Доклады Академии наук СССР
1972. Том 207, № 5

УДК 539.196

ФИЗИКА

Л. И. ГУДЗЕНКО, С. И. ЯКОВЛЕНКО

ПЛАЗМЕННЫЙ ЛАЗЕР НА ЭЛЕКТРОННЫХ ПЕРЕХОДАХ МОЛЕКУЛ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 31 III 1972)

Усиление излучения в плотной рекомбинирующей плазме на переходах из термически прочных электронно-возбужденных состояний молекул в лежащие ниже их разлетные или непрочные состояния обладает рядом необычных свойств. Эффективная очистка нижнего рабочего уровня лазера обычно составляет специальную проблему, разлетные же состояния практически пусты. Имея в виду молекулы типа He_2, Ne_2, Hg_2, NeXe и т. д. и предполагая здесь разлетным основное состояние молекулы XY, будем считать его нижним рабочим уровнем. При этом от лазера на переходах

$$XY^* \to X + Y + \hbar\omega_0 \tag{1}$$

можно ожидать прежде всего весьма высоких значений к.п.д.

Пусть свет частоты ω_0 распространяется в такой среде вдоль оси Oz. Изменение его интенсивности, согласно линейной двухуровневой схеме, определяется процессом фотодиссоциации (1) и обратным процессом индуцированной ассоциации

$$dI = \varkappa I dz,$$

где

$$\varkappa = \sum_n \sigma(n, l; E)(2l+1)\exp\left(-\frac{E_{nl} - E_{n0}}{T}\right)\left[N_{n,l}^{XY} - \left(\frac{2\pi\hbar^2}{\mu T}\right)^{3/2} N^X N^Y \exp\left(\frac{\hbar\omega_0 - E_{n0}}{T}\right)\right] \tag{2}$$

коэффициент усиления. Здесь обозначено $\sigma(n, l; E)$ — сечение перехода (1) из связанного состояния U_2 с колебательным и вращательным квантовыми числами n и l в разлетное состояние U_1 (см. рис. 1) молекулы с кинетической энергией разлета E; μ — приведенная масса молекулы; N^X и N^Y — концентрации атомов; $E_{n,l}$ — энергия связанного электронно-возбужденного состояния U_2 молекулы, $N_{n,l}^{XY}$ — заселенность этого состояния. Вращательные и поступательные степени свободы молекул и атомов предполагаются распределенными равновесно с температурой T. Сечение фотодиссоциации (1) связано с вероятностью A_{21} радиационного распада электронно-возбужденного состояния формулой

$$\sigma(n, l; E) = \frac{\lambda^2}{4} A_{21}\hbar Q_l(n, E), \tag{3}$$

где $Q_l(n, E)$ — квадрат интеграла перекрытия радиальных волновых функций $\chi_{n,l}$ и $\chi_{E,l}$ связанного и разлетного состояний. Заметим сразу же, что второй член в квадратных скобках выражения (2), учитывающий индуцированную фотоассоциацию атомов X и Y, для газов пренебрежимо мал, что свидетельствует о легкости получения инверсности.

Поглощение квантов $\hbar\omega_0$ в такой среде чаще всего будет определяться фотоионизацией возбужденных атомов и молекул. В холодном плотном газе с прочными молекулами XY* концентрации возбужденных атомов

малы. Учет же фотоионизации молекул можно провести, оставаясь в рамках двухуровневой схемы, введением в $\varkappa$ эффективного множителя $F(\omega)$, $0 < F < 1$. Как правило, $F(\omega_0) \simeq 1$.

Будем предполагать, что электронно-возбужденные молекулы возникают в основном за счет реакции

$$X^* + Y + Z \rightarrow (XY)^* + Z, \qquad (4)$$

возбужденные же атомы X^* появляются в ходе тройной рекомбинации распадающейся плотной плазмы. Если резонансное излучение атомов заперто в плазме, а энергия первого возбужденного уровня атома X достаточно высока (для несущественности гасящих столкновений), естественно считать реакцию (4) основным каналом исчезновения возбужденных

