

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАЗЕРОВ
НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

А. А. Шербаков, А. А. Мах, Г. В. Селизков

УДК 621.373.826

Приведены результаты численного моделирования энергетических процессов в лазерных системах, максимально приближенных к условиям "идеального светового котла", и показана возможность достижения к.п.д. лазеров на неодимовом стекле с оптической накачкой импульсными ксеноновыми лампами до 15-20% в режиме свободной генерации.

В настоящем сообщении приведены результаты численного моделирования энергетических процессов в лазерных системах, максимально приближенных к условиям "идеального светового котла", и показана возможность достижения к.п.д. лазеров на неодимовом стекле с оптической накачкой импульсными ксеноновыми лампами до 15-20% в режиме свободной генерации.

Под явлением "светового котла" понимается комплекс процессов, связанных с особенностями лучистого теплообмена в замкнутых оптических системах и проявляющихся в повышении температуры плазмы источника и изменении ее спектроэнергетических характеристик за счет частичного поглощения собственного излучения.

Сравним эффективность η и потери энергии открытой лампы и лампы в системе накачки при фиксированной температуре плазмы T . Для открытой лампы $W = Q_{ст} + \Phi_L$, $\eta_t = \Phi_t/W$, где $Q_{ст} = \int_0^{\lambda_g} \Phi_\lambda(T) d\lambda$ - потери на оболочке лампы /I/, $\Phi_L = \int_{\lambda_g}^{\infty} \Phi_\lambda(T) d\lambda$ - лучистые потери, $\Phi_t = \int_{\Delta\lambda} \Phi_\lambda(T) d\lambda$ - мощность, излучаемая в спектральном диапазоне поглощения активатора $\Delta\lambda$, $\Phi_\lambda(T)$ - спектр

ральное распределение потерь на излучение, W — электрическая мощность, рассеиваемая в разряде, λ_g — граничная длина волны поглощения излучения оболочкой. Для системы накачки уравнения энергетического баланса и эффективности η_S имеют вид

$$W_S = Q_{ST} + \Phi_1 + \Phi_t(1 - \Psi), \quad \eta_S = \frac{1 - \xi(1 - \Psi)^{-1}}{k(1 - \Psi)^{-1} + 1}, \quad (I)$$

где Φ_1 — пассивные потери вне диапазона поглощения активатора, Ψ и ξ — доли излучения, поглощаемого плазмой и пассивными элементами в рабочем диапазоне $\Delta\lambda$, $1/k = \eta_t/(\eta_q + \eta_1)$ — эффективная ширина поглощения активатора, $\eta_q = Q_{ST}/W$ и $\eta_1 = \Phi_1/W$ — относительные доли потерь в открытой лампе. Из (I) следует, что максимальная эффективность системы накачки может быть достигнута при ликвидации экранировки излучения плазмой и пассивными элементами в области $\Delta\lambda$ с одновременным расширением эффективного диапазона $1/k$. Системы, у которых $\xi = \Psi = 0$ и активная селекция излучения плазмой осуществляется только вне рабочей области $\Delta\lambda$, будем называть "идеальным световым котлом" (системы типа I). Заметим, что в таких системах плазма разряда играет дополнительную роль активного фильтра по пресечению суперлюминесцентных эффектов. Системы с преимущественной селекцией излучения накачки в области $\Delta\lambda$ назовем системами типа II.

Из (I) следует, что наличие активной селекции в производственной области $\Delta\lambda$ при $\xi = 0$ эквивалентно уменьшению эффективного диапазона поглощения $1/k$ или увеличению пассивных потерь $(\eta_q + \eta_1)$ в $(1 - \Psi)$ раз. Для реализации условий идеальности необходимо стремиться к ликвидации пассивных элементов, усилению режима многопроходности излучения в активном элементе (АЭ) для повышения эффективности слабых полос поглощения активатора, полной ликвидации экранировки излучения накачки плазмой разряда. Представителем систем типа I является, например, система с полостным АЭ и лампой внутри полости. Внутренняя поверхность АЭ полирована и контактируется с иммерсионной средой, на внешнюю поверхность непосредственно нанесено диффузно-отражающее покрытие. Представителем систем типа II является, например, коаксиальная лампа с диффузным отражателем и АЭ внутри полости.

Исследование вопроса о достижении предельной эффективности лазеров при реализации условий "идеального светового котла" строится на основе методов самосогласованного расчета систем накачки /1/ и твердотельных лазеров. Моделирование переноса излучения в процессах накачки и генерации осуществляется на основе дискретно-лучевого метода /2/. Для рассмотрения переноса излучения в оптически неоднородной плазме при расчете энергетического баланса разряда используется диффузное приближение /3/. В режиме свободной генерации уравнение баланса энергии для (J, I)- ой области АЭ представляется в виде

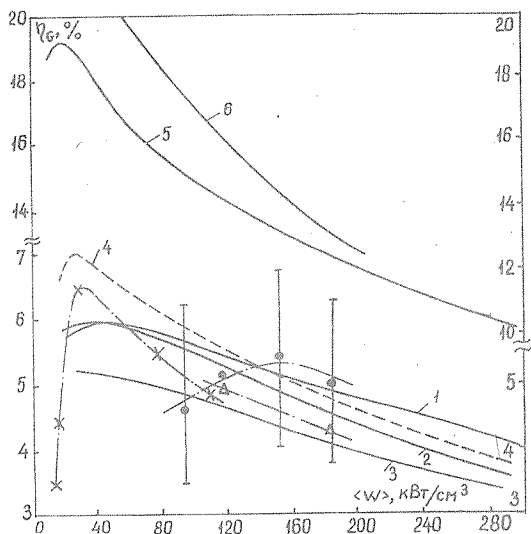
$$\Phi_{\tau}^{J,I} = P_S^{J,I} + (P_U^{J,I} + P_P^{J,I})/V_{J,I} + W_{31}^{J,I} + Q_{\Sigma}^{J,I}, \quad (2)$$

где $\Phi_{\tau}^{J,I}$ - объемная плотность поглощенной мощности излучения накачки, $P_S^{J,I} = W_{32}^{J,I} + P_L^{J,I}$ - плотность люминесцентного и лампового шума на рабочем переходе, $W_{31}^{J,I}$ - потери на люминесценцию на нерабочих переходах, $Q_{\Sigma}^{J,I}$ - суммарные безизлучательные потери. Двумерная матрица уравнений (2) связана единым полем коэффициента усиления по сечению АЭ. Населенности уровней и составляющие баланса рассчитываются на основе метода кинетических уравнений /4/.

На рис. 1 представлены теоретические и экспериментальные данные по к.п.д. генерации лазеров на основе коаксиальной лампы (тип II) и полостного тела (тип I). Наполнение лампы - всеионовое, диаметр канала разряда трубчатой лампы $D_L = 1,6$ см, резонатор плоский. Из рис. 1 следует, что в соответствии с экспериментом лазер на высококонцентрированном стекле ГЛС-24 в коаксиальной лампе в области электрических мощностей $\langle W \rangle = 100$ кВт/см³ имеет более высокий к.п.д. ~5%, чем на стекле ГЛС-22.

При этом перенос излучения в АЭ носит однопроходовой, а в плазме разряда - многопроходовой характер, что соответствует ранее сделанным выводам относительно систем типа II. Увеличение плазменного зазора ($A_p \approx 0,55$ см) приводит к сдвигу максимума к.п.д. в область меньших электрических мощностей ($\langle W \rangle \approx 30$ кВт/см³), где к.п.д. достигает ~6%. Численный эксперимент, проведенный при том же объеме АЭ в системе с полостным телом, показывает, что при неизменных характеристиках материалов в диапазоне элект-

10



Р и с. I. Зависимость к.п.д. η_G в режиме свободной генерации от удельной электрической мощности, рассеиваемой в разряде: (1-6) - расчет, (\circ , Δ , \times) - эксперимент; (1-4) и (\circ , Δ , \times) - система с полостной лампой, (5,6) - с полостным телом; (1-3) и (\circ , Δ) - АЭ \varnothing 20 x 360 мм, $\Delta_p \approx 3,6$ мм; (4) и (\times) - АЭ \varnothing 30 x 500 мм, $\Delta_p = 5,6$ мм; (1) и (\circ) - ГЛС-24, (\times , Δ) и (2-4) - ГЛС-22, (5,6) - ГЛС-23; (1,2,4,5) - $\rho = 0,001 \text{ см}^{-1}$ (3) - $\rho = 0,002 \text{ см}^{-1}$ (6) - $\rho = 0,0005 \text{ см}^{-1}$; (1-5) и (\circ , Δ , \times) - в отсутствие фильтрации излучения в области $\lambda \leq 400$ нм, (6) - при наличии интерференционного покрытия в области $\lambda \leq 400$ нм. Коэффициент отражения отражателя $\rho_0 = 0,96$, длительность импульса 10^{-3} с

рических мощностей $\langle W \rangle \sim (40-100) \text{ кВт/см}^2$ достигается к.п.д. генерации $\sim (16-15)\%$ на стекле ГЛС-23 (кривая 5).

На рис. I иллюстрируется также случай идеализированной системы типа I с активной фильтрацией УФ излучения в область поглощения матрицы стекла $\lambda \sim 220-370$ нм и ужесточенными требованиями к материалам конструкции. Максимальный к.п.д. лазера

при этом достигает $\eta_G \approx 20\%$ при превышении порога по мощности $y = 15$. Анализ показывает, что при квантовом выходе возбуждения $\eta_{43} = 1$ и коэффициенте отражения отражателя $\rho_0 = 1$ предельный к.п.д. неоднородных лазеров может достигать величины $\eta_G \sim 30\%$. При этом доля поглощенной мощности в АЭ составит $\sim 70-74\%$. Аналогичные цифры следует и из анализа лазерных систем с плоскими активными телами, максимально приближенных к условиям "идеального светового котла".

Поступила в редакцию
15 февраля 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Мах, А. А. Шербаков, А. В. Яковлев, ЖПС, 30, 405 (1979).
2. В. Г. Дорогов, А. А. Шербаков, А. В. Яковлев, ЖПС, 30, 245 (1979).
3. В. М. Градов, Ю. И. Терентьев, А. А. Шербаков, ТВТ, 18, 28 (1981).
4. А. А. Мах, Ю. А. Анянцев, Б. А. Ермаков, УФН, 92, 373 (1967).