

01;02;04;07

©1995 г.

ПОВЫШЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ОДНОРОДНОСТИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ КОРОТКОВОЛНОВОГО ЛАЗЕРА С РЕКОМБИНАЦИОННОЙ НАКАЧКОЙ ПРИ ПОМОЩИ ЛЕГИРОВАНИЯ

М.Л.Шматов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 9 августа 1994 г.)

Рассмотрена иллюстарционная модель, в рамках которой легирование активной среды коротковолнового лазера с рекомбинационной накачкой позволяет повысить ее продольную однородность. Условие повышения продольной однородности при увеличении количества примесных ионов имеет вид $d(b_{imp}/R)/dT_e > 0$, где R — скорость охлаждения плазмы, b_{imp} — вклад примесных ионов в R , T_e — электронная температура.

Введение

Неоднородность сфокусированного в линию потока излучения приводит к продольной неоднородности плазменного столба, создаваемого при воздействии этого излучения на твердотельную мишень (см., например, [1–16]). Обычно основное проявление продольной неоднородности плазмы, используемой в качестве активной среды коротковолнового лазера, заключается в рассогласовании усиления в областях с различными значениями продольной координаты x [3,5,7–9,11–13,15,16] (рис. 1). Это приводит к ослаблению вынужденного излучения, а в некоторых случаях даже к невозможности регистрации процесса усиления [3,5,7–9,11–13,15,16]. Если, однако, продольная неоднородность активной среды вызовет реализацию бегущей волны инверсии, то усиление может быть более эффективно, чем в продольно-однородной среде. Это произойдет в том случае, когда бегущая волна инверсии скомпенсирует малость времени существования инверсии в областях, соответствующих малым диапазонам изменения x [17–19]. Но даже в такой ситуации некоторые последствия наличия неконтролируемой продольной

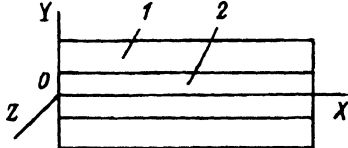


Рис. 1. Расположение осей используемой системы координат.

1 — поверхность мишени (плоскость XU),
2 — проекция основной усиливающей области на плоскость XU .

неоднородности активной среды могут быть отрицательными. В частности, неучет реализации бегущей волны инверсии при обработке экспериментальных данных может привести к переоценке коэффициента усиления (подробнее этот вопрос будет рассмотрен в другой работе).

Таким образом, желательно, чтобы активная среда коротковолнового лазера имела либо высокую продольную однородность, либо продольную неоднородность строго определенного профиля. В экспериментах применяются системы фокусировки излучения накачки, сконструированные с целью усреднения продольной неоднородности его начального потока [8,9,11,13,15,16]. В работах [18,19] было предложено повышение продольной однородности активной среды посредством ее легирования. Коротко говоря, этот метод заключается в том, что примесные ионы должны обеспечить за счет радиационных потерь “улучшение” соотношения между скоростями охлаждения горячих и холодных участков активной среды. Количественные критерии такого “улучшения”, полученные в рамках аналитических моделей, приведены ниже.

В работе [19] рассмотрена иллюстрационная модель, описывающая нагрев плазмы прямоугольным импульсом излучения накачки. Предполагалось, что скорость нагрева плазмы не зависит от электронной температуры T_e [19]. Согласно модели, повышение продольной однородности за счет легирования достигается при сверхлинейной зависимости от T_e полной скорости охлаждения и вклада в нее, обусловленного легированием [19].

Оценим требования к легированию мишени, позволяющему улучшить продольную однородность плазменного столба в стадии его охлаждения, происходящего после прекращения действия излучения накачки. Важность этой задачи обусловлена тем, что инверсия заселенности в активной среде коротковолновых лазеров с рекомбинационной накачкой создается именно в процессе [5,11,20–24].

1. Иллюстрационная модель

Ограничимся рассмотрением узкой области активной среды, соответствующей наибольшему (для данной координаты x) коэффициенту усиления (рис. 1). Полагаем, что в пределах этой области, называемой далее “основной усиливающей”, T_e зависит только от x и времени t . Предположим, что границы основной усиливающей области в плоскости YZ не зависят от x и t (рис. 1). Для упрощения обозначений будем рассматривать эксперимент, в котором единственный поток излучения накачки воздействует на плоскую мишень (рис. 1). Используем обозначение I_p для значений интенсивности излучения накачки, которые соответствовали бы плоскости XU при отсутствии самой мишени. Полагаем, что облучение мишени оканчивается в момент времени $t = 0$. Будем рассматривать значения T_e при $t \geq 0$. Полагаем, что при $t \geq 0$

величина T_e определяется уравнением

$$\frac{dT_e(x, t)}{dt} = -R[T_e(x, t)], \quad (1)$$

где R — скорость охлаждения плазмы, $R(T_e \neq 0) > 0$.

