась. В результате модификации двухпроходной системы появились и новые недостатки: значительные отклонения распределения излучения в ближней зоне от прямоугольного, неудобство юстировки, и склонность ЛС к самовозбуждению.

По этим причинам ЛС была перекомпонована в однопроходную трехкаскадную схему с промежуточной пространственной

фильтрацией излучения (рис.3Б). Остановимся более подробно на особенностях этой системы, поскольку с ней, первоначально в двухкаскадном варианте (рис.3А), были проведены основные эксперименты на установке ИНАР с плазмой. Главная цель при построении лазера состояла в отработке стабильного режима работы при энергии в импульсе 15+20 Дж и минимальной расходимости. Для того, чтобы обеспечить постоянство параметров излучения при проведении серии экспериментов, необходимо иметь запас по усилению, позволяющий компенсировать деградацию ЛС во времени. Кроме того, стабильный режим подразумевает отсутствие разрушений активного элемента, что при достаточно высокой средней плотности энергии излучения требует хорошей ее однородности. Для повышения пространственной однородности излучения генератора зеркало со 100% покрытием было выбрано вогнутым с $R = 2$ м, причем для удобства юстировки пропускание зеркала на $\lambda = 6328$ А было не менее 70%.

Приосевая область пучка излучения генератора после прохождения I-го пространственного фильтра (ПФИ) попадала на вход I-го каскада усиления (УСИ). ПФИ состоял из телескопической системы с коэффициентом увеличения 2 (фокусные расстояния линз $f_{11} = 200$, $f_{12} = 400$ мм) и диафрагмы из нержавеющей стали диаметром $D_1 = 1,5$ мм, помещенной в вакуумный объем ($P \sim 0,01$ Торр). Активным элементом УСИ служил рубиновый стержень без лейкосапфировых концов диаметром 16 мм и длиной 252 мм, помещенный в двухламповый осветитель. После УСИ схемы с 2-х и 3-х каскадным усилением отличались. В схеме с 2-х каскадным усилением (рис.3А) после УСИ размещался пространственный фильтр ПФП ($f_{21} = 400$ мм, $f_{22} = 1000$ мм, $D_2 = 1,5$ мм). В трехкаскадном варианте (рис.3Б) перед УСИ помещался расширитель - телескоп Галилея, а ПФП находился перед окончательным каскадом (УСИ). Диаметры рубинов в УСИ и УСИ составляли соответственно 20 и 30 мм при одинаковой длине 252 мм. Осветители в УСИ и УСИ были собраны на четырех и шести лампах ИФП-8000 соответственно.

Диаметр лазерного пучка перед каждым усилительным каскадом превышал поперечный размер активного элемента усилителя с тем, чтобы в него попадала наиболее однородная приосевая область пучка.

Выходная линза пространственного фильтра ПФП устанавли-

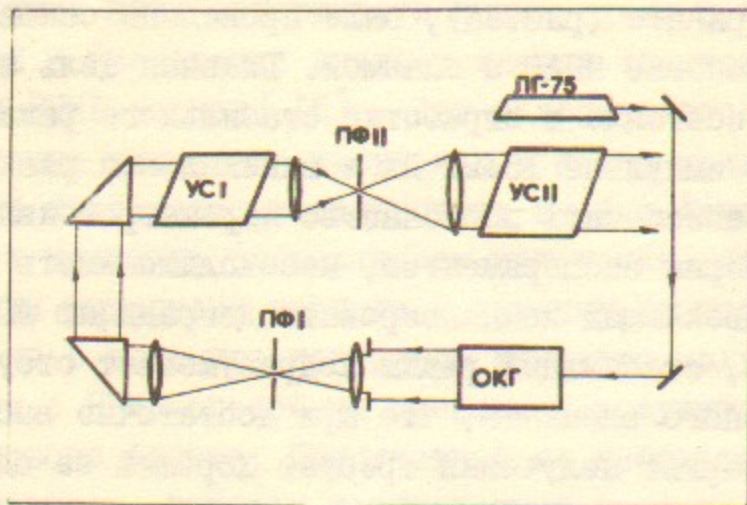


Рис.3А. Однопроходная двухкаскадная лазерная система с промежуточной пространственной фильтрацией излучения. ПФ - пространственный фильтр.

