

КРИТЕРИЙ ПРИМЕНИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ МОЛЕКУЛ АЗОТА

А. Д. Косоручкина и Е. С. Трезов

Проведен анализ процессов, в результате которых в неравновесной плазме в азоте устанавливается бoльцмановское распределение по квантовым уровням основного $X^1 \Sigma_g^+$ состояния молекул азота. Получен критерий метода определения колебательной температуры основного состояния по относительной заселенности колебательных уровней возбужденного состояния $C^3\Pi_u N_2$, с которого возможно излучение.

Колебательная температура T_x основного состояния $X^1 \Sigma_g^+$ молекул азота в газоразрядной неравновесной плазме определяется [1-5] по относительной заселенности колебательных уровней ν_c возбужденного электронного состояния $C^3\Pi_u$, с которого возможно излучение (2^+ система N_2).

Решение системы уравнений (1) из [5] позволило установить, что рассматриваемый метод дает сведения об относительной заселенности только нижних колебательных уровней $\nu_x < 8$ состояния $X^1 \Sigma_g^+ N_2$. Так, 90% молекул, формирующих функцию $\varphi(\nu_c)$ распределения молекул по колебательным уровням $\nu_c C^3\Pi_u$, возбуждаются электронным ударом при $T_x \leq 5000$ К с уровней $\nu_x \leq 4$, при $T_x < 1000$ К — с одного $\nu_x = 0$. Аналогичные расчеты, учитывающие сдвиг функций возбуждения колебательных уровней ν_c электронным ударом, не меняют основного вывода.

Представленная в работе [5] номограмма для определения колебательной температуры T_x по относительной заселенности колебательных уровней $\nu_c C^3\Pi$ предполагает бoльцмановскую функцию $\varphi(\nu_x)$ распределения молекул по колебательным уровням $\nu_x X^1 \Sigma_g^+ N_2$. Однако критерия существования этого вида распределения в условиях возбуждения колебаний электронным ударом нет.

В настоящей работе для установления такого критерия рассматриваются следующие процессы.

1. Столкновения электронов с молекулами, происходящие с частотой $\nu_{e-\nu_x}$, в результате которых энергия электронов вводится в колебательные степени свободы молекул.
2. Столкновения с частотой ν_{x-T} , приводящие к обмену энергией между колебательными и поступательными степенями свободы молекул.
3. Резонансный обмен колебательной энергией молекул с частотой $\nu_{\nu_x-\nu_x}$.
4. Диффузия колебательно-возбужденных молекул на стенки (диффузионная частота ν_d).

Можно считать, что возбуждение колебаний происходит преимущественно электронным ударом, если выполняется условие

$$\nu_{e-\nu_x} \geq 10\nu_{x-T}. \quad (1)$$

Тогда функция $\varphi(v_X)$ будет бoльцмановской, при следующем соотношении частот столкновений

$$\nu_{e-v_X} \geq 3\nu_{e-v_X}, \quad (2)$$

$$\nu_{e-v_X} \geq \nu_d. \quad (3)$$

Однако функция $\varphi(v_C)$ будет отражать бoльцмановское распределение по колебательным уровням $v_X X^1 \Sigma_g^+$, если частота ν_{e-v_C} столкновений, приводящих к ударному возбуждению электронами колебательных уровней $v_C C^3 \Pi$ будет меньше частоты ν_{e-v_X} колебательно-колебательного обмена энергией

$$\nu_{e-v_X} \geq 3\nu_{e-v_C}. \quad (4)$$

И наконец, созданная электронным ударом функция $\varphi(v_C)$ не должна искажаться ни столкновениями с тяжелыми частицами, ни диффузией возбужденных молекул. Первое выполняется [2], если радиационное время τ_{eC} жизни состояния $C^3 \Pi$ меньше времени колебательно-колебательного обмена. Мы приняли следующие соотношения:

$$\frac{1}{\tau_{eC}} \geq 3\nu_{e-v_X}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\tau_{eC}} \geq 3\nu_{dC}, \quad (6)$$

где ν_{dC} — диффузионная частота молекул в состоянии $C^3 \Pi_u$.

Решение системы уравнений, описывающей процесс заселения электронным ударом колебательных уровней $v_X X^1 \Sigma_g^+ N_2$ с величинами усредненных сечений возбуждения из [6], позволило установить, что при средней энергии $\bar{\epsilon}_e$ электронов более 0.7 эВ величина ν_{e-v_X} связана с плотностью n_e электронов соотношением

$$\nu_{e-v_X} = 10^{-8} n_e.$$

Этот результат согласуется с расчетом, полученным в [7].

Строгой теории колебательной релаксации молекул в настоящее время нет. Однако экспериментальные данные [8] по определению времени колебательной релаксации показывают, что при газовой температуре, не превосходящей характеристическую колебательную температуру (для N_2 — 3340 К), процесс колебательной релаксации молекул описывается моделью гармонического осциллятора. И по теоретическим данным [11, 12], ангармоничностью молекул азота нижних колебательных уровней ($v_X < 8$) можно пренебречь. Согласно теории колебательной релаксации [8], для гармонического осциллятора величина ν_{e-X-T} может быть выражена через плотность n молекул, температуру T газа и вероятность P_{10} дезактивации первого колебательного уровня

$$\nu_{e-X-T} = 10^{-11} n \sqrt{T} P_{10}.$$

Принимая для N_2 круговую частоту осциллятора равной $6.5 \cdot 10^{14}$ рад/с, радиус межмолекулярного взаимодействия равным $0.25 \cdot 10^{-8}$ см по [11] получим зависимость вероятности Q_{10}^{01} дезактивации первого колебательного уровня $v_X=1$ молекулы N_2 при обменном взаимодействии от температуры газа:

$$Q_{10}^{01} = 6 \cdot 10^{-7} T.$$

Используя последнее соотношение и считая газокинетическое сечение столкновений молекул N_2 равным $4 \cdot 10^{-15}$ см² [13], можно вычислить частоту колебательно-колебательного обмена

$$\nu_{e-v_X} = 10^{-17} n T^{3/2}.$$

Диффузионную частоту ν_d вычисляем для бесконечного цилиндра радиуса r_0 . В соответствии с теорией самодиффузии [9], полагая распределение возбужденных молекул N_2 бесселевым, получаем

$$\nu_d^{-1} = 5 \cdot 10^{-19} \frac{nr_0^2}{\sqrt{T}}.$$

Коэффициент самодиффузии молекул N_2 в основном состоянии при давлении 1 тор и температуре 300 К по [10] равен $175 \text{ см}^2/\text{с}$. Такое же значение коэффициента самодиффузии принималось и для молекул в состоянии $C^3\Pi_u N_2$, следовательно,

$$\nu_{dc} = \nu_d.$$

Из условий (6), (5) и (3) следует, что выполнение условия (3) является достаточным для выполнения (6). Проведенные оценки, по данным работ [6, 7, 14, 15], показали, что при средней энергии электронов от 1 до 10 эВ усредненные сечения возбуждения электронным ударом колебательных уровней $\nu_X X^1 \Sigma_g^+$ на 3 порядка превосходят соответствующую величину для возбуждения уровней $\nu_C C^3\Pi$. Но тогда выполнение условия (2) влечет выполнение условия (4). Из соотношений для частот столкновений вытекают ограничения на степень ионизации n_e/n газа [по условиям (1) и (2)] и плотность n тяжелых частиц [по условиям (3) и (5)].

Таким образом, критерий применимости метода определения колебательной заселенности колебательