

О СКОРОСТИ ОБРЫВА ПОЛЯ В ИМПУЛЬСНОМ ПЛАЗМЕННОМ ЛАЗЕРЕ

И. И. Гудзенко, С. И. Яковленко

УДК 621.373

Время обрыва поля, формирующего активную среду импульсного плазменного лазера, может быть величиной того же порядка, что и время рекомбинации.

При расчетах, проводимых для анализа возможностей импульсного усиления света плазмой после обрыва конвективного электрического поля, обычно для простоты полагают, что поле выключается мгновенно (список литературы см. /1/). Такое допущение оправдано только при условии, что характерное время τ_E прекращения действия внешнего поля гораздо меньше времен релаксации каждого существенного параметра плазмы. Но тогда с реализацией импульсных схем плазменного лазера связывается проблема формирования быстрого отключения поля, составляющего десятки киловольт и питающего импульсный ток значительной силы. Учитывая это, следует обсудить, необходимо ли столь жесткое требование.

Для усиления на распадающейся плазме нужно получить достаточно глубокое переохладение свободных электронов. При этом время релаксации τ_{Te} их температуры $T_e(t)$ должно быть меньше характерного времени τ_{NI} рекомбинации ионов X^+ химического элемента X , на "рабочем" переходе которого усиливается свет. В существенно переохлажденной плазме коэффициент ненасыщенного усиления можно представить в виде

$$z(t) = z_+ - z_-$$

$$z_+(t) \equiv \sigma_{ab} N_1(t) / K_b \tau_{NI}(t), \quad (I)$$

$$z_-(t) \equiv \sigma_{ab} (\varepsilon_b / \varepsilon_a) N_a(t).$$

Здесь σ_{ab} - сечение фотопоглощения на рабочем переходе $b \rightarrow a$;

N_a - заселенность нижнего, а $(k_D)^{-1}$ - время жизни верхнего рабочих уровней; ξ_a и ξ_D - их статистические веса; N_1 - концентрация ионов X^+ "рабочего" аэлемента. Оценки изменений этой концентрации как во время действия ионизирующего импульса, так и в послесвечении, можно проводить, исходя из уравнения

$$dN_1/dt = \Gamma_+ - \Gamma_-, \Gamma_+(t) \equiv S N N_e, \Gamma_-(t) \equiv N_1/\tau_{N_1}, \quad (2)$$

в котором N и N_e - концентрации соответственно "рабочих" атомов X и свободных электронов, S - коэффициент ионизации.

Возможность эффективного усиления в рекомбинирующей плазме не только после мгновенного обрыва ионизирующего поля ($\tau_E \ll \tau_{Te}$, а значит и $\tau_E \ll \tau_{N_1}$), но и при временах спада этого поля, больших времени релаксации температуры T_e электронов ($\tau_E \gg \tau_{Te}$), проиллюстрируем на простом примере. В случае $\tau_E \gg \tau_{Te}$ будем полагать при оценках время релаксации τ_{Te} электронной температуры пренебрежимо малым, считая кроме того, что заселенности возбужденных уровней следуют за изменениями во времени параметров $T_e(t)$ и $N_1(t)$ практически мгновенно ("приближение стационарного стока"). При таких оценках естественно допустить, что вслед за моментом $t = 0$ начала отключения поля коэффициент ионизации плазмы S и заселенность нижнего рабочего уровня N_a оказываются столь малыми, что в выражениях (1) и (2) можно сразу же после начала ($t = 0$) отключения поля члены $\xi_-(t)$ и $\Gamma_+(t)$ не учитывать. Тогда согласно (1), (2) получаем

$$\xi(t) = \xi_+(0)f(t), f(t) = \frac{N_1(t)}{N_1(0)} \frac{\tau_{N_1}(0)}{\tau_{N_1}(t)}, \quad (3)$$

и далее

$$f(t) = \frac{\tau_{N_1}(0)}{\tau_{N_1}(t)} \exp \left[- \int_0^t \frac{d\xi}{\tau_{N_1}(\xi)} \right]. \quad (4)$$

Характеризуя отключение внешнего электрического поля одним временем τ_E , будем описывать спад его напряженности после $t = 0$ функцией $E(t) = E(0)\exp(-t/\tau_E)$. Джоулев нагрев свободных электронов пропорционален квадрату напряженности, поэтому в условиях, когда поле в среде мгновенно следует за внеш-

ним, а время релаксации температуры электронов достаточно мало, имеем

$$T_e(t) - T(t) = [T_e(0) - T(0)] \exp(-2t/\tau_E), \quad (5)$$

где T - температура газа. Рассмотрим ситуацию, при которой к концу ионизирующего импульса температура свободных электронов во много раз выше газовой. Именно так получается электронная плотность, нужная для интенсивной рекомбинации. При условии $T_e(0) \gg T(0)$ температуру слабоионизованного холодного газа можно считать в ходе релаксации неизменной и полагать в формуле (5) $T(t) = T(0) = 0$.