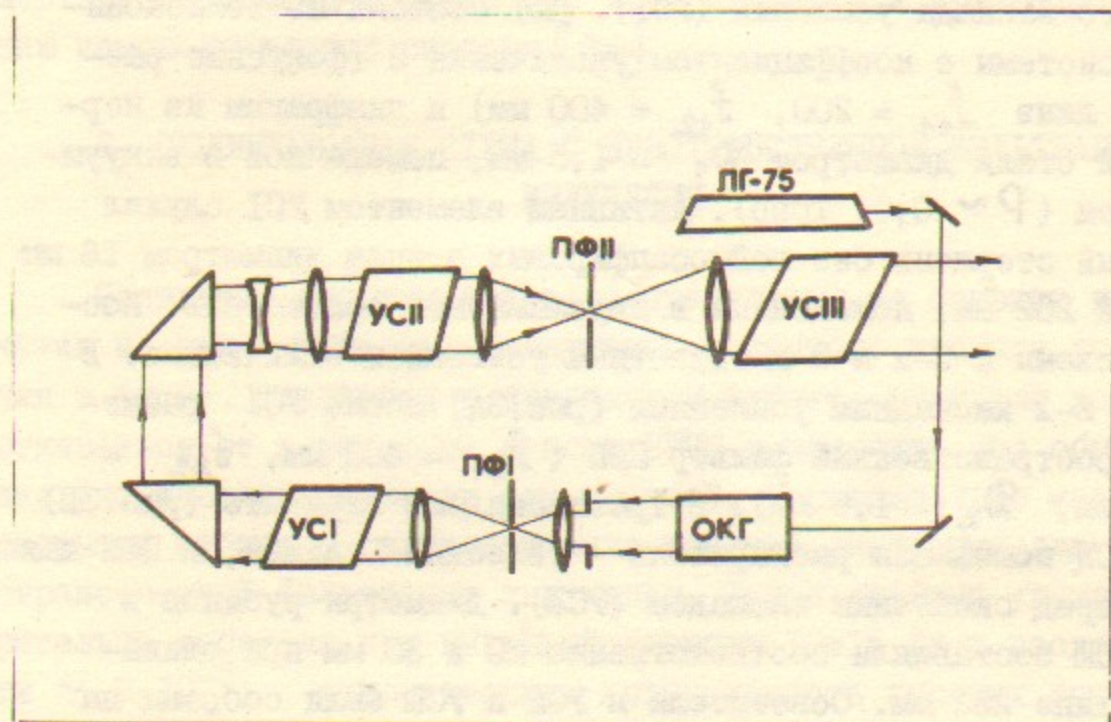


Рис.3Б. Трехкаскадный вариант схемы с пространственной фильтрацией излучения.

ливалась так, чтобы получить наилучшее согласование с линзой, фокусирующей лазерный пучок в плазму. Оба варианта ЛС имели примерно одинаковую расходимость $1,5 \pm 2$ мрад, а энергия излучения в импульсе составляла 8 ± 10 Дж в 2-х каскадном варианте, и 15 ± 25 Дж в 3-х каскадном.

При юстировке лазерной системы по гелий-неоновому лазеру обращалось внимание на то, чтобы оптические элементы: рубиновые стержни, затвор Керра, окна вакуумных камер ПФ, линзы, поворотные призмы вносили минимальную эллиптичность в линейно поляризованное излучение. Лазер показал себя в процессе работы достаточно надежным: в 2-х каскадном варианте сделано около 800 импульсов, а в 3-х каскадном - около 300 импульсов без следов разрушения активных элементов.

4. ЛС НА ОСНОВЕ СТЕКЛА, АКТИВИРОВАННОГО НЕОДИМОМ, С УДВОЕНИЕМ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Поскольку, по нашему мнению, возможности ЛС на рубине были исчерпаны, с целью дальнейшего повышения мощности и направленности излучения естественно было обратиться с ЛС на основе стекла с неодимом. Такие ЛС в настоящее время могут использоваться в экспериментах по рассеянию света как в первой гармонике излучения ($\lambda_i = 1,06$ мкм [2]) в связи с появлением в этом спектральном диапазоне высокочувствительных полупроводниковых фотоприемников, так и во второй гармонике ($\lambda_i = 0,53$ мкм) - максимуме чувствительности традиционных фотодетекторов. Коэффициенты преобразования во вторую гармонику во многих работах превышают 0,5 и достигают $0,7 \pm 0,9$. При выборе конструкции ЛС на неодимовом стекле были использованы результаты работ [17], где достигнуто существенное упрощение за счет использования многопроходowego телескопического усилителя (ТУ). Схема ТУ приведена на рис.4, а общая схема нашей ЛС на рис.5. ЛС состоит из ОКГ, работающего в одномодовом режиме двух, усиливающих каскадов ТУ и У I и удвоителя частоты на кристалле КДР.

Активным элементов ОКГ служит стержень из фосфатного стекла ГЛС-21 длиной 150 мм и диаметром 10 мм с торцами, образующими угол 87° с осью элемента (I). Резонатор длиной 1 м образован двумя плоскими зеркалами с коэффициентами отражения 20% и 100%.