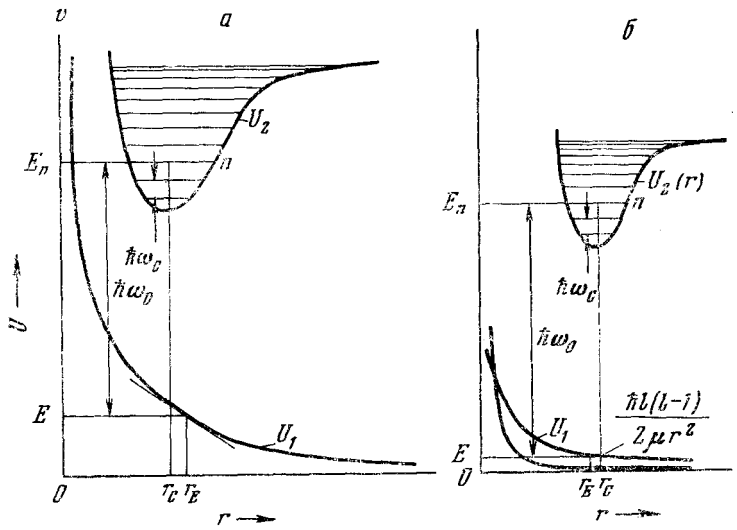

Рис. 1

атомов X. Эта реакция приводит непосредственно к образованию электронно-возбужденной молекулы XY^* в одном из состояний с колебательно-вращательной энергией, отстоящей от континуума электронного терма $U_2(r)$ на глубину $\leqslant T$. В результате столкновений молекула переходит затем на более низкие уровни этого терма, радиационно распадаясь с вероятностью A_{21}.

Обозначив $q(n) = \sum_l N^{XY}_{n,l} \Big/ \sum_{n',l'} N^{XY}_{n',l'}$ относительную заселенность колебательного уровня n в терме U_2, оценим значение коэффициента усиления на частоте перехода (1) из наиболее заселенного уровня $n = n^*$: $q(n^*) = \max q(n)$.

Если у молекулы XY^* нижние колебательные уровни электронного терма $U_2(r)$ проектируются на крутой участок разлетного терма $U_1(r)$ (рис. 1*а*), получаем

$$\varkappa = q(n^*)\, \frac{\lambda^3 N e^{3\alpha} \sqrt{\pi\mu\hbar\omega_c} \left[H_{n^*}\left(\frac{\mu\omega_c}{2\hbar}(r_E - r_c) \right) \right]^2 \exp\left[-\frac{\mu\omega_c}{\hbar}(r_E - r_c) \right]}{2^{n^*+2} n^*!\, g_2 \left| \frac{dU_1}{dr}(r_E) \right|},$$

где g_2 — статистический вес соответствующего возбужденного состояния атома X. $\hbar\omega_c$ — энергия колебательного кванта вблизи минимума элект-

ронного терма $U_2(r)$, $H_n(x)$ — полином Эрмита, α — коэффициент тройной рекомбинации.

Если же нижние колебательные уровни терма $U_1(r)$ проектируются на пологий участок терма $U_1(r)$ (рис. 1*б*), то имеем

$$\varkappa = \begin{cases} \dfrac{q(n^*)\,N_e^3\alpha}{2\sqrt{\pi}\;g_2}\,\dfrac{1}{n^*!}\,\dfrac{1}{\omega_c}\left(\dfrac{E}{\hbar\omega_c}\right)^{n^*-1/2}\exp\left(-\dfrac{E}{\hbar\omega_c}\right) & \text{при} \quad n^*>0, \\ \dfrac{q(n^*)\,N_e^3\alpha}{2\sqrt{\pi}\;g_2}\,\dfrac{1}{\omega_c}\left(\dfrac{E}{\hbar\omega_c}\right)^{-1/2}\left[1-\exp\left(-\dfrac{E}{\pi^2T}\right)\right] & \text{при} \quad n^*=0. \end{cases}$$

Существенно, что в оценки $\varkappa$ не вошла вероятность A_{21} радиационного перехода между лазерными уровнями. Это объясняется тем, что при сделанных выше предположениях заселенность верхнего уровня обратно пропорциональна A_{21}.

Для обсуждаемых активных сред, наряду со сравнительной легкостью достижения инверсности, характерен довольно малый коэффициент усиления. Последнее связано с очень большой шириной линии излучения, роль которой здесь играет величина $[\hbar Q_l(n, E)]^{-1}$. Для «крутого терма» она может составить ~ 1 эв $\simeq 10^{15}$ сек$^{-1}$, для «пологого терма» — существенно меньше — $\sim\hbar\omega_c$, но даже и в этом случае ширина линии примерно в 100—1000 раз больше доплеровской. Тем не менее, при практически осуществимых параметрах плотной интенсивно рекомбинирующей плазмы $N_e \sim 10^{16}$ см$^{-3}$, $T_e \sim 0{,}3$ эв в случае пологого терма, оценка дает при $q^* \sim {}^1/_{10}$ значение $\varkappa \sim 3\cdot 10^{-3}$ см$^{-1}$, вообще говоря, достаточное для реализации в лазере обратной связи. Можно утверждать, что для увеличения значения $\varkappa$ целесообразно обратиться к молекулам с термически непрочным (а не чисто разлетным, как здесь) основным состоянием.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
3 III 1972