Краткие сообщения по физике № 9 1975

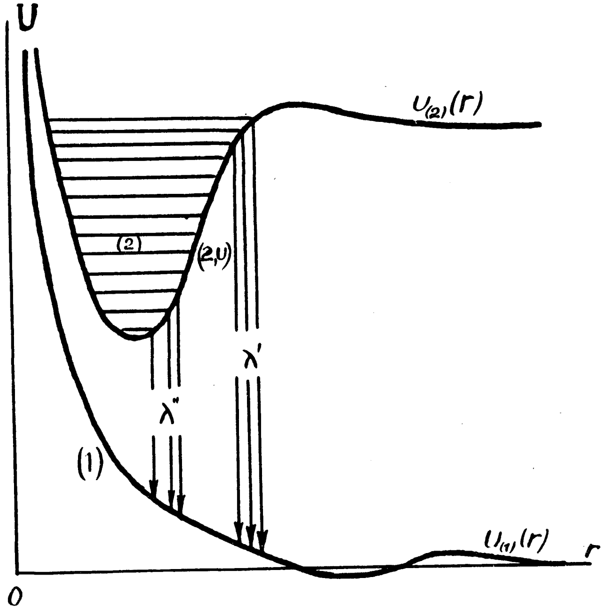
О ВЛИЯНИИ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ КИНЕТИКИ НА КОРОТКОВОЛНОВУЮ ГЕНЕРАЦИЮ РАЗЛЕТНЫХ МОЛЕКУЛ

Л. И. Гудзенко, Ю. Б. Конев, В. С. Марченко

УДК 621.378

Обсуждается распределение заселенностей колебательных уровней внутри возбужденного электронного терма разлетной молекулы. Релаксационные процессы в переохлажденной плазме формируют абсолютную инверсность, достаточную для генерации на колебательных переходах. Это удобно для создания широко перестраиваемых по частоте плазменных лазеров ультрафиолетового диапазона.

В одном из наиболее часто обсуждаемых сейчас типов плазменного лазера используются электронные переходы разлетных молекул из нижнего связанного терма (2) в основной расталкивательный терм (I) (см.рис.I). Уже получена интенсивная генерация на нескольких димерах R_2 инертных газов. Недавно появившаяся работа /I/ говорит о существовании интересного класса разлетных молекул, возбужденные электронные состояния которых имеют весьма высокую термическую прочность. Так, например, энергия диссоциации возбужденных электронных термов гидридов RH тяжелых инертных газов оценивается значениями $D(RH^*) \simeq 3{,}5 \div 5$ эв, в то время как для их димеров $D(R_2^*) \simeq 0{,}5 \div 1{,}5$ эв. Существенно, что условия генерации на электронных переходах (2) → (I) молекул этого нового класса должны радикально зависеть от характера заселения колебательных уровней верхнего рабочего терма (2). Действительно, в силу принципа Франка - Кондона наиболее коротковолновым радиационным переходам (λ'), идущим из верхних колебательных уровней терма (2), соответствует пологий участок терма (I). Нетрудно видеть (см./2/), что получение инверсии на таких переходах осложнено; генерация здесь будет срываться уже при довольно невысокой температуре T газа. Переходам же с нижних уровней терма (2) соответствует в терме (I) крутой участок. Если колебательная релаксация внутри электронного состояния (2) идет достаточно быстро, она обеспечит при интенсивном распаде плазмы генерацию в длинноволновом участке (λ'') перехода (2) $\rightarrow$ (I).



Р и с. I.

Слабая изученность электронной рекомбинации молекул позволяет обсуждать пока лишь простейшие релаксационные схемы. При невысокой температуре газа не нужно учитывать термическое заселение колебательных уровней ($\exp(-\Theta_k) \ll 1$, $\Theta_k \equiv \hbar\omega_k/T$, $\hbar\omega_k$ - колебательный квант). Система уравнений для заселенностей N_u этих уровней принимает вид:

$$\frac{dN_u}{dt} = P_{u,u+1}N_{u+1} - (P_{u-1,u} + A_u)N_u + \eta_u, \qquad (I)$$

где u - номер колебательного уровня. $P_{u,u+1}$ - вероятность столкновительного перехода (в единицу времени) молекулы с уровня $(2,\ u+1)$

на уровень $(2,u)$ терма (2), A_u - вероятность электронного перехода $(2,u)\to(1)$, η_u - скорость непосредственного рекомбинационного потока возбуждения $(m)\to(2,u)$, с более высоких термов $m>2$