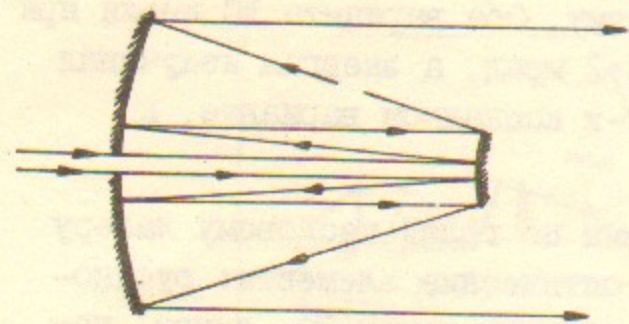


Рис.4. Ход лучей в телескопическом усилителе

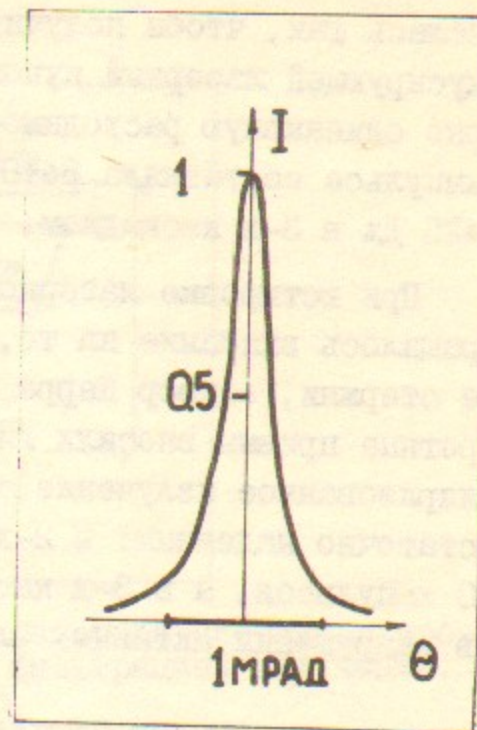


Рис.6. Распределение плотности излучения первой гармоники в дальней зоне

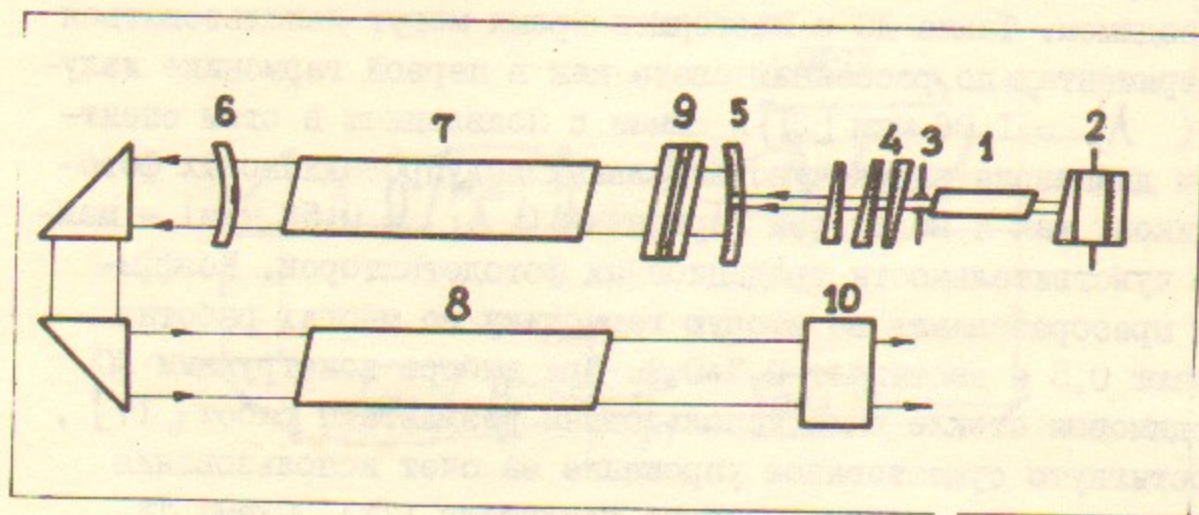


Рис.5. Схема ЛС на неодимовом стекле.

1,8,7 - активные элементы; 2 - ячейка Керра;
3 - диафрагма, 4 - интерферометр Фабри-Перо;
5,6 - зеркала ТУ, 9 - кювета с красителем,
10 - кристалл КДР.

Модуляция добротности осуществлялась затвором Керра (2). Для выделения основной моды ТЕМ₀₀ в резонатор помещалась диафрагма диаметром 1±1,5 мм (3).

Спектральная ширина линии генерации для стекла ГЛС-2I лежит в пределах 10±20 Å. Измеренная ширина линии генерации составляла $\Delta\lambda \approx 15$ Å. Для угла регистрации рассеянного излучения $\theta = 90^\circ$ и не слишком малых температурах плазмы ($T_e > 1$ эВ) такая спектральная ширина излучения вполне достаточна. При $\theta \ll 90^\circ$ может потребоваться меньшая ширина спектра излучения, поэтому для проверки возможности сужения линии генерации в резонаторе ОКГ помещался интерферометр Фабри-Перо (4) с зазором 0,15 мм и зеркалами, имеющими коэффициент отражения 40±50%. В этом случае спектральная ширина излучения ОКГ составляла $\Delta\lambda_c \approx 4$ Å. Поскольку ЛС предназначалась в первую очередь для экспериментов по рассеянию на угол $\theta = 90^\circ$, основная работа по ее настройке проводилась с широким спектром излучения. Энергия импульса излучения ОКГ составляла при этом 50±100 мДж при длительности 30 нс.

ТУ располагался на расстоянии ~ 3 м от ОКГ, таким образом, чтобы излучение ОКГ полностью заполняло отверстие связи диаметром 2,5 мм. Резонатор ТУ образован двумя зеркалами (вогнутым (5) и выпуклым (6) с радиусами 3300 и 8000 мм соответственно и коэффициентами отражения $R \approx 100\%$). В центре вогнутого зеркала находится отверстие связи, через которое в ТУ входит излучение ОКГ. Выходной пучок излучения представляет из себя кольцо, внешний диаметр которого равен диаметру вогнутого зеркала (42 мм), а внутренний диаметру выпуклого (≈ 10 мм). Усилительные каскады собраны на основе лазеров ГЛС 100I, с активными элементами (7), (8) длиной 630 мм и диаметром 45 мм. Активные элементы с прямыми торцами из комплекта лазеров, заменены на стержни с торцами, скошенными под углом 87° к оси, причем в ТУ применено стекло ГЛС-2I, имеющее большой коэффициент усиления, а во втором каскаде (VI) силикатное стекло ГЛС-6, имеющее более высокую лучевую прочность. Для предотвращения самовозбуждения ТУ вблизи вогнутого зеркала помещена кювета (9) с раствором красителя № 1055. Поскольку длина волны излучения неодимового лазера выходит за пределы спектрального диапазона широко применяемых чувствительных фотодетекторов,

в настоящей ЛС используется удвоение частоты излучения. Кристалл КДР (10) с апертурой 50x50мм и длиной 40мм располагается на теодолите 2Т2, позволяющим юстировать его с точностью $2''$.

Юстировка и настройка ЛС проводилась с помощью гелий-неонового лазера ЛГ-126, способного работать как на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм, так и на $\lambda = 1,15$ мкм, близкой к λ_i излучения ЛС. Для юстировки удвоителя частоты использовался лазер на алмаиттриевом гранате ЛТИ-501 с $\lambda = 1,06$ мкм. Излучение в инфракрасной области спектра наблюдалось с помощью электронно-оптического преобразователя. При юстировке ЛС оказалось удобным использовать отпечатки лазерного излучения на засвеченной и проявленной фотобумаге. Особое внимание обращалось на вывод всех отраженных бликов из апертуры активных элементов, для этого, в частности, кристалл КДР наклонялся в некритическом направлении на угол $\alpha \sim 1^\circ$. Спектральные измерения проводились с помощью зеркального монохроматора с решеткой 600 штр/мм и линейной дисперсией 12 Å/мм. При настройке ЛС с помощью полупроводниковых диодов, фотоумножителя ФЭУ-83 и фотозлемента ФЭК-15 определялась форма излучения лампы накачки, люминисценции активных элементов и импульса генерации ЛС.

Энергия излучения ЛС измерялась с помощью калориметра ИКТ-1М, на который с помощью стеклянного клина отводилась небольшая доля (около 4%) излучения. В случае измерения энергии во второй гармонике перед калориметром помещался фильтр СЗС-14. Коэффициенты отражения клина и пропускания фильтра промерялись с помощью юстировочных лазеров. Полученный коэффициент усиления ТУ составил $3 \cdot 10^3$ при выходной энергии ТУ 40 Дж. Оптимальным при этом оказался коэффициент пропускания кветы с просветляющимся фильтром для слабого сигнала $T = 12\%$. При $T = 10\%$ энергия излучения ограничивалась самовозбуждением ТУ на уровне 30 Дж, а при $T = 15\%$ выходная энергия снижалась до 25 Дж. Величина выходной энергии ТУ 40 Дж оказалась в два раза ниже достигнутой в работе [17], что, возможно, связано с несколько меньшей энергией импульса излучения ОКГ. Второй усиливающий каскад увеличивает энергию пучка излучения в $2,5 \pm 3$ раза. В результате выходная энергия ЛС в первой гармонике

составляла 80 ± 120 Дж. В таблице 1 показана зависимость выходной энергии ЛС от накачки первого и второго усилителя.

Таблица 1

Энергия накачки ТУ, кДж	Энергия накачки У1, кДж	Выходная энергия ЛС, Дж
16	26	85
19	30	100
20	32	110
22	35	120

После прохождения усилителей длительность импульса излучения несколько сокращалась и составляла 25 нс, что соответствует плотности мощности 300 МВт/см^2 для энергии 100 Дж. Расходимость излучения определялась, как и в случае ЛС на рубине, с помощью зеркального клина. Распределение плотности излучения в дальней зоне приведено на рис.6. Определенная отсюда величина угловой расходимости $\alpha_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ рад. Полученная энергия излучения во второй гармонике оказалась равной $E_i = 40$ Дж при энергии излучения в основном излучении 100 Дж и 30 Дж при соответствующей энергии 85 Дж. Эти параметры хорошо согласуются с результатами работы [18] для синхронизма типа $00E$.

Параметры разработанной ЛС приведены в следующей таблице 2 вместе с параметрами описанной выше ЛС на рубине.

Таблица 2

	Энергия излучения E_L , Дж	Диаметр пучка d_0 , см	Расходимость α_0 , рад	$E_i / (\alpha_0 d_0)^2$ МДж/см ² степ	Квантовый выход фотодетектора
рубин	20	3,0	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1	0,04 (ФЭУ)
неодим $2\omega_i$	40	4,2	$2 \cdot 10^{-4}$	57	0,2 (ФЭУ)
неодим ω_i	100	4,2	$3 \cdot 10^{-4}$	63	0,3 (полупроводниковый)

Из таблицы видно, что испытанная ЛС на неодимовом стекле существенно превосходит ЛС на рубине по параметру $E_i / (\alpha_0 d_0)^2$.

