

О ВЛИЯНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ CO₂

А. А. Ликальтер

(Москва)

В связи с прогрессом в области CO₂-лазеров вопросы колебательной кинетики молекул CO₂ рассматриваются во многих работах. В большинстве практически интересных случаев колебательное распределение CO₂ обусловлено процессами колебательного обмена ($V - V$), на котором основана известная термодинамическая модель [1]. В других случаях $V - V$ -обмен не определяет колебательного распределения, так как возбуждение мало, а поэтому оказывается достаточным рассмотрение небольшого числа уровней CO₂ (обычно трех), заселенности которых удовлетворяют линейным уравнениям баланса [2].

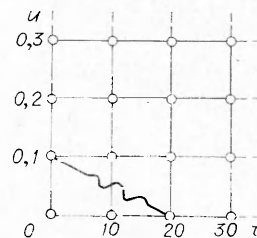
Возможны условия, когда колебания сильно возбуждены, в то же время $V - V$ -процессы несущественны (весьма малая примесь CO₂ в инертном газе при высокой степени ионизации). Тогда число уравнений становится большим. В данной работе рассматривается одна такая задача: о возмущении стационарного колебательного распределения в тлеющем разряде лазерным излучением, решение которой довольно наглядно.

Рассматриваются условия, когда возбуждение электронами антисимметричной моды CO₂ происходит гораздо чаще, чем тушение тяжелыми частицами, а в спаренных модах (симметричные продольные и изгибные колебания) — наоборот, т. е. устанавливается больцмановское распределение в антисимметричной моде — с температурой электронов, а в спаренных — с температурой газа. Рассмотрим, как изменится распределение под действием достаточно сильного лазерного излучения, приводящего к индуцированным переходам между уровнями 00⁰1 и 10⁰0.

Сформулируем задачу более подробно. В гармоническом приближении, отвлекаясь от расщепления уровней, обусловленного ферми-резонансом, колебательные уровни CO₂ можно задать колебательным числом спаренных мод $v = 2v_1 + v_2$ (v_1, v_2 — колебательные числа симметричных продольных и изгибных колебаний) и колебательным числом антисимметричной моды u . При этом уровни вырождены с кратностью

$$g_v = \begin{cases} (v + 2)^2/4, & v - \text{четное,} \\ (v + 1)(v + 3)/4, & v - \text{нечетное.} \end{cases}$$

Колебательные уровни образуют на плоскости uv квадратную решетку (фиг. 1). Соседние в решетке колебательные уровни связаны переходами вдоль оси u — при столкновениях с электронами, а вдоль оси v — с тяжелыми частицами. Лазерный переход изображается в решетке диагональю 01 — 20. Другие возможные переходы по условию несущественны. В отсутствие лазерного излучения колебательное распределение, очевидно, есть произведение больцмановских распределений по u с температурой электронов и по v — с температурой газа.



Фиг. 1

Следует найти распределение по уровням при заданной интенсивности лазерного излучения.

Определим ток между двумя узлами решетки колебательных уровней как разность числа прямых и обратных переходов между ними в единицу объема за единицу времени. Условие стационарности заселенностей выражается тогда правилом Кирхгофа: алгебраическая сумма токов в каждом узле равна нулю. Введем потенциалы φ_{vu} относительно невозмущенного лазерным излучением распределения

$$(1) \quad \varphi_{vu} = \frac{n_{vu}}{n_{00} g_{\nu} \alpha_c^{\nu} \alpha_a^u},$$

где n_{vu} — заселенность уровня vu ; $\alpha_c = e^{-\frac{\hbar\omega_c}{T}}$; $\alpha_a = e^{-\frac{\hbar\omega_a}{T_e}}$; $\hbar\omega_c$, $\hbar\omega_a$ — колебательные кванты спаренных и антисимметричной мод; T_e , T — температура электронов и газа. Примем нормировку $\varphi_{00}=1$. Заметим, что формулы для токов между соседними узлами имеют вид закона Ома, например:

$$J_{vu}^{v+1,u} = \sigma_{vu}^{v+1,u} (\varphi_{vu} - \varphi_{v+1,u}),$$

где проводимость равна $\sigma_{vu}^{v+1,u} = g_{\nu} n_{00} \alpha_c^{\nu} \alpha_a^u W_{vu}^{v+1,u} n_M$, $W_{vu}^{v+1,u}$ — константа скорости перехода $vu \rightarrow v+1, u$ при столкновении с тяжелыми частицами; n_M — плотность тяжелых частиц.