В формуле (1) и далее обозначение T_e используется применительно к основной усиливающей области. Влияние I_p на $T_e(x, t > 0)$ определяется историей нагрева плазмы, т.е. граничным условием

$$T_e(x, t = 0) = T_0 \left[I_p(x, -\infty < y < +\infty, -\infty < t < 0) \right], \quad (2)$$

в формуле (2) подразумевается, что учтены все значения y и t , относящиеся к указанным в ней диапазонам.

Сразу же отметим, что нестационарность плазмы, связанная как с быстрым нагревом [25], так и с рекомбинацией, приводит к тому, что скорость охлаждения не является однозначной функцией T_e . Для полного определения влияния легирования активной среды на ее продольную однородность может потребоваться численное моделирование. Однако аналитические модели типа рассматриваемых в [19] и в данной работе удобны для начальной оценки требований к легированию. Отметим, что предположение об однозначной зависимости скорости охлаждения плазмы от температуры использовалось в работе [26] при нахождении условия развития неустойчивостей, связанных с радиационным охлаждением.

Обозначим через N_{imp} отношение количества ионов, введенных в активную среду для повышения ее однородности, к длине активной среды. Здесь N_{imp} учитывает все степени ионизации всех используемых химических элементов; предполагается, что состав мишени не зависит от x . Обозначим скорость охлаждения при нулевом значении N_{imp} через b . Определим параметр b_{imp} как

$$b_{imp}(T_e, N_{imp}) = R(T_e, N_{imp}) - b(T_e). \quad (3)$$

Полагаем, что b_{imp} можно представить в виде произведения двух сомножителей, один из которых зависит только от N_{imp} , а другой — только от T_e ,

$$b_{imp}(T_e, N_{imp}) = c_{imp}(N_{imp})f(T_e). \quad (4)$$

Очевидно, что функции c_{imp} и f определены выражением (4) с точностью до произвольного размерного множителя. Выберем этот множитель так, чтобы функция c_{imp} была положительна. Будем полагать, что c_{imp} возрастает при увеличении N_{imp} (см. также раздел 4а). Подставив (3) и (4) в (1), получаем

$$\frac{dT_e(x, t)}{dt} = -b[T_e(x, t)] - c_{imp}f[T_e(x, t)]. \quad (5)$$

В уравнениях (1)–(5) не учитывается перенос тепла в продольном направлении. Это оправдано в ситуации, когда величина $|dT_e/dx|$ достаточно мала, что фактически означает достаточную малость $|dI_p/dx|$. Отметим также, что уравнения (1), (3)–(5) не учитывают разлет плазмы, т.е. соответствуют так называемой “нульмерной” модели [24].

Полагаем, что $T_e(x, t = 0)$ не зависит от N_{imp} . Применимость этого приближения рассматривается в разделе 4б.

Введем для количественного описания неоднородности T_e параметр K , определяемый выражением

$$K(t) = \frac{T_{\max}(t) - T_{\min}(t)}{T_{\min}(t)}, \quad (6)$$

где $T_{\max}(t) = \max[T_e(x, t)]$, $T_{\min}(t) = \min[T_e(x, t)]$.

При использовании этого параметра для сравнения неоднородности различных активных сред необходимо наложить дополнительное условие, устанавливающее между моментами его определения [19].

Сравним плазменные столбы, создаваемые при действии идентичных потоков излучения на мишени различного состава. В рамках модели (1)–(5) все различие между этими столбами связано со значением N_{imp} . Полагаем, что $\min[T_e(x, t = 0)] \equiv T'_0$ соответствует продольной координате x_1 , а $\max[T_e(x, t = 0)] \equiv T''_0$ — продольной координате x_2 . Обозначим $T_e(x, t)$ через T_1 , $T_e(x_2, t)$ — через T_2 . Из уравнения (1) следует, что и при $t > 0$ выполняются условия

$$T_1(t) = \min [T_e(x, t)], \quad T_2(t) = \max [T_e(x, t)].$$

Для установления соответствия между моментами определения K используем условие

$$T_1 = T_1^*, \quad (7)$$

где T_1^* — произвольно выбранное допустимое значение T_1 [19].

Момент времени, соответствующий выполнению (7), обозначим через t_1 .