характеризующему плотность энергии в фокальном пятне. При этом квантовый выход используемых фотоумножителей для удвоенной частоты неодимового лазера также превосходит квантовый выход ФЭУ в спектральном диапазоне ЛС на рубине. Перспективным представляется использование современных разработок чувствительных полупроводниковых фотоприемников для регистрации излучения неодимового лазера на основной частоте.

5. ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЛАЗМУ

При увеличении мощности и яркости диагностических ЛС можно подойти к пределу (по крайней мере в плотной и не слишком горячей плазме), когда нарушится одно из основных преимуществ оптической диагностики — бесконтактность — из-за воздействия лазерного излучения на плазму. Основным линейным по интенсивности механизмом поглощения лазерного излучения при $\omega_i \gg \omega_{pe}$ является тормозное поглощение. Коэффициент поглощения дается формулой [19]:

$$K_0 = \frac{16\pi z^2 n_e n_i e^6 \ln \lambda(\nu)}{3c^2 (2\pi m_e k_e T)^{3/2} (1 - \frac{\nu_{pe}^2}{\nu_i^2})} = \frac{7.8 \cdot 10^{-9} z n_e^2 \ln \lambda(\nu)}{\nu_i^2 (k_e T)^{3/2}} \text{ [см}^{-1}\text{]}$$

$$\Lambda = \frac{\tau_L}{\rho} \cdot \frac{\nu_{pe}}{(\nu_i^2 + \nu_{pe}^2)^{1/2}} \quad \rho = \max\left(\frac{z^2}{T_e}; \frac{\hbar}{(m_e T_e)^{1/2}}\right) \text{ [20]}$$

для $n_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 30 \text{ эВ}$, $\nu_i = 4,3 \cdot 10^{14}$ ($\lambda_i = 6943 \text{ \AA}$) $\ln \lambda = 3,4$.

Отсюда можно определить относительное подрастание температуры электронов за счет тормозного поглощения

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{K_0 \rho \tau_L}{1,5 \tilde{A} T_e n_e} = 0,12 \frac{\lambda_i^2 E_i n_e'}{\tilde{A} T_e^{5/2}}$$

Здесь $n_e' = 10^{-15} \cdot n_e \text{ [см}^{-3}\text{]}$, $\tilde{A} = d \cdot \tilde{d}$ — площадь сечения,

в котором распределяется поглощенная плазмой энергия и $\tilde{d} = \max(d, \sqrt{\alpha_{11} \tau_L})$, а $\alpha_{11} = 1,3 \cdot 10^{21} \frac{(T_e \text{ [эВ]})^{5/2}}{\ln \lambda n_e} \text{ [сек}^{-2}\text{]}$ —

коэффициент температуропроводности вдоль направления магнитного поля. Размер, $d_T = \sqrt{\alpha_{11} \tau_L}$, характеризующий выравнивание температуры в течение лазерного импульса определяется так:

$$d_T = 0,11 \frac{T_e \cdot \tau_L^{1/2}}{\left[\left(\frac{\ln \lambda}{10}\right) n_e'\right]^{1/2}} \text{ [мм]}$$

В этих выражениях, как и в последующих практических формулах используются следующие единицы измерения:

Таблица 3

в е л и ч и н ы	обозначение	единица измерения
размеры лазерного пучка и плазмы	d, L	мм
длина волны излучения	λ_i	мкм
энергия импульса излучения	E_i	Дж
интенсивность лазерного излучения	I_L	Вт/см ²
длительность лазерного импульса	τ_L	нс
температура и энергия электронов	T_e, E_e	эВ
плотность плазмы	n_e'	10^{15} см^{-3}

Таблица 4 дает представление о величинах d и d_T для лазерного излучения с параметрами $E_i = 20 \text{ Дж}$, $\tau_L = 25 \text{ нс}$, $\lambda_i = 0,7 \text{ мкм}$ (рубин) и $E_i = 100 \text{ Дж}$, $\tau_L = 25 \text{ нс}$, $\lambda_i = 1 \text{ мкм}$ (неодимое стекло) при $\frac{\Delta T_e}{T_e} = 0,15$.