Формула для диагонального тока 01—20 имеет другой вид

$$J_{01}^{20} = \sigma_{01}^{20} \left(\varphi_{01} - \frac{\alpha_c^2}{\alpha_a} \varphi_{20} \right),$$

где $\sigma_{01}^{20} = n_{00} \alpha_a \sigma_0 I$; σ_0 — сечение индуцированного излучения; I — интенсивность лазерного излучения, деленная на энергию фотона.

Как видно, задача аналогична расчету электрической сети с источником, включенным между узлами 01 и 20 (аналогия, однако, неполная в том отношении, что ЭДС заранее не определена). Заметим, что величины

$$(2) \quad a_{vu} = \frac{\varphi_{vu} - \varphi_{20}}{\varphi_{01} - \varphi_{20}}$$

определяются только проводимостями решетки и не зависят от источника. Очевидно, a_{vu} совпадает с распределением потенциала, возникающим в решетке при фиксированных потенциалах $\varphi_{01}=1$ и $\varphi_{20}=0$. Это распределение удобнее всего измерить на аналоговой машине, набрав соответствующую сеть сопротивлений. При известных из измерений a_{vu} достаточно определить еще φ_{01} и φ_{20} , чтобы с помощью (2) вычислить потенциал во всех остальных узлах.

Рассмотрим эквивалентную цепь, изображенную на фиг. 2. Жирная линия с эффективной проводимостью σ_{Φ} замещает решетку. Таким образом, σ_{Φ} — сопротивление решетки (без диагонали) между узлами 01 и 20. Эта величина определяется набором коэффициентов a_{vu} , но может быть измерена на аналоговой машине и непосредственно.

Уравнение непрерывности тока имеет вид

$$(3) \quad \sigma_{01}^{20} \left(\varphi_{01} - \frac{\alpha_c^2}{\alpha_a} \varphi_{20} \right) + \sigma_{\Phi} (\varphi_{01} - \varphi_{20}) = 0.$$

Недостающее уравнение для определения φ_{01} и φ_{20} дает нормировка потенциала

$$(4) \quad \varphi_{00} = a_{00} \varphi_{01} + (1 - a_{00}) \varphi_{20} = 1.$$

Запишем решение системы (3), (4):

$$(5) \quad \varphi_{01} = \frac{1 + \frac{\sigma_{01}^{20} \alpha_c^2}{\sigma_{\text{эф}} \alpha_a}}{1 + \frac{\sigma_{01}^{20}}{\sigma_{\text{эф}}} \left[1 - a_{00} \left(1 - \frac{\alpha_c^2}{\alpha_a} \right) \right]}$$

$$(6) \quad \varphi_{20} = \frac{1 + \frac{\sigma_{01}^{20}}{\sigma_{\text{эф}}}}{1 + \frac{\sigma_{01}^{20}}{\sigma_{\text{эф}}} \left[1 - a_{00} \left(1 - \frac{\alpha_c^2}{\alpha_a} \right) \right]}$$

Потенциалы остальных узлов определяются из (2)

$$(7) \quad \varphi_{vu} = a_{vu} \varphi_{01} + (1 - a_{vu}) \varphi_{20}$$

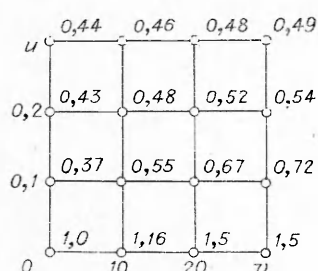
и имеют промежуточное значение между φ_{01} и φ_{20} .