Предположим, что параметр c_{imp} принимает произвольно выбранное допустимое значение c_0 . Найдем условие, при выполнении которого

$$\left(\frac{dK}{dc_{imp}} \right) \Big|_{c_{imp}=c_0, T_1=T_1^*} < 0. \quad (8)$$

Рассматривая T_2 как функцию t и c_{imp} , введем обозначение

$$T_2^* \equiv T_2 [t = t_1(c_{imp}), c_{imp} = c_0].$$

Определим параметр $t_2 = t_2(c_{imp})$ как время, соответствующее выполнению условия

$$T_2 [t = t_2(c_{imp}), c_{imp}] = T_2^*,$$

при произвольном значении c_{imp} . Обозначим $(t_1 - t_2)$ через $F(c_{imp})$. Согласно (2), (5),

$$F(c_{imp}) = - \int_{T_0^*}^{T_1^*} \frac{dT_e}{b(T_e) + c_{imp}f(T_e)} + \int_{T_0''}^{T_2^*} \frac{dT_e}{b(T_e) + c_{imp}f(T_e)}. \quad (9)$$

Из определения t_2 следует, что

$$F(c_{imp} = c_0) = 0. \quad (10)$$

Найдем условие, при выполнении которого

$$\left(\frac{dF}{dc_{imp}} \right) \Big|_{c_{imp} = c_0} > 0. \quad (11)$$

Легко показать, что при выполнении (11) выполняется условие (8). Действительно, из (10) и (11) следует, что при c_{imp} , превосходящем c_0 на малую величину, $F(c_{imp}) > 0$, т.е. $t_2 < t_1$. Это означает, что условие $T_2 = T_2^*$ выполняется раньше, чем $T_1 = T_1^*$. Так как T_e уменьшается со временем, то $T_2(t = t_1)$ будет меньше, чем T_2^* . Таким образом, малое увеличение c_{imp} приведет к уменьшению K (см. (6)).

Как видно из (9), условие (11) можно представить в виде

$$\int_{T_1^*}^{T_0'} \frac{f(T_e)dT_e}{[b(T_e) + c_0f(T_e)]^2} < \int_{T_2^*}^{T_0''} \frac{f(T_e)dT_e}{[b(T_e) + c_0f(T_e)]^2}. \quad (12)$$

Из (9), (10) следует, что

$$\int_{T_1^*}^{T_0'} \frac{dT_e}{b(T_e) + c_0f(T_e)} = \int_{T_2^*}^{T_0''} \frac{dT_e}{b(T_e) + c_0f(T_e)}. \quad (13)$$

Обозначим левую (или, что то же самое, правую) часть этого равенства через I . Очевидно, что из всех четырех пределов интегралов в формулах (9), (12), (13) самой большой величиной является T_0'' , а самой малой — T_1^* . При этом возможны варианты как $T_2^* > T_0'$, так и $T_2^* \leq T_0'$ (рис. 2).

Из (13) видно, что при $T_2^* > T_0'$ (рис. 2,а) для выполнения условия (12) достаточно выполнения условия

$$\frac{d}{dT_e} \left[\frac{f(T_e)}{b(T_e) + c_0f(T_e)} \right] > 0. \quad (14)$$

Действительно, из (14) следует, что левая часть (12) меньше, чем $If(T_0')/[b(T_0') + c_0f(T_0')]$, а правая больше, чем $If(T_2^*)/[b(T_2^*) + c_0f(T_2^*)]$, при этом

$$\frac{f(T_0')}{b(T_0') + c_0f(T_0')} < \frac{f(T_2^*)}{b(T_2^*) + c_0f(T_2^*)}.$$

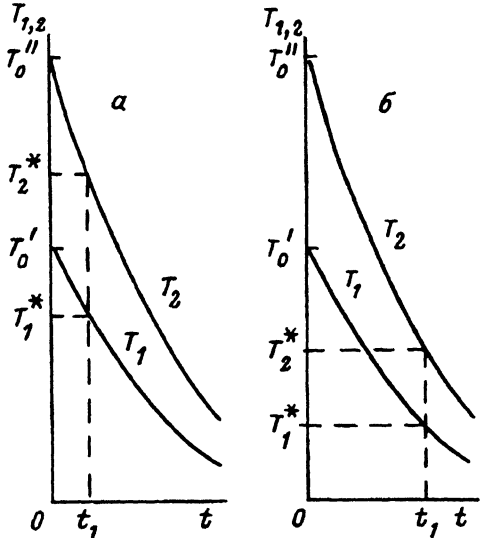


Рис. 2. Влияние выбора T_1'' на соотношение между T_2'' и T_0'' :
 $T_2'' > T_0''$ (а), $T_2'' < T_0''$ (б).

В результате получаем (12).