Таблица 4

n_e	см^{-3}	10^{15}		10^{16}	
T_e	эВ	1	10	1	10
d_T	мм	0,6	10	0,2	3
d мм, $\lambda_i = 0,7 \text{ мкм}$		3	$2,5 \cdot 10^{-3}$	9	0,1
d мм, $\lambda_i = 1 \text{ мкм}$		9	$2,5 \cdot 10^{-2}$	30	1

Из проведенного рассмотрения видно, что для $T_e \sim 1 \text{ эВ}$ возможен заметный подогрев основной массы электронов при сравнительно небольшой мощности лазерного излучения. Это означает,

что при диагностике низкотемпературной плазмы необходимо уменьшать мощность лазера, а на повышенной мощности в такой плазме можно исследовать только "хвосты" функции распределения. Подогрев плазмы за счет тормозного поглощения быстро уменьшается с ростом температуры плазмы и для $T_e \approx 20-50$ эВ в наших условиях практически не существен. При увеличении интенсивности лазерного излучения в плазме вступают в силу нелинейные механизмы взаимодействия. Коэффициент тормозного поглощения для $V_0 > 2 V_{Te}$ быстро уменьшается [21]. Здесь $V_0 = \frac{e |E_i|}{m \omega_i} = 26 \lambda_i \times \sqrt{I_i} \cdot \left[\frac{\text{CM}}{\text{сек}} \right]$ - амплитуда скорости колебаний электрона в поле лазерного излучения. В качестве первого из нелинейных механизмов поглощения излучения рассмотрим вынужденное комptonовское рассеяние (ВКПР) [21]. При условии $h \nu_i \leq 4 k_B T_e$ подрастание энергии электрона за счет вынужденного рассеяния начинает преобладать над "остыванием" электрона вследствие спонтанного комptonовского рассеяния, если интенсивность излучения превышает пороговую интенсивность

$$I_t^{\text{ВКПР}} = \frac{16 \omega_i^2 (k_B T_e)}{3 \pi^2 c^2 \alpha^2} \frac{\Delta \omega_i}{\omega_i} = 3.2 \cdot 10^5 \frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} \frac{T_e}{\alpha^2 \lambda_i^3}$$

здесь $\frac{\Delta \omega_i}{\omega_i} = \frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i}$ - относительная ширина спектра лазерного излучения.

Для $T_e = 20$ эВ, $\frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} = 10^{-4}$, $\lambda_i = 0,7$, $\alpha = 5 \cdot 10^{-4}$, $I_t^{\text{ВКПР}} \approx 4 \cdot 10^6 \frac{\text{Вт}}{\text{CM}^2}$. Величина относительного подрастания энергии электрона определяется для $I_i \gg I_t^{\text{ВКПР}}$ так:

$$\frac{\Delta E_e}{T_e} = \frac{2 \pi \tau_0^2 \alpha^2 I_i^2}{m_e \omega_i^3 \frac{\Delta \omega_i}{\omega_i}} = 2.5 \cdot 10^4 \frac{(d_0 \alpha_0)^2 E_i^2 \lambda_i^3}{\tau_0 d^6 T_e} \frac{\lambda_i}{\Delta \lambda_i}$$

Отсюда видно, что воздействие излучения на плазму за счет ВКПР резко зависит от "остроты" фокусировки излучения и не зависит от плотности плазмы (если $\nu_i \gg \nu_{pe}$). Так для использовавшихся параметров лазера и $T_e = 20$ эВ при $d = 1$ мм, $\frac{\Delta E_e}{T_e} \approx 10^{-3}$, а при $d = 0,3$ мм $\frac{\Delta E_e}{T_e} \approx 2$. В действительности при уменьшении d , для лазерного излучения с достаточно узким спектром, зависимость $\frac{\Delta E_e}{T_e}$ от d может стать слабее из-за нарушения применимости использованного приближения при $\frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} < \frac{V_{Te}}{c}$ [21]. Это

означает, что в процессе поглощения энергии будут участвовать только электроны со скоростями $V_e \leq \frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} \cdot \frac{c}{\alpha} \leq V_{Te}$, если отношение $\frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i}$ достаточно мало. Для рубина с $\frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} \leq 10^{-4}$ и при $T_e \sim 20$ эВ условие применимости соответствует $\alpha \gg \gg \alpha_0 \sim 10^0$. Если $\alpha \gg \alpha_0 \sim \frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} \cdot \frac{c}{V_{Te}}$, то, как следует из результатов работы [22], подрастание температуры плазмы вследствие вынужденного комptonовского эффекта при $T_e > 1$ эВ не существенно. В случае лазера на стекле с неодимом при $\frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} \approx 10^{-3}$ для $\alpha \leq \alpha_0 \sim 10^0$ возможно влияние лазерного излучения на плазму с $T_e \leq 100$ эВ. Другими нелинейными механизмами поглощения излучения являются процессы вынужденного рассеяния с возбуждением коллективных колебаний плазмы: ленгмюровских - вынужденное комбинационное рассеяние (ВКБР) и звуковых - вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Условие существования этих волн накладывает ограничение на волновой вектор $\kappa < 0.3/\tau_d$ и, следовательно, ограничивает угол рассеяния света $\theta \leq \kappa/\kappa_i$. В неограниченной области взаимодействия пороги этих эффектов, как показывают оценки, основанные на результатах работ [23+25], вполне достижимы, а величины инкрементов γ допускают развитие в плазме неустойчивостей, вызванных зондирующим лазерным излучением. Конечность размеров лазерного пучка приводит к выносу колебаний из области взаимодействия и к значительному повышению порога неустойчивостей. Соответствующее ограничение выглядит следующим образом [24]:

$$\gamma \geq \frac{5 (c V_g)^{1/2}}{L_i}$$

где V_g - групповая скорость волн в плазме;

$V_g = C_3$ (ВРМБ) и $V_g = 3 \kappa \tau_d V_{Te}$ (ВКБР);

L_i - характерный размер области взаимодействия.