Используя формулы (5)–(7), с учетом (1) и нормировки $n_{\text{CO}_2} = n_{00} \sum_{v,u} g_v \alpha_c^v \alpha_a^u \varphi_{vu}$ получим окончательную формулу для заселенностей

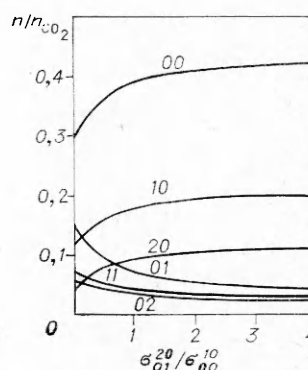
$$(8) \quad n_{vu} = n_{\text{CO}_2} g_v \alpha_c^v \alpha_a^u \frac{1 + \frac{\sigma_{01}^{20}}{\sigma_{\text{эф}}} \left[1 - a_{vu} \left(1 - \frac{\alpha_c^2}{\alpha_a} \right) \right]}{A + \frac{\sigma_{01}^{20}}{\sigma_{\text{эф}}} \left[A - B \left(1 - \frac{\alpha_c^2}{\alpha_a} \right) \right]}$$

где $A = \frac{1}{(1 - \alpha_a)(1 - \alpha_c)^2(1 - \alpha_c^2)}$; $B = \sum_{v,u} g_v \alpha_c^v \alpha_a^u a_{vu}$. При $\sigma_{01}^{20} / \sigma_{\text{эф}} \gg 1$

заселенности стремятся к постоянному пределу, связанному с выравниванием заселенностей лазерных уровней.



Ф и г. 3.



Ф и г. 4

На фиг. 3 приведено распределение потенциала (a_{vu} легко восстанавливается по потенциалу) в решетке 4×4 для следующих условий: $\alpha_a = 0,5$; $\alpha_c = 0,2$; $\sigma_{00}^{01} / \sigma_{00}^{10} = 0,25$ (при этом $\sigma_{\text{эф}} / \sigma_{00}^{10} = 0,225$) и $\sigma_{01}^{20} / \sigma_{00}^{10} = 1$. При вычислении проводимостей решетки считалось, что зависимость констант скорости от колебательных чисел определяется квадратом матричного элемента осцилляторной координаты. Для спаренных мод принималось во внимание вырождение уровней. На фиг. 4 представлена зависимость заселенностей нескольких уровней от интенсивности излу-

чения (пересечение графиков заселенностей 01 и 02 связано с тем, что n_{20} есть заселенность мультиплета 20, вчетверо превышающая заселенность нижнего лазерного уровня 10^9).

Изменение заселенностей колебательных уровней под действием лазерного излучения является причиной насыщения коэффициента усиления лазерного излучения. Зависимость коэффициента усиления от интенсивности излучения описывается известной формулой

$$K = \frac{K_0}{1 + \frac{I}{I_s}}, \quad K_0 = \sigma_0 \frac{n_{CO_2}}{A} (\alpha_a - \alpha_c^2),$$

где K_0 — коэффициент усиления слабого сигнала, а интенсивность насыщения вычисляется с помощью выражения (8):

$$I_s = \frac{\hbar \omega (\sigma_{эф} / \sigma_{00}^{10}) W_{00}^{10} n_M}{\sigma_0 \alpha_a \left[1 - \frac{B}{A} \left(1 - \frac{\alpha_c^2}{\alpha_a} \right) \right]}$$

Предполагается, что при изменении интенсивности излучения напряженность электрического поля в разряде изменяется так, что температура электронов остается фиксированной.

Поступила 4 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиец Б. Ф., Соболев Н. Н., Шлепин Л. А. Кинетика физических процессов в ОКГ на CO_2 . — ЖЭТФ, 1967, т. 53, № 11.
2. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Газовые лазеры. М., Атомиздат, 1970.

УДК 537.521.7

УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ

В. И. Кошелев, Н. А. Ратахин, М. И. Тимофеев

(Томск)

Исследованы временные, массовые и энергетические характеристики коллективного ускорения ионов в вакуумном диоде. Ускорение ионов наблюдалось только при наличии всплесков на осциллограмме плотности тока. Максимальные энергии ионов в аксиальном и радиальном направлениях равны и зависят от кратности заряда. Показано, что в режим ускорения вовлекаются ионы прикатодной плазмы.

При изучении взрывной эмиссии электронов в вакуумном диоде обнаружены два режима токоотбора: устойчивый и неустойчивый. Неустойчивый режим сопровождается существенными всплесками на осциллограммах полного тока [1] и плотности электронного тока [2]. Методом автографов было обнаружено, что при неустойчивом токоотборе формируются электронные струи, локализованные в пространстве. При наличии всплесков на осциллограмме полного тока зарегистрировано