

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ЛАЗЕРОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ НА БЛАГОРОДНЫХ ГАЗАХ

М.М. Мкртчян В.Т. Платоненко

В работе предлагается новый тип газоразрядных лазеров на благородных газах, работающих при высоких давлениях (порядка атмосферного), генерирующих ультрафиолетовое излучение и обладающих возможностью перестройки длины волны излучения в относительно широком интервале порядка 5000 см^{-1} . Для определенности рассмотрение проводится на примере ксенона. В качестве рабочего перехода предполагается использовать переход из состояния ${}^3\Sigma_u^+$ молекул Xe_2 (соответствующего межъядерному потенциалу с минимумом [3, 4]) в состояние ${}^1\Sigma_g^+$. Вопрос об использовании этих переходов для создания лазера, накачиваемого светом, обсуждался ранее в работе [1]. В работе [2] наблюдалось сверхизлучение конденсированного ксенона при возбуждении электронным пучком экситонов, которые по своей природе аналогичны молекуле Xe_2 в состоянии ${}^3\Sigma_u^+$.

При умеренных температурах нижние энергетические состояния, соответствующие переходам из связанного состояния ${}^3\Sigma_u^+$, практически свободны; поэтому инверсия населенностей может быть реализована относительно просто. Задача состоит в том, чтобы получить приемлемый коэффициент усиления и, следовательно, достаточно высокую населенность верхних состояний. Предполагаемый здесь механизм возбуждения основан на следующих положениях: 1) при высоких давлениях излучение, соответствующее переходам ${}^3P - {}^1S_0$ пленяется, что способствует получению высокой плотности Xe^3P в разряде; 2) при наличии N^* возбужденных атомов в единице объема имеется также $N_{\text{не}}$ нестабилизированных молекул $\text{Xe}_2^3\Sigma_g^+$; причем $N_{\text{не}} = N^* Z_{\text{дв}} \tau_{\text{ст}}$, где $Z_{\text{дв}}$ – частота столкновений возбужденного атома с невозбужденными, $\tau_{\text{ст}}$ – длительность процесса столкновения, 3) в тройных столкновениях $\text{Xe}^3P + \text{Xe}^1S_0 + \text{Xe}^1S_0$ с большой вероятностью образуют-

ся стабилизированные молекулы $\text{Xe}_2^3\Sigma_u^+$. Обратный процесс диссоциации молекул в столкновениях с атомами требует дополнительной энергии и при невысоких температурах маловероятен. Учет такой диссоциации не меняет качественно следующих ниже рассуждений. Время жизни стабилизированных молекул есть время излучательного перехода $\tau_{\text{изл}}$; скорость их образования равна $N^* \alpha Z_{\text{тр}}$, где $Z_{\text{тр}} = Z_{\text{дв}}^2 \tau_{\text{ст}}$ — частота тройных соударений возбужденного атома с невозбужденными, α — вероятностный множитель близкий к единице.

Таким образом образование молекул $\text{Xe}_2^3\Sigma_u^+$ происходит в две стадии: первой из них является возбуждение атома электронным ударом, второй — образование молекулы в столкновении атомов. Кинетика системы грубо описывается уравнениями:

$$\frac{\partial N^*}{\partial t} = - \frac{1}{\tau} N^* + W,$$

$$\frac{\partial N_{\text{ст}}}{\partial t} = N^* \alpha Z_{\text{тр}} - N_{\text{ст}} \frac{1}{\tau_{\text{изл}}}, \quad (1)$$

$$\tau^{-1} = \alpha Z_{\text{тр}} + Z_{\text{дв}} \tau_{\text{ст}} \tau_{\text{изл}}^{-1}.$$

Здесь $N_{\text{ст}}$ — плотность стабилизированных молекул, W — суммарная скорость образования атомов Xe^3P . Естественно предположить, что полосы излучения для стабилизированных и нестабилизированных молекул совпадают. Тогда коэффициент усиления определяется суммой $N_{\text{ст}} + N_{\text{не}}$.

Если время действия возбуждающего импульса Δt , либо τ превышает $\tau_{\text{изл}}$, из приведенных уравнений и равенства $N_{\text{не}} = N^* Z_{\text{дв}} \tau_{\text{ст}}$ следует: $N_{\text{ст}} + N_{\text{не}} = N^* \tau_{\text{изл}} / \tau$. Коэффициент усиления при этом равен:

$$K = \frac{\lambda^2 N^*}{4 \Delta \omega \tau}; \text{ если } \Delta t > \tau, \quad K \approx \frac{\lambda^2}{4 \Delta \omega} W. \quad (2)$$

Выше неявно предполагалось, что $N^* + N_{\text{ст}} + N_{\text{не}} \ll N$, где N — плотность невозбужденных атомов, т. е. $W \min(\Delta t, \tau) \ll N$. Это условие ограничивает снизу рабочий диапазон давлений, если задан коэффициент усиления. Используя представления $Z_{\text{дв}} = Z_0 N$, $N = N_0 p$, где p — давление (температура везде считается фиксированной), получим:

$$Z_0 \tau_{\text{ст}} \tau_{\text{изл}}^{-1} N_0^2 (1 + \alpha Z_0 \tau_{\text{изл}} N_0 p) p^2 \gg \frac{4 \Delta \omega}{\lambda^2} K. \quad (3)$$