С учетом этого эффекта получаются следующие пороговые интенсивности:

$$I = C \cdot 10^{13} \left(\frac{T_e}{n_i} \right)^{3/2} \frac{1}{\lambda_i^3 L_i^2}$$

где $C = 10$ для ВКБР и $C = 6$ для ВРМБ

Приведем здесь выражения для значений пороговых энергий лазера, относящихся ко всем четырем рассмотренным механизмам поглощения лазерного излучения

$$E_i^{\text{ТОРН}} = 8 \frac{\Delta T}{T} \frac{A T^{5/2}}{\lambda_i^2 n_e'} \\ E_i^{\text{ВКПР}} = 63 \frac{d^3}{x_0 d_0} \sqrt{\frac{\Delta E}{T_e}} \frac{T_e \tau_L \Delta \lambda_i}{\lambda_i^2 \lambda_i} \\ E_i^{\text{ВРМБ}} = 500 \left(\frac{T_e}{n_e'}\right)^{3/2} \frac{\tau_L}{\lambda_i^3} \left(\frac{d}{L_i}\right)^2; E_i^{\text{ВРМБ}} = 2.0 \cdot E_i^{\text{ВРМБ}}$$

При $T_e = 20$ эВ, $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($n_e' = 1$), $\lambda_i = 0,7$, $d = 1 \text{ мм}$, $x_0 d_0 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$, $\frac{\Delta T}{T} = 0,15$, $\tau_L = 20 \text{ нс}$, $\frac{\Delta \lambda_i}{\lambda_i} = 10^{-4}$, а $\frac{d}{L_i} \sim 0,1$ значения пороговых энергий лазера приведены в следующей таблице (4).

Таблица 5

Тормозное	ВКПР	ВКБР	ВРМБ	Механизм
4,5	0,18	40,	20,	$E_i, \text{кДж}$ $\lambda_i = 0,7 \text{ мкм}$
2,2	1,2	13,	7,	$E_i, \text{кДж}$ $\lambda_i = 1 \text{ мкм}$

Подводя итог этому рассмотрению, можно отметить, что для существующих параметров плазмы и лазера воздействием лазерного излучения на исследуемую плазму, за исключением случая с малой (~ 1 эВ) температурой электронов, можно пренебречь. Изменение условий эксперимента: уменьшение диаметра лазерного пучка в плазме ($d_0 \lesssim 0,3 \text{ мм}$) и значительном увеличении плотности плазмы (в установках следующего поколения [26] $n_e \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) приводит, однако, к резкому возрастанию роли эффектов вынужденного рассеяния. В этих случаях даже при имеющихся ЛС возможно влияние зондирующего излучения на параметры плазмы, что необходимо учитывать при проведении измерений.

В заключении авторы выражают благодарность Г.А.Колдашеву, С.Ф.Ситникову, В.И.Соколову за консультации по ЛС, Э.П.Круглякову, Б.Н.Брейману, А.М.Рубенчику за полезные замечания, О.С.Иноземцевой, Ю.Л.Козьминих, О.И.Мешкову за помощь на отдельных этапах работы. Авторы признательны также СКБ Института кристаллографии АН СССР за предоставление высококачественных рубиновых элементов.

Л и т е р а т у р а

1. Блох М.А. Система для измерения электронной температуры плазмы в стеллараторе Л-2 методом томсоновского рассеяния второй гармоники излучения неодимового лазера, - ПТЭ, 1980, № 5, с.179-182.
2. Luhmann N.C., Peebles W.A. Instrumentation for magnetically confined fusion plasma diagnostics. - Rev. Sci. Instrum., 1984, vol. 55, No. 3, p. 279-331.
3. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле/Ю.И.Абрашитов, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, В.М.Лагунов, В.Н.Лукьянов, К.И.Меклер, Д.Д.Рютков - ЖЭТФ, 1974, т.66, № 4, с.1324-1337.
4. Plasma heating in a solenoid by a relativistic electron beam/ A.V.Arzhannikov, A.V.Burdakov, B.S.Burmasov, V.S.Koidan, V.V.Konyukhov, K.I.Mekler, A.I.Rogozin, L.N.Vyacheslavov. - In: 3rd Int. conf. on high power electron and ion beam res. and tech. Novosibirsk, 1979, vol. 1, p. 29-42.
5. Physics of REB-plasma interaction/ A.V.Arzhannikov, A.V.Burdakov, V.S.Koidan, L.N.Vyacheslavov - Physica Scripta, 1982, vol. T2/2, p. 303-309.
6. Вячеславов Л.Н., Жаров В.Ф. Система для исследования неравновесной электронной функции распределения методом лазерного рассеяния в экспериментах по инжекции в плазму релятивистских электронных пучков. - В кн.: Сб. докладов III Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Дубна, 1983, с.144.
7. Вячеславов Л.Н. Методика исследования по лазерному рассеянию неравновесной электронной функции распределения в экспериментах по нагреву плазмы с помощью РЭП. - Новосибирск, 1985, 40 с. - Препринт/Институт ядерной физики СО АН СССР; 85-).
8. О связи между волновыми фронтами отраженного и возбуждающего света при вынужденном рассеянии Манделъштама-Бриллюэна Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзулов - ЖЭТФ. Письма, 1972, т.15, № 3, с.160-164.
9. Компенсация фазовых искажений в усиливающей среде с помощью "Бриллюэновского зеркала"/О.Ю.Носач, В.И.Поповичев,

