

О СВЕРХЗВУКОВОМ ВАРИАНТЕ H_2 -I ЛАЗЕРА С ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫМ СПОСОБОМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

И.М. Бельдюгин, Ю.П. Высоцкий, А.А. Степанов, В.А. Щеглов

Исследуется возможность создания сверхзвукового водородно-йодного лазера с электроионизационным возбуждением. Обсуждается конкретная схема реализации лазера и (на основе численного моделирования) оцениваются его энергетические возможности.

В работе /1/ для создания инверсии на магнитодипольном переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ атомарного йода ($\lambda = 1,315$ мкм) предложено использовать близкорезонансный VE-обмен



при этом водород в колебательных состояниях $v = 1, 2$ можно получать непосредственно в электрическом разряде. Оценки, проведенные в /1/, показали, что при температурах газа < 200 К эффективность H_2 -I лазера достигает 40-60%, но требуемый для этого удельный энерговыход находится на пределе возможностей электроионизационного способа возбуждения /2/.

В /3/ теоретически установлено, что энергетические показатели H_2 -I лазера лимитированы рядом кинетических факторов: 1) относительно медленным заселением высоких ($v \geq 2$) колебательных уровней H_2 в процессе VV-обмена; 2) невысокой скоростью VE-передачи энергии в элементарном акте (1); 3) довольно быстрой дезактивацией атомарного йода при столкновениях с H_2 и I (это обстоятельство приводит к необходимости значительного разбавления смеси аргоном). Расчеты показали, что указанные особенности снижают возможный КПД H_2 -I лазера до 10 – 15% даже в условиях оптимальной накачки (~ 400 Дж/л·атм).

По ряду причин (низкие исходные температуры, практически полная выработка молекулярного йода за время импульса инициирования, низкие рабочие давления, необходимые для стабилизации разряда в газе и пр. /3/) наиболее подходящим для практической реализации представляется сверхзвуковой вариант водородно-йодного лазера (рис. 1). Здесь предварительно нагретая (до $T_0 \sim 600 - 800$ К) смесь $H_2/Ar/I_2$ при исходном давлении $p_0 \sim 1 - 2$ атм истекает из камеры смещения (1), расширяясь и охлаждаясь (до $T_1 \sim 200$ К) в сверхзвуковом сопле (2). На выходе из сопла газ попадает в разрядный промежуток (3) и затем истекает в объем резонатора (4), в котором и осуществляется высвечивание возбужденного атомарного йода. Предварительный подогрев (а его можно осуществить пропусканием смеси через накалившую спираль) удобно использовать для возгонки кристаллического йода, температура сублимации которого не превышает 500 К. Энергетические возможности такого варианта сверхзвукового H_2 -I лазера оцениваются ниже.

При численном моделировании H_2 -I лазера константы скоростей процессов взяты из /3/. Система кинетических уравнений стандартная. В частности, уравнения, описывающие эволюцию населенностей отдельных колебательных уровней $H_2(v)$, при учете колебательного возбуждения H_2 электронным ударом вплоть до состояний с $v = 3$ и в предположении однородности электрического разряда вдоль по потоку имеют вид:

$$\frac{dy_v}{dx} = (1 - \delta_{ov}) \frac{a_v W_e}{\rho l_p E_v} - \delta_{ov} \sum_{k=1}^3 \frac{a_k W_e}{\rho l_p E_k} + (\rho/u) [Q_{VV}(v) + Q_{VE}(v) + Q_{VT}(v)], \quad (2)$$

где y_v – моль-массовая концентрация H_2 в состоянии v (учитывались уровни вплоть до $v = 6$), x – координата вдоль потока, ρ – плотность смеси, u – скорость потока, δ_{ik} – символ Кронекера, l_p – длина разряд-

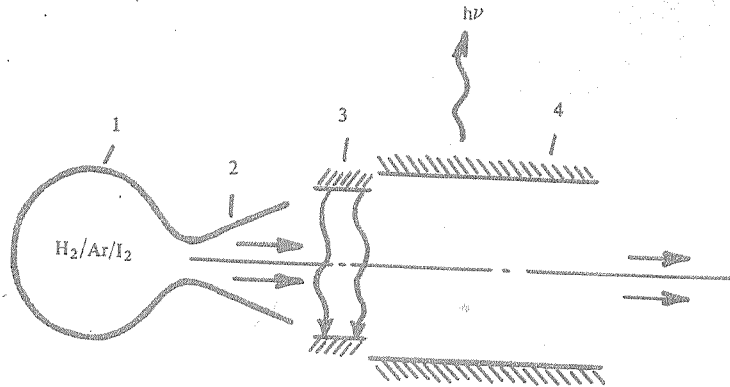


Рис. 1. Упрощенная принципиальная схема сверхзвукового H_2 -I лазера: 1 – камера смешения, 2 – сверхзвуковое сопло, 3 – разрядная область, 4 – резонатор.