Выполнение условия (14) обеспечит выполнение условия (12) и при $T_2'' \leq T_0''$ (рис. 2, б). В этом случае и в левой, и в правой частях (12) содержится интеграл по dT_e в пределах от T_2'' до T_0'' , поэтому (12) сводится к условию

$$\int_{T_1''}^{T_2''} \frac{f(T_e) dT_e}{[b(T_e) + c_0 f(T_e)]^2} < \int_{T_0''}^{T_0''} \frac{f(T_e) dT_e}{[b(T_e) + c_0 f(T_e)]^2}.$$

Подобным образом преобразуется и равенство (13). Дальнейшее доказательство достаточности условия (14) аналогично предыдущему.

Очевидно, что левую часть (14) можно умножить на c_0 . Таким образом, условие повышения однородности активной среды за счет увеличения N_{imp} можно сформулировать как возрастание при увеличении T_e отношения вклада примесных ионов в скорость охлаждения к полной скорости охлаждения.

Выражение (14) можно преобразовать к виду

$$b(T_e) \frac{df(T_e)}{dT_e} - f(T_e) \frac{db(T_e)}{dT_e} > 0. \quad (15)$$

В зависимости от конструкции мишени функция f может быть как положительна, так и отрицательна. Условия (14) и (15) не накладывают никаких требований на знак f . Можно ожидать, однако, что целесообразна реализация положительных значений f . Это связано, в частности, с тем, что быстрое охлаждение активной среды позволяет создать инверсию заселенности на ранней стадии ее разлета, когда плотность велика и, как следствие, достижимы большие значения коэффициента усиления [21–24]. Вероятно, применение одних и тех же ионов для повышения как однородности среды, так и скорости охлаждения улучшит эффективность использования излучения накачки.

2. Радиационные потери активных сред коротковолновых лазеров

а) Приближение оптически тонкой плазмы. При выполнении условий $n_e \lesssim 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\bar{z} \gtrsim 10$, $T_e \gtrsim 10^2 \text{ эВ}$, где n_e — концентрация электронов, \bar{z} — средний заряд ионов, радиационное охлаждение столба лазерной плазмы, созданного при облучении области шириной $d \sim 10^{-2} \text{ см}$, может быть описано в приближении оптически тонкой плазмы [25]. Активная среда экспериментально реализуемых коротковолновых лазеров создается при $d \sim 10^{-2} \text{ см}$ и в ряде случаев удовлетворяет вышеуказанным условиям на протяжении большей части времени своего существования. Отметим, что применимость приближения оптически тонкой плазмы для описания радиационного охлаждения не означает, что плазма является оптически тонкой [25]. При использовании этого приближения для плазмы, состоящей из ионов одного химического элемента, скорость радиационных потерь в пересчете на один электрон и один ион обозначается через Q (энергия, уносимая фотонами за единицу времени из единицы объема, равна $Qn_i n_e$, где n_i — концентрация ионов) [25]. Значение Q зависит от n_e , T_e и распределения ионов по энергетическим состояниям [25].

Используем параметр Q и для описания радиационных потерь плазмы, состоящей из ионов разных химических элементов. При этом будем обозначать через n_i суммарную концентрацию ионов всех элементов. Для самого простого случая, когда в пределах границ плазмы ее параметры не зависят от координат y и z (рис. 1), представим связь R и Q в виде

$$R = R_{nr} + \frac{2}{3} \frac{Q n_i}{k_B}, \quad (16)$$

где R_{nr} — вклад в R , вносимый нерадиационными процессами; k_B — постоянная Больцмана [24].

При анализе возможности выполнения условий (14), (15) рассмотрим сначала радиационное охлаждение плазмы, состоящей из ионов одного химического элемента и находящейся в состоянии локального ионизационного равновесия. Значение Q , характеризующее такую плазму, обозначим через Q_0

$$Q_0 = Q_0(n_e, T_e) \quad [25]. \quad (17)$$

Состояние локального ионизационного равновесия определяется в [25] как состояние, в котором распределение ионов по кратностям ионизации не изменяется со временем. При этом, как видно, в частности, из (17), подразумевается, что для ионов каждой кратности ионизации распределение по энергетическим состояниям также постоянно.

Зависимость $Q_0(T_e)$ имеет минимумы и максимумы [25]. Если Q_0 определяется в основном линейчатыми потерями, т.е. T_e достаточно мала, то при T_e , соответствующей минимуму $Q_0(T_e)$, значительная часть ионов находится в одном из состояний с замкнутыми электронными оболочками [25].

Рассмотрим результаты, полученные в работе [24] при моделировании нагрева и охлаждения двух активных сред, одна из которых состоит из ионов С, а другая — из ионов С (50%) и Al (50%). После прекращения действия излучения накачки $dT_e/dt < 0$; коэффициент усиления определяется для перехода между уровнями водородоподобных ионов С с главными квантовыми числами 3 и 2 [24]. Для описания радиационных потерь применяется приближение оптически тонкой плазмы [24].

