

01;04;07

## Предельный энерговклад в газоразрядные лазерные среды

© А.Ю. Сонин

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 27 декабря 1996 г.

В работе получены основные соотношения, определяющие условия использования газового разряда в качестве активной среды для реализации лазеров с максимальным КПД.

Задача эффективного преобразования энергии накачки в энергию лазерного излучения актуальна для создания компактных лазерных систем с высоким КПД [1]. Наиболее распространенным способом накачки больших объемов активной среды является электрический разряд.

Рассмотрим вопрос о вложении энергии разряда в активную среду. Так, для энерговклада на одну частицу можно записать:

$$\frac{W}{N} = \frac{P\tau}{N} = \frac{en_k w_e E \tau}{N} = \frac{\hbar\omega}{\varphi}, \quad (1)$$

где  $W$ ,  $P$  — энергия, мощность импульса разряда;  $\tau$  — время передачи энергии разряда в заданный лазерный переход;  $N$  — плотность частиц;  $\hbar\omega$ ,  $\varphi$  — энергия кванта излучения и квантовый КПД активной среды;  $e$ ,  $n_k$ ,  $w_e$  — заряд, концентрация и дрейфовая скорость электронов;  $E$  — напряженность электрического поля.

В самостоятельных объемных разрядах для  $\tau$  существует верхняя граница — время формирования разряда  $\tau_f$  [2,3], так как это минимальное время существования разряда с заданными параметрами  $N$ ,  $(E/N)$  во всем разрядном объеме:

$$\tau_f = [(\alpha - \eta)w_e]^{-1} \ln \left( \frac{n_k}{n_0} \right), \quad (2)$$

где  $n_0$  — начальная концентрация электронов,  $\alpha$ ,  $\eta$  — коэффициенты ионизации и прилипания.

Действительно, согласно [2,3], лишь в течение  $\tau_f$  происходят передача энергии от источника питания электронам, накачка этими электронами лазерного перехода, ионизация газа, перераспределение энергии между электронами во всем объеме. Так как за это время происходит  $10^8$  электронных столкновений и  $(E/N) = \text{const}$  во всем разрядном объеме, то можно говорить о среднестатистических параметрах. Заметим, что величина  $(E/N)$ , с одной стороны, определяет  $\tau_f$ , а с другой — среднюю энергию электронов, которая должна в оптимальном случае быть близка к энергии заданного верхнего лазерного уровня. По окончании  $\tau_f$  структура разряда перестраивается, электрическое поле уже неоднородно по длине разрядного объема, и в этом случае надо анализировать соотношения (1, 2) уже для различных частей разрядного объема.

Тогда, заменяя в (1)  $\tau$  на  $\tau_f$  из (2), для предельной величины энерговыклада и электронной концентрации получим:

$$W = en_k \left( \frac{E}{N} \right) \left( \frac{\alpha - \eta}{N} \right)^{-1} \ln \left( \frac{n_k}{n_0} \right), \quad (3)$$

$$\frac{n_k}{N} = \left( \frac{\hbar\omega}{\varphi} \right) \left( \frac{\alpha - \eta}{N} \right) \left[ e \left( \frac{E}{N} \right) \ln \left( \frac{n_k}{n_0} \right) \right]^{-1}. \quad (4)$$

Таким образом, данные выражения определяют предельные параметры разряда. Для данного типа лазера варьирование энерговыклада при заданной величине параметра  $(E/N)$  достигается лишь изменением концентрации электронов  $n_k$ , причем, как видно из (3, 4), важное значение имеют начальная концентрация электронов и плотность частиц. Из (4) следует, что величина  $(n_k/N)$  зависит лишь от  $(E/N)$ , и это подтверждают результаты работы [4]. Величина параметра  $(E/N)$  должна быть определена из уравнений для лазерной активной среды, возбуждаемой разрядом. Эти уравнения необходимо решать совместно с (3, 4). Кроме того, параметры разряда должны быть такими, чтобы обеспечить максимум КПД преобразования энергии разряда в инверсию населенностей.

Так, в случае самоограниченной активной среды из кинетических уравнений для инверсии  $\Delta N$  можно записать [5]:

$$\Delta N = K_p \langle \sigma w \rangle n_k N \tau_p, \quad (5)$$

где  $K_p$  — функция, определенная значениями  $\tau_p$  и  $\tau_f$ ,  $\langle\sigma w\rangle$  — скоростной коэффициент возбуждения верхнего лазерного уровня,  $\tau_p = \frac{\tau_0}{1+(N/N_0)}$  — время жизни этого уровня, определяемого радиационным временем жизни  $\tau_0$  и характеристической плотностью  $N_0$ . При оптимальных условиях  $\tau_p = \tau_f$  и  $K_p = \max = \text{const}$ . Условие максимума эффективности создания инверсии в расчете на один электрон:

$$\frac{\partial}{\partial N} \left( \frac{\Delta N}{n_k} \right) = \frac{\partial}{\partial N} (\langle\sigma w\rangle N \tau_p) = 0. \quad (6)$$

Отсюда с учетом зависимости  $\tau_p$  от плотности компонент газовой смеси и равенством  $\tau_p = \tau_f$  получим систему:

$$\frac{\partial \ln \langle\sigma w\rangle}{\partial \ln(E/N)} = \frac{\tau_p}{\tau_0} = \frac{\tau_f N}{\tau_0 N}. \quad (7)$$

Первое равенство в этой системе определяет частные оптимумы для различных напряженностей поля  $E$  и плотностей  $N$ , а оба равенства дают абсолютный максимум. Используя графики зависимостей  $\ln \langle\sigma w\rangle = f(E/N)$ ,  $\tau_f N = f(E/N)$  и  $\tau_p = f(N)$ , можно найти оптимальные значения  $(E/N)_{\text{opt}}$  и  $N_{\text{opt}}$ , которые задавали бы одновременно  $\tau_f = \tau_p$ , и в этой точке производная  $\frac{\partial \ln \langle\sigma w\rangle}{\partial \ln(E/N)}$  равнялась бы  $(\tau_p/\tau_0)$ . Это же значение  $(E/N)_{\text{opt}}$ , подставленное в (3, 4) определяло бы предельный энергоклад. Таким образом, существуют оптимальные условия преобразования энергии электронов разряда в энергию вынужденного излучения на самоограниченных переходах, определяющие также предельный энергоклад.

## Список литературы

- [1] Горковский В.П. и др. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. N 9. С. 1867.
- [2] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968.
- [3] Коробкин В.В., Сонин А.Ю. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 21. С. 49.
- [4] Denes L.J., Lowke J.J. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. P. 130.
- [5] Сонин А.Ю. Тез. II конференции НУЦ УДН им. Патриса Лумумбы, Москва, 1989. С. 103.