ного промежутка, W_e – удельный энерговклад в единицу объема, α_v – вероятность возбуждения отдельного колебательного уровня H_2 электронным ударом, E_v – энергия колебательного терма. Члены $Q_{VV}(v)$, $Q_{VE}(v)$ и $Q_{VT}(v)$ описывают соответственно VV -, VE -обмены и VT -релаксацию молекулярного водорода.

Для определения степени возбуждения α_v отдельных колебательных уровней H_2 электронным ударом решалось кинетическое уравнение Больцмана для электронов в заданном электрическом поле [3,4]

$$\frac{1}{3} \left(\frac{E}{N} \right)^2 \frac{d}{du} \left[\frac{u df/du}{\sum_i \xi_i \sigma_T^i(u)} \right] + \frac{d}{du} \left\{ 2 \sum_i \xi_i \left[\frac{m_e}{M_i} \sigma_T^i(u) u^2 f(u) + \frac{m_e}{M_i} \left(\frac{kT}{e} \right) \sigma_T^i(u) u^2 \frac{df}{du} \right] \right\} +$$

$$+ \sum_{i,k} \xi_{ik} [(u + u_{ik}) f(u + u_{ik}) \sigma_{ik}(u + u_{ik}) - u f(u) \sigma_{ik}(u)] +$$

$$+ \sum_{i,k} \xi_{ik} [(u - u_{ik}) f(u - u_{ik}) \sigma_{ik}^-(u - u_{ik}) - u f(u) \sigma_{ik}^-(u)] = 0,$$

где $f(u)$ – нормированная ($\int_0^\infty \sqrt{u} f(u) du = 1$) функция распределения, u – энергия электронов (в вольтах), ξ_i – относительная концентрация частиц i -го сорта, m_e и M_i – массы электрона и соответствующей частицы, $\sigma_T^i(u)$ – транспортное сечение упругого рассеяния электронов на частицах i -го сорта, $\sigma_{ik}(u)$ и $\sigma_{ik}^-(u)$ – неупругие сечения возбуждения и дезактивации частиц i -го сорта в k -ом возбужденном состоянии электронным ударом, u_{ik} – энергия k -го возбужденного состояния частиц i -го сорта, E – напряженность электрического поля и N – плотность частиц в смеси.

Система уравнений кинетики для концентраций отдельных компонентов дополнялась уравнениями газодинамики

$$\rho u S = \text{const}, \quad \rho u du/dx = -dp/dx, \quad \rho u dh/dx - u dp/dx = u W_e / l_p - gI, \quad p = \rho RT/W, \quad (3)$$

и пороговым условием $g = g_{th}$ стационарной генерации в плоском резонаторе (g – коэффициент усиления на лазерном переходе [3,5], g_{th} – пороговый коэффициент усиления). В (3) S – площадь поперечного сечения потока, $h = \sum_i y_i H_i$ – удельная энтальпия смеси (y_i – моль-массовая концентрация, H_i – молярная энтальпия i -го компонента).

В расчетах полагалось $S = \text{const}$. В этом случае удельная энергия генерации (на 1 г смеси) дается выражением $E_{\text{лаз}} = (1/\rho u) \int g dx$, а КПД лазера — $\eta = \rho E_{\text{лаз}}/W_e$.

Пусть в камере смешения находится смесь $\text{H}_2/\text{Ar}/\text{I}_2$ при исходном давлении $p_0 = 2$ атм и температуре $T_0 = 800$ К (диссоциацией I_2 при таких температурах будем пренебрегать). Параметры потока на входе в разрядный промежуток (после расширения смеси в сверхзвуковом сопле) можно определить, задавшись температурой газа на выходе из соплового блока /6/:

$$p_1 = p_0 / (T_0/T_1)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad M_1 = \left[\frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{T_0}{T_1} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad u_1 = M_1 a_1, \quad \rho_1 = p_1 W / RT_1.$$

Здесь M_1 — число Маха, a_1 — скорость звука, γ — постоянная адиабаты.