Обозначим этапы охлаждения плазмы, в течение которых $d^2T_e/dt^2 < 0$, $d^2T_e/dt^2 \approx 0$, $d^2T_e/dt^2 > 0$, как I, II, III соответственно. Отметим, что границы этапа II определены нестрого, так как выбор количественного критерия малости $|d^2T_e/dt^2|$ произволен. Для обоих составов активной среды процесс охлаждения от момента прекращения действия излучения накачки до достижения состояния, соответствующего максимальному коэффициенту усиления, можно аппроксимировать последовательной реализацией этапов I–III в порядке возрастания их номеров [24]. Для плазмы, состоящей из ионов С и Al, продолжительность этапа I значительно больше, чем для плазмы, состоящей из ионов С [24].

Так как при $I_p = 0$ $dT_e/dt < 0$, то в рамках модели (1)–(5) этапы I, II, III характеризуются значениями $db/dT_e < 0$, $db/dT_e \approx 0$, $db/dT_e > 0$ соответственно. Подчеркнем, что это относится и к плазме, состоящей из ионов С и Al. Так как ионы Al используются не для улучшения продольной однородности, а для повышения скорости охлаждения [24], то их вклад в R учитывается именно функцией b .

Полагаем, что $f(T_e) > 0$ (см. выше). Тогда для этапа I условие (15) выполняется при

$$\frac{df(T_e)}{dT_e} \geq 0, \quad (18)$$

и, если значения $|df(T_e)/dT_e|$ достаточно малы, даже при $df(T_e)/dT_e < 0$, для этапа II — при

$$\frac{df(T_e)}{dT_e} > 0. \quad (19)$$

Для анализа требований к f , предъявляемых на этапе III, формулу (15) удобно преобразовать к виду $d(f/b)/dT_e > 0$ или

$$\frac{1}{f(T_e)} \frac{df(T_e)}{dT_e} > \frac{1}{b(T_e)} \frac{db(T_e)}{dT_e}. \quad (20)$$

Наибольшие скорости радиационного охлаждения связаны с линейчатыми потерями [25]. Поэтому проанализируем возможность повышения продольной однородности за счет линейчатых потерь в ситуации, когда применимо приближение оптически тонкой плазмы. Предположим, что распределение используемых для этой цели примесных ионов по энергетическим состояниям близко к распределению при локальном ионизационном равновесии, соответствующем таким же значениям n_e и T_e . Предположим также, что при $T_1^* \leq T_e \leq T_0''$ величина $|dR_{nr}/dT_e|$

пренебрежимо мала и, как следствие,

$$\frac{dR}{dT_e} \approx \frac{2}{3} \frac{n_i}{k_B} \frac{dQ}{dT_e}$$

(см. (16)). Тогда, как показывают данные из [25] и формул (3), (4), хотя бы для части рассматриваемого температурного диапазона условия (18), (19) могут быть выполнены. По-видимому, для этого необходимо, чтобы при охлаждении плазмы значительная часть ионов, используемых для повышения однородности, имела замкнутые электронные оболочки [25]. На этапе III условие (20) может оказаться невыполнимым. Отметим, что при сделанных выше предположениях большие значения $(df/dT_e)/f$ соответствуют большим значениям n_e [25].

Необходимо, однако, учитывать то обстоятельство, что выбор примесей, основанный на зависимостях $Q_0(n_e, T_e)$, может быть неудачен. Это связано с отличием состояния активной среды от состояния локального ионизационного равновесия [25]. Отметим, что для так называемых лазеров со столкновительным возбуждением это отличие, по-видимому, меньше, чем для лазеров с рекомбинационной накачкой. Так, в работе [27] приведены результаты моделирования параметров активной среды лазера, действующего на $3p-3s$ -переходах неоподобного иона Ge. Имеется период времени, в течение которого средняя степень ионизации ионов Ge изменяется довольно медленно [27]. Можно предположить, что для этого периода значение Q близко к Q_0 [25].

б) **Использование пленения резонансного излучения примесных ионов.** Закон Стефана-Больцмана позволяет предположить, что условия (18), (19) и, возможно, [20] могут быть выполнены при использовании активной среды, на охлаждение которой существенно влияет пленение линейчатого излучения примесных ионов. При этом активная среда должна быть оптически тонкой для фотонов, испускаемых при распаде нижнего лазерного уровня (см., например, [23,23]).