- В.В.Рагульский, Ф.С.Файзулов. - ЖЭТФ, Письма, 1972, т.16, № II, с.617-621.
10. Получение мощных коротких импульсов с обращением волнового фронта в стационарном режиме ВРМБ/В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, А.В.Котов, А.Б.Миронов, С.И.Михайлов, М.Г.Смирнов, - Квантовая электроника, 1979, т.6, № 9, с.2031-2033.
11. Экспериментальное исследование возможностей применения явления обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии Манделъштама-Бриллюэна/Ю.В.Долгополов, В.А.Комаревский, С.Б.Кормер, Г.Г.Кочемасов, С.М.Куликов, В.М.Муругов, В.Д.Николаев, С.А.Сухарев. - ЖЭТФ, 1979, т.76, № 3, с.908-923.
12. Мощный рубиновый лазер с ВРМБ - зеркалом для получения высокотемпературной плазмы/В.А.Бойко, Г.А.Колдашов, А.Я.Фяенов, В.В.Рагульский, А.И.Федосимов, И.Н.Циглер - Квантовая электроника, 1982, т.9, № 7, с.1513-1515.
13. Рагульский В.В., Файзулов Ф.С. - Простой метод измерения расходимости лазерного излучения. - Оптика и спектроскопия, 1969, т.27, № 4, 707-708.
14. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. О неточности воспроизведения пространственной структуры пучка в усиливающей среде лазерных схем с обращаемым зеркалом. - Квантовая электроника, 1979, т.6, № 4, с.864-867.
15. Колдашов Г.А., Федосимов А.И. Рубиновый лазер с обращением волнового фронта. - В сб.: Методы и средства, измерения параметров высокотемпературной плазмы: Сб.научн.трудов ВНИИФТРИ, М., 1983, с.3-7.
16. Нестационарное ВРМБ сфокусированных световых пучков в режиме насыщения/Н.Ф.Андреев, В.И.Беспалов, М.А.Дворецкий, Г.А.Пасманник - ЖЭТФ, 1983, т.85, № 4, с.1182-1191.
17. Ситников С.Ф., Соколов В.И. Мощный телескопический усилитель моноимпульсного излучения на неодимовом фосфатном стекле. - Квантовая электроника, 1983, т.10, № 6, с.1171-1178.
18. Новые данные об удвоении частоты излучения мощного неодимового лазера в кристаллах КДР/Ю.П.Рудницкий, С.Ф.Ситни-

- ков, В.И.Соколов, Л.В.Соколов, Л.В.Чернышева. - ДАН СССР, 1982, т.264, № 6, с.1374-1377.
19. Басов Н.Г., Крохин О.Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. - ЖЭТФ, 1964, т.46, № I, с.171-175.
20. Johnston T.W., Dawson J.M. Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas - Phys. Fluids, 1973, vol. 16, No. 5, p. 722.
21. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. Взаимодействие интенсивного оптического излучения со свободными электронами - УФН, 1972, т.107, № 4, с.559-593.
22. Виноградов А.В., Пустовалов В.В. Об электронной температуре плазмы, рассеивающей мощные световые пучки. - ЖЭТФ, 1972, т.62, № 3, с.980-988.
23. Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas/ J.F.Drake, P.K.Kaw, Y.C.Lee, C.Schmidt, M.N.Rosenbluth, - Phys. Fluids, 1974, vol. 17, No. 4, p.778-785.
24. Forslund D.N., Kindel J.M., Lindman E.L. Theory stimulated scattering processes in laser-irradiated plasmas - Phys. Fluids, 1975, vol. 18, No. 8, p. 1002-1016.
25. Estabrook K., Kruer W.L. Theory and simulation of one-dimensional Raman backward and forward scattering - Phys. Fluids, 1983, vol. 26, No. 7, p. 1892-1903.
26. Investigation of plasma heating by powerful relativistic electron beams/ A.V.Arzhannikov, A.V.Burdakov, B.N.Breizman, A.S.Burmasov, L.N.Vyacheslavov, V.S.Koidan, V.V.Konyukhov, V.A.Kornilov, Eh.P.Kruglyakov, V.N.Luk'yanov, K.I.Mekler, A.A.Podymnugin, A.I.Rogozin, D.D.Ryutov. - In: Plasma physics and controll. nuclear fusion research: Proc. of the 7th Int. Conf. - Viena, 1979, vol. 2, p. 623-637.

Л.Н.Вячеславов, В.Ф.Жаров

РАЗРАБОТКА МОЩНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ
ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО
РАССЕЯНИЯ

Препринт
№ 85- 42

Работа поступила - 3 апреля 1985 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 10.04-1985 г. МН 06646
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,8 печ.л., 1,5 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 42.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90