Положив $T_1 = 200$ К, для смеси состава $\text{H}_2/\text{Ar}/\text{I}_2 = 1/10/0,05$ получим $p_1 \approx 41$ тор, $u_1 \approx 8,3 \cdot 10^4$ см/с, $M_1 \approx 3,1$ и $\rho_1 \approx 1,25 \cdot 10^{-4}$ г/см³. Некоторые результаты расчетов H_2 -I лазера с подобными параметрами потока на входе в разрядный промежуток приведены ниже. Заметим, что вероятности возбуждения отдельных колебательных уровней H_2 электронным ударом для $v = 1, 2, 3$ принимались равными $a_v = 0,6, 0,1, 0,01$ (при $E/N = 10^{-16}$ В·см² /3/), при этом считалось, что 20% энергии разряда идет непосредственно на нагрев смеси. Расчеты проводились при $l_p = 5$ см и $g_{\text{th}} = 2 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹.

Изменение температуры смеси T , числа Маха M и коэффициента усиления малого сигнала g вдоль по потоку представлено на рис. 2. Здесь удельная вложенная в разряд энергия $Q_{\text{ВЛ}} = W_e/\rho_1 \approx 200$ Дж/г; точка $x = 0$ отвечает началу разрядного промежутка. На рис. 3 показана зависимость КПД лазера от величины вложенной в разряд энергии. Отметим, что при $Q_{\text{ВЛ}} \geq 250$ Дж/г ($W_e > 350$ Дж/л·атм) в сверхзвуковом потоке возможно возникновение эффекта теплового кризиса /6/, соответствующая область на рисунке заштрихована.

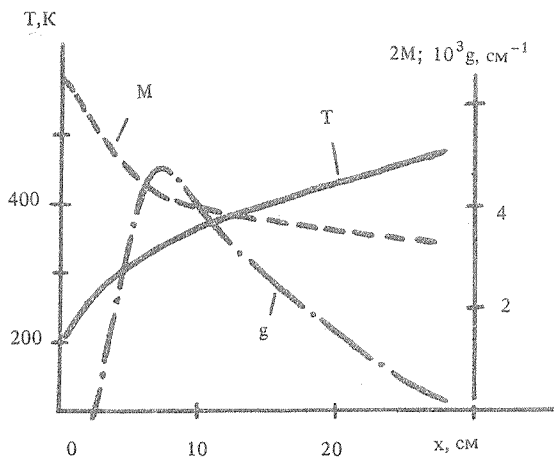
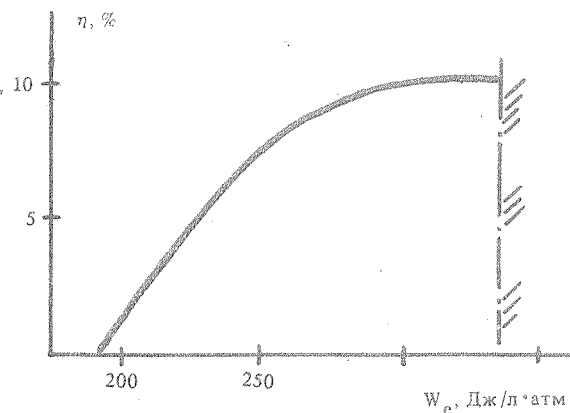


Рис. 2. Распределение температуры T , числа Маха M и коэффициента усиления g вдоль по потоку.

Рис. 3. Зависимость КПД H_2 -I лазера от величины удельного энерговклада W_e .



Таким образом, расчеты показывают, что при соответствующих условиях сверхзвуковой вариант H_2 -I лазера с электроионизационным способом возбуждения обеспечивает довольно протяженную зону инверсии по потоку ($\sim 20 - 30$ см), заметный коэффициент усиления активной среды ($> 10^{-3}$ см $^{-1}$) и КПД по вложенной в разряд энергии $\sim 10\%$. Требуемый для этого удельный энерговклад составляет ~ 300 Дж/л·атм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Куприянов Н. Л. Квантовая электроника, 10, 2124 (1983).
2. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. УФН, 126, 451 (1978).
3. Бельдюгин И. М. и др. Квантовая электроника, 13, № 12 (1986).
4. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. М., Мир, 1981.
5. Степанов А. А., Щеглов В. А., Юрышев Н. Н. Квантовая электроника, 12, 1127 (1985).
6. Батльме Ф. Газодинамика горения. М., Энергоиздат, 1981.

Поступила в редакцию 18 апреля 1986 г.