3. Улучшение продольной однородности активной среды при ее дополнительном охлаждении за счет теплопроводности

В работах [11,28] рассматривалась возможность использования "мишени с канавкой" (канавка должна занимать область, облучаемую сфокусированным в линию потоком излучения накачки). Высказывалось предположение, что такая конструкция мишени обеспечит увеличение скорости охлаждения плазмы за счет увеличения вклада в нее, вносимого теплопроводностью [11,28]. Было также сделано предположение, что "мишень с канавкой" позволит повысить однородность плазмы [11]. Один из возможных механизмов такого увеличения однородности может быть продемонстрирован при небольшом изменении модели, рассмотренной в разделе 1.

Как и раньше, предположим, что облучение мишени оканчивается в момент времени $t = 0$, при $t \geq 0$ значение T_e определяется уравнением (1). Полагаем, что вклад теплопроводности в скорость охлаждения основной усиливающей области можно представить в виде произведения $c_g f_{\text{cond}}[T_e(x, t)]$, где параметр c_g зависит только от геометрии мишени, а параметр f_{cond} — только от T_e . Параметры c_g и f_{cond} определены

то точностью до произвольного размерного множителя. Выберем этот множитель так, чтобы c_g и f_{cond} были положительны. Здесь используется то обстоятельство, что теплопроводность приводит к уменьшению T_e , так как активная среда, как предполагается, окружена сравнительно холодным материалом оставшейся части мишени.

Предположим, что влияние геометрии мишени на R полностью учитывается параметром c_g . Таким образом, уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{dT_e(x, t)}{dt} = -b_1 [T_e(x, t)] - c_g f_{\text{cond}} [T_e(x, t)], \quad (21)$$

где b_1 — функция, зависящая только от T_e .

Остальные модельные предположения аналогичны предположениям, использованным в разделе 1. В частности, $T_e(x, t = 0)$ не зависит от c_g , используется условие (7). Из сравнения уравнений (5) и (21) видно, что повышение продольной однородности при увеличении c_g достигается в том случае, когда

$$\frac{d}{dT_e} \left[\frac{f_{\text{cond}}(T_e)}{b_1(T_e) + c_g f_{\text{cond}}(T_e)} \right] > 0 \quad (22)$$

(см. (14)). Выражение (22) может быть преобразовано к виду

$$b_1(T_e) \frac{df_{\text{cond}}(T_e)}{dT_e} - f_{\text{cond}}(T_e) \frac{db_1(T_e)}{dT_e} > 0. \quad (23)$$

Если

$$\frac{db_1(T_e)}{dT_e} \approx 0, \quad (24)$$

то условие (23) приобретает вид

$$\frac{df_{\text{cond}}(T_e)}{dT_e} > 0. \quad (25)$$

Если

$$\frac{db_1(T_e)}{dT_e} < 0, \quad (26)$$

то условие (23) выполняется при

$$\frac{df_{\text{cond}}(T_e)}{dT_e} \geq 0 \quad (27)$$

(и с математической точки зрения, если значения $|df_{\text{cond}}(T_e)/dT_e|$ достаточно малы, даже при $df_{\text{cond}}(T_e)/dT_e < 0$, однако такая ситуация представляется физически невозможной). Выражения (23), (25), (27) являются, очевидно, аналогом выражений (15), (19), (18) соответственно.

По-видимому, условие (25) выполняется всегда. Если это предположение справедливо, то в ситуации, описываемой выражениями (24), (26), увеличение c_g будет способствовать повышению продольной однородности активной среды. Увеличение c_g может быть достигнуто, например, за счет уменьшения ширины канавки или в некоторых случаях за счет увеличения ее глубины.

4. Обсуждение модельных предположений

а) В о з р а с т а н и е c_{imp} при увеличении N_{imp} . Рассмотрим пример, демонстрирующий возрастание c_{imp} при увеличении N_{imp} . Полагаем, что для описания радиационного охлаждения активной среды применимо приближение оптически тонкой плазмы.

Обозначим через N_{tot} отношение количества ионов, образующих активную среду, к длине активной среды. Напомним, что рассматривается ситуация, когда состав мишени и, как следствие, активной среды не зависит от x (см. раздел 1). Полагаем, что при увеличении N_{imp}

$$N_{tot} - N_{imp} = \text{const}, \quad (28)$$

$$N_{imp} \ll N_{tot}. \quad (29)$$

Предположим, что выполняются условия применимости приближения (16), влияние N_{imp} на R_{nr} пренебрежимо мало. Из (29) следует, что при заданном значении T_e распределение ионов по энергетическим состояниям не зависит от N_{imp} . Тогда, как видно из (16), вклад рассматриваемых ионов в R и, как следствие, в c_{imp} (см. (3,4)) пропорционален N_{imp} .