Для численных оценок примем $\lambda = 1750 \text{ \AA}$, $\Delta \omega = 5000 \text{ см}^{-1}$ [4], $\tau_{\text{изл}} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ (время излучательного перехода $^3P - ^1S_0$ для ксенона [5]), $\tau_{\text{ст}} = 10^{-12} \text{ сек}$, $Z_0 = 10^{-10} \text{ сек}^{-1} \cdot \text{см}^3$; $N_0 \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \cdot \text{атм}^{-1}$; $\epsilon_0 \approx 10^{-18} \text{ Дж}$. (ϵ_0 — энергия необходимая для возбуждения одного атома). Тогда из (2) и (3) получим:

$$K \approx 10^{-7} W \epsilon_0 \text{ ат}^{-1} \text{ см}^2; \quad p^2 (1 + 12 \alpha p \text{ атм}^{-1}) \gg 0,4 K \text{ атм}^2 \cdot \text{см}.$$

Используя импульсный разряд, по-видимому, можно реализовать ввод мощностей достаточных для получения коэффициента усиления поряд-

ка $0,1 \text{ см}^{-1}$ и выше. При этом, как следует из приведенной оценки, необходимо работать при давлениях, превышающих атмосферное. В этой области давлений основную роль играют тройные столкновения и $\tau \approx 10^{-7} \rho^2 \text{ атм}^{-2} \cdot \text{сек}$.

Максимальная длительность импульса лимитируется повышением температуры, скорость которой определяется отношением $W_{\epsilon_0} \eta$ (η — доля энергии преобразуемая в тепло) к теплоемкости единицы объема. Например, при $K = 0,1 \text{ см}^{-1}$, $P = 1 \text{ атм}$ и $\eta = 0,5$ температура газа повышается на 100° за 10^{-7} сек (таким образом, при давлениях ниже атмосферного время срыва инверсии из-за разогрева может оказаться меньше чем τ).

В непрерывном или квазинепрерывном режиме практически приемлемые коэффициенты усиления могут быть получены при использовании разряда в тонком капилляре. Диаметр капилляра можно оценить исходя из соотношения, получающегося решением уравнения теплопроводности:

$$\Delta T \approx \frac{W_{\epsilon_0} \eta}{16 \kappa} d^2,$$

где ΔT — разность температур на оси цилиндра и на его стенке, κ — коэффициент теплопроводности газа. Будем считать, что для увеличения теплопроводности используется смесь ксенона с гелием, причем $\rho_{\text{He}} \gg \rho_{\text{Xe}}$, так что $\kappa \approx \kappa_{\text{He}}$ ($\kappa_{\text{He}} \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ кал} \cdot \text{град}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). Тогда при $\Delta T \approx 200^\circ \text{K}$; $K \approx 0,05 \text{ см}^{-1}$; ($W_{\epsilon_0} = 5 \cdot 10^5 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-3}$); $\eta = 0,5$ диаметр капилляра равен $0,05 \text{ мм}$.

Заметим, что присутствие гелия приведет к изменению времени τ и, возможно, к другим эффектам, например, к появлению молекулы $\text{HeXe } ^3\Sigma^+$ и новой полосы излучения; но соотношения (2) останутся справедливыми.

Создание молекулярного лазера на ксеноне представляется вполне реальным. Использование для этой цели других благородных газов может быть сопряжено с более серьезными трудностями из-за быстрого возрастания $\tau_{\text{изл}}$ при переходе к легким атомам. В принципе, не исключена возможность получения генерации на молекулах типа ArXe , KrXe и т. д., образующихся в столкновениях $\text{Ar } ^3P + \text{Xe } ^1S_0 + \text{M}$, $\text{Kr } ^3P + \text{Xe } ^1S_0 + \text{M}$ и др. Время $\tau_{\text{изл}}$ таких молекул может оказаться меньше времени излучательного перехода $^3P - ^1S_0$ в атомах, поскольку присутствие атома ксенона должно способствовать нарушению правила Вигнера. Ряд элементарных процессов, ведущих к возбуждению атомов благородных газов и образованию двухатомных молекул при прохождении электронного пучка через смеси аргона с кryptonом и ксеноном изучался в [6].

Можно ожидать, что лазеры предлагаемого типа будут обладать высокими КПД и мощностью, а также возможностью перестройки частоты генерируемого излучения в относительно широком диапазоне ($\approx 5000 \text{ см}^{-1}$).

Московский
государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
10 июля 1972 г.
После переработки
11 октября 1972 г.

Литература

- [1] Б.Л.Борович, В.С.Зуев. ЖЭТФ, 58, 1794, 1970.
 - [2] И.Г.Басов, О.В.Богданкевич, В.А.Данилычев, Г.П.Кашников, О.М.Керимов, Н.П.Ланцов. Краткие сообщения по физике ФИАН, №7, 68, 1970.
 - [3] У.Тапака. JOSA, 45, 710, 1955.
 - [4] L. W. Sieck. J. Phys. Chem., 72, 3129, 1968.
 - [5] O. Kent Anderson. Phys. Rev., 137, 21, 1965.
 - [6] Б.Кравец, С.К.Родес. Тезисы докладов III Всесоюзной конференции по нелинейной оптике. Минск, 1972, стр. 134.
-