В простейшей схеме с постоянными параметрами релаксации

$$P_{u,u+1} = u + 1/\tau_u, \quad \tau_u \equiv \tau, \quad A_u \equiv A$$

(приближение гармонического осциллятора) стационарное решение системы (2) (получаемое, например, методом производящей функции /3/) можно представить как конечную сумму слагаемых с различной парциальной накачкой:

$$N_u = \sum_{u'} N_u^{(u')}, \tag{2}$$

$$N_u^{(u')} = \begin{cases} \eta_u \tau \dfrac{u'!\Gamma(A\tau + u)}{u!\Gamma(A\tau + u' + 1)} & \text{при } u < u', \\ 0 & \text{при } u > u'. \end{cases}$$

Поскольку реальные параметры A_u и τ_u - медленно меняющиеся функции, это разложение естественно обобщить:

$$N_u = \sum_{u'} \tilde{N}_u^{(u')}, \tag{2'}$$

$$\tilde{N}_u^{(u')} = \begin{cases} \eta_{u'}\tau_{u'} \dfrac{\Gamma(P_{u',u'+1}\tau_{u'})\Gamma(A_u\tau_u + P_{u+1,u}\tau_u)}{\Gamma(P_{u,u+1}\tau_u)\Gamma(A_{u'}\tau_{u'} + P_{u',u'+1}\tau_{u'})} & \text{при } u < u', \\ 0 & \text{при } u > u'; \end{cases}$$

здесь τ_u - характерное время V-T релаксации[ж)], $\Gamma(x)$ - гамма функция.

Если рекомбинационная накачка η_u идет преимущественно на высокие уровни $(2,u')$, то, согласно формуле (2), при $A\tau > 1$

ж) Заселенность $N_{(2)}$ возбужденного терма (2) разлетной молекулы на несколько порядков ниже общей плотности газа.

колебательные уровни v заселяются инверсно. Вероятность спонтанного радиационного перехода (2) → (I) составляет, как правило, $A \sim 10^7 \div 10^9$ сек$^{-1}$, а время v - т перехода τ_u даже при давлении в несколько атмосфер $\nless 10^{-6}$ сек; следовательно, инверсность заселения колебательных уровней (2,u) терма (2) является для разлетных молекул довольно общим свойством. Известно /4/, что при ионизации плотного холодного газа сильноточным релятивистским пучком электронов общая заселенность этого терма $N_{(2)} = \sum_u N_u$ составляла $N_{(2)} \gtrsim 10^{18}$ см$^{-3}$. Уже при длинах такой активной среды $\sim 10 \div 20$ см генерация может быть реализована не только на электронном переходе (2) → (I), но и на колебательных (2,u)→(2,u-1). Эта идущая одновременно в различающихся не менее чем на порядок диапазонах частот интенсивная генерация не только ускоряет рекомбинационный проток возбуждения через терм (2), но и заметно перераспределяет заселенности его колебательных уровней.

Пренебрегая в таких условиях спонтанными и столкновительными переходами (2,u)→(2,u′) и (2,u)→(1), напишем в стационарной задаче:

$$\frac{dN_u}{dt} = B_u(N_{u+1} - N_u) - B_{u-1}(N_u - N_{u-1}) - B^{(u)}N_u + \eta_u = 0, \quad (3)$$

где B_u и $B^{(u)}$ - вероятности соответствующих индуцированных переходов: колебательного (2,u+1)→(2,u) и электронного (2,u)→(1). Характер распределения заселенностей N_u определяется соотношением этих вероятностей. В схеме

$$B_u = b_u u, \; b_u \equiv b, \; B^{(u)} \equiv B$$

систему алгебраических уравнений (3) удобно заменить одним диффузионным уравнением $\frac{d}{du}(u\, dN/du) = qN$, $q = B/b$. Предположим для определенности, что вся рекомбинационная накачка верхнего рабочего терма (2) идет на один высокий колебательный уровень $(2,u_o)$: $\eta_u = \eta\,\delta_{uu_o}$; этому соответствует граничное условие $b(u\, dN/du)_{u=u_o} = \eta$. Решение такой задачи выражается в бесселевых функциях:

$$N_u = \frac{\eta}{\sqrt{Bbu_o}}\,\frac{I_o(2\sqrt{qu})}{I_1(2\sqrt{qu_o})}.$$

Отсюда следует, что при $b \gg B$ заселенности всех колебательных уровней терма (2), лежащих ниже $(2, u_o)$ оказываются теперь величинами одного порядка. Условия генерации на колебательных переходах допускают регулирование; это позволяет формировать глубину заселения сверху терма (2) и проводить широкую перестройку частоты генерации на электронном переходе (2) → (I).

Поступила в редакцию
10 июня 1975 г.

Л и т е р а т у р а

I. Л. И. Гудзенко, И. С. Лакоба, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 3 (1975).
2. Л. И. Гудзенко, И. С. Лакоба, С. И. Яковленко. ЖЭТФ, 67, 2022 (1974).
3. E. W. Montroll, K. E. Shuler. J. Chem. Phys., 26, 454 (1957).
4. E. V. George, C. K. Rhodes. Appl. Phys. Lett., 23, 139(1973).