Отметим, что при больших значениях N_{imp} рост этой величины, по-видимому, может вызвать уменьшение c_{imp} . Рассмотрим ситуацию, когда пленение излучения ионов, используемых для повышения продольной однородности активной среды, существенно влияет на процесс охлаждения (см. раздел 26). При выполнении соотношения (28) увеличение N_{imp} может привести к тому, что вследствие увеличения поперечных размеров активной среды пленение излучения станет более существенно. При этом может произойти уменьшение скорости охлаждения основной усиливающей области.

В качестве примера рассмотрим радиационное охлаждение абсолютно черного тела, имеющего форму цилиндра радиусом r , длиной l , массой m . Увеличение m происходит за счет увеличения r , т.е. $r \sim \sqrt{m}$. Полагаем, что в пределах цилиндра температура не зависит от координат, $r \ll l$. Тогда, как легко показать, при фиксированном значении температуры скорость охлаждения обратно пропорциональна \sqrt{m} .

б) Н е з а в и с и м о с т ь $T_e(x, t = 0)$ от N_{imp} и c_g . Покажем, что ситуация, когда влияние N_{imp} на $T_e(x, t = 0)$ мало, вполне возможна. В стадии нагрева плазмы состав мишени влияет и на поглощение излучения накачки, и на скорость охлаждения. Однако при выполнении соотношения (29) влияние N_{imp} на поглощение излучения накачки может быть пренебрежимо мало. Предположим, что $I_p \neq 0$ при $-t_p \leq t < 0$, t_p значительно меньше характерного времени охлаждения плазмы. В таком случае процессы охлаждения, происходящие при $-t_p \leq t < 0$, окажут малое влияние на $T_e(x, t = 0)$.

Сильная зависимость $T_e(x, t = 0)$ от N_{imp} также вполне возможна. Такая зависимость будет иметь место в случае, когда значения N_{imp} и/или t_p достаточно велики (см. выше). При определении требований к легированию, позволяющему повысить продольную однородность активной среды, рассмотрение стадии нагрева плазмы может потребоваться и для лазера с рекомбинационной накачкой. Отметим, что, если зависимость R от T_e сверхлинейна, после прекращения действия излучения накачки однородность будет улучшаться [19].

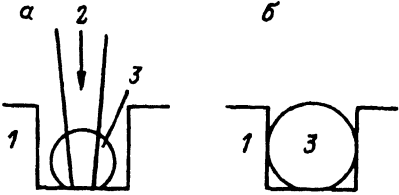


Рис. 3. Малое влияние c_g на $T_e(x, t = 0)$.

$a - -t_p \leq t < 0$, $b - t \geq t_{cont}$; 1 — материал мишени, 2 — поток излучения накачки, 3 — плазменный столб.

В работе [24] рассмотрена ситуация, когда при высокой степени ионизации плазмы максимальное достигаемое значение T_e очень сильно зависит от мощности излучения накачки. Так, увеличение мощности излучения накачки на 20% вызывает увеличение максимального значения T_e в 2 раза [24]. Этот эффект связан с “прожиганием” “радиационного барьера”, который возникает из-за излучения ионов, имеющих сравнительно большое число электронов [24]. Поэтому для предотвращения сильной неоднородности $T_e(x, t = 0)$ активная среда при всех достигаемых значениях T_e должна содержать в заметном количестве ионы, имеющие достаточно много электронов. Отметим, что наличие высокой концентрации гелийподобных ионов не обеспечивает существование “радиационного барьера” [24].

При использовании “мишени с канавкой” малость влияния c_g на $T_e(x, t = 0)$ может быть вызвана малостью t_p и ширины области фокусировки излучения накачки (рис. 3). В такой ситуации заметная передача тепла стенкам канавки начнется только при достаточно больших значениях времени $t \geq t_{cont}$, когда разлет плазмы обеспечит контакт ее внешней области со стенками (рис. 3, б). При $I_p \neq 0$ этот эффект будет мал (рис. 3, а). В модели, рассмотренной в разделе 3, передача тепла стенкам канавки начинается строго в момент окончания действия излучения накачки. Это означает, что для всех значений продольной координаты $t_{cont} = 0$. Если $t_{cont} > 0$, а охлаждение плазмы за время $0 < t < t_{cont}$ мало и влиянием I_p на t_{cont} можно пренебречь, то величина t_{cont} может быть выбрана в качестве нового начала отсчета времени. В остальном прежняя модель будет применима без изменений.

Заключение

Теоретическое и экспериментальное изучение возможности повышения продольной однородности активных сред коротковолновых лазеров при помощи легирования представляет интерес по двум причинам. Во-первых, возможно, что этот метод позволит повысить эффективность преобразования энергии излучения накачки в энергию вынужденного коротковолнового излучения. Во-вторых, создание высокооднородной активной среды будет способствовать изучению эффектов, связанных с ее неоднородностью. Отметим, что с этой точки зрения наибольший интерес представляет повышение продольной однородности активной среды лазера, действующего на переходах $3p-3s$. Для этой цели, по-видимому, могут быть использованы мишени, состоящие из Y и Yb, Ag и Au [19], а также из Se и Eu. В последнем случае величина I_p должна находиться в диапазоне $5-10 \cdot 10^{13}$ Вт/см² (эти значения I_p обеспечат одновременное наличие высоких концентраций неоподобных и фтороподобных ионов Se и никельподобных

ионов Eu [29-31]). Эксперименты с такими мишенями позволили бы проверить предположение, согласно которому различие между лазерами, действующими на переходах $3p-3s$ и $4d-4p$, вызвано различием продольной однородности их активных сред [19].

Список литературы

- [1] Lee T.N., Molander W.A., Ford J.L., Elton R.C. // Rev. Sci. Instr. 1986. Vol. 57. N 8 (Pt 2). P. 2052-2054.
- [2] Elton R.C., Lee T.N., Molander W.A. // Opt. Soc. Am. B. 1987. Vol. 4. N 4. P. 539-546.
- [3] Eder D.C., Rosen M.D., Lee R.W. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. Vol. 4. N 12. P. 1949-1953.
- [4] Mazon S., Dalhed S., Hagelstein P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 63. N 3. P. 236-239. N 17. P. 1896 (errata).
- [5] Jamelon G., Carillon A., Klisnick A., Jaegle P. // Appl. Phys. B. 1990. Vol. 50. P. 239-246.
- [6] Keane C.J., Matthews D.L., Rosen M.D. et al. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. N 4. P. 2327-2339.
- [7] Kieffer J.C., Chaker M., Pepin H. et al. // Phys. Fluids B. 1991. Vol. 3. N 2. P. 463-467.
- [8] Kieffer J.C., Chaker M., Pepin H. et al. // Opt. Commun. 1991. Vol. 84. N 3, 4. P. 208-213.
- [9] Kieffer J.C., Chaker M., Pepin H. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1991. N 116. P. 347-350.
- [10] Fields D.J., Walling R.S., Shimkaveg G.M. et al. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. N 3. P. 1606-1609.
- [11] Jamelot G., Carillon A., Dhez P. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. N 125. P. 89-95.
- [12] Rus B., Zeitoun P., Carillon A. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. N 125. P. 361-366.
- [13] Nantel M., Kieffer J.C., Pepin H. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. N 125.
- [14] Mac Gowan B.J., Da Silva L.B., Fields D.J. et al. // Phys. Fluids B. 1992. Vol. 4. N 7. P. 2326-2337.
- [15] La Fontaine B., Dunn J., Baldis H.A. et al. // Phys. Rev. E. 1993. Vol. 47. N 1. P. 583-590.
- [16] Nantel M., Kieffer J.C., La Fontaine B. et al. // Phys. Fluids B. 1993. Vol. 5. N 12. P. 4465-4472.
- [17] Шматов М.Л. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 18. С. 37-42.
- [18] Shmatov M.L. Preprint of A.F. Ioffe Phys. Techn. Institute. 1993. N 1604.
- [19] Шматов М.Л. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 9. С. 110-115.
- [20] Гудзенко Л.И., Шеленин Л.А. // ДАН. 1965. Т. 160. № 6. С. 1296-1299.
- [21] Кононов Э.Я., Кошелев К.Н. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 11. С. 2411-2417.
- [22] Seely J.F., Brown C.M., Feldman U. et al. // Opt. Commun. 1985. Vol. 54. N 5. P. 289-294.
- [23] Элтон Р. Рентгеновские лазеры. М.: Мир, 1994. 336 с.
- [24] Keane C., Suckewer S. // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. Vol. 8. N 2. P. 201-211.
- [25] Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 1. С. 5-26.
- [26] Evans R.G. // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. N 10. P. L173-L177.
- [27] Naccache D., Decoster A., Jacquemot S. et al. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. N 5. P. 3027-3033.
- [28] Klisnick A., Vermont J., Grandjouan N. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. N 125. P. 305-308.
- [29] Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 2. P. 110-113.
- [30] Mac Gowan B.J., Mazon S., Hagelstein P.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. N 19. P. 2157-2160.
- [31] MacGowan B.J., Mazon S., Keane C.J. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1988. Vol. 5. N 9. P. 1858-1863.