Ограничимся здесь лишь простейшим вариантом задачи, когда "рабочие" атомы X являются примесью, а свободные электроны образованы в основном путем ионизации других атомов (такие условия реализуются, например, в лазерных экспериментах /2/). Тогда $N_e \gg N_1$, и ход рекомбинации ионов X^+ оценим, полагая плотность электронов постоянной. Коэффициент объемной рекомбинации $\tau_{N_1}^{-1}$ является, как правило, степенной функцией электронной температуры

$$\tau_{N_1}^{-1} = b N_e^q T_e^{-\delta}, \quad \gamma > 0, \quad q > 0. \quad (6)$$

При этом из (5) следует

$$\tau_{N_1}(t) = \tau_{N_1}(0) \exp(-2\gamma t/\tau_E), \quad t > 0. \quad (7)$$

Подставив формулу (7) в (4), найдем для относительного изменения во времени коэффициента усиления

$$I(z) = \exp[z + a(1 - \exp z)], \quad z > 0, \quad (8)$$

где

$$z \equiv 2\gamma t/\tau_E, \quad a \equiv \tau_E/2\gamma\tau_{N_1}(0).$$

Обозначим $z_{\text{пор}}$ пороговое значение ненасыщенного коэффициента усиления активной среды. Величина $\exp(z_{\text{пор}}L)$ равна доле энергии усиливаемого света, теряемой за один проход в резонаторе, L - эффективная длина (однородной) среды. Если снятие поля производится совсем уж медленно, так что $a \gg 1$, то коэффициент усиления с ростом времени в послесвечении $t > 0$ толь-

ко уменьшается. На большую эффективность усиления в этом случае рассчитывать труднее, так как для этого необходимо, чтобы величина \varkappa_+ превышала $\varkappa_{\text{пор}}$ уже в начальный момент $t = 0$ снятия поля. При $a < 1$ условие $\varkappa_+(0) > \varkappa_{\text{пор}}$ уже не обязательно. Из (8) следует, что коэффициент усиления в этом случае вначале растет, функция $f(z)$ принимает максимальное значение f_{max} при $z = z_m > 0$. Этот максимум определяется равенствами

$$f_{\text{max}}(a) = \max f = f(z_m) = [a \exp(1 - a)]^{-1}, \quad z_m = \ln(1/a). \quad (9)$$

Такое поведение во времени коэффициента усиления распадающейся плазмы определяется различным характером спадающей плотности $N_1(t)$ ионов X^+ и времени $\tau_{N_1}(t)$ рекомбинации этих ионов. Из (9) следует, что для превышения максимальным значением $\varkappa(t)$ пороговой величины $\varkappa_{\text{пор}}$ в случае $a < 1$, т.е. $\tau_E < 2\gamma\tau_{N_1}(0)$, нужно снимать поле со скоростью, характеризующейся временем

$$\tau_E \leq \gamma\tau_{N_1}(0)\varkappa_+(0)/\varkappa_{\text{пор}}. \quad (10)$$

В случае преобладания в рекомбинации трехчастичных актов с участием в качестве третьей частицы свободного электрона ($X^+ + e + e \rightarrow X^+ + e$) имеем $\gamma = 9/2$. Поэтому для функционирования импульсного плазменного лазера следует требовать выполнения условия $\tau_E \leq 5\tau_{N_1}(0)\varkappa_+(0)/\varkappa_{\text{пор}}$. Другими словами, характерное время снятия ионизирующего поля может не только существенно превышать время τ_{Te} релаксации электронной температуры, но и приближаться к времени рекомбинации ионов X^+ .

При формальном использовании (9) получается, что максимальное значение коэффициента усиления $\varkappa_{\text{max}}^{(a)} = \varkappa_+(0)\varkappa_{\text{max}}^{(a)}$ может быть сделано сколь угодно большим, если взять параметр a достаточно малым. Этот вывод, конечно, неверен. Проведенное здесь рассмотрение предполагает выполненным условие $\tau_E \gg \tau_{Te}$. Следовательно, параметр a в полученных выражениях сколь угодно малой величиной считать нельзя. При $a_{\text{min}} \ll 1$ напишем

$$f_{\text{max}}(a_{\text{min}}) = [a_{\text{min}} \exp(1 - a_{\text{min}})]^{-1} \approx a_{\text{min}}^{-1}.$$

Если для оценки α_{\max} исходить из соотношения $(\nu_E)_{\min} \sim 10\nu_{Te}$, то в случае трехчастичной рекомбинации имеем $\alpha_{\min} \approx \nu_{Te}/\nu_{Ni}(0)$. В условиях плазменно-лазерных экспериментов обычно $\nu_{Te} \approx 10^{-2}\nu_{Ni}(0)$, так что $\alpha_{\max} \sim 10^2$, т.е. максимум ненасыщенного коэффициента усиления, спустя промежуток времени $t_m = \pi(\nu_E)_{\min}/2\gamma \sim 5\nu_{Te}$ после начального момента снятия поля, примерно на два порядка превосходит значение коэффициента α_+ в начальный момент $t = 0$.

Поступила в редакцию
15 января 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, С. И. Яковленко, УФН, 114, № 3, 457 (1974).
2. Е. Л. Латуш, М. Ф. Сэм, ЖЭТФ, 64, 2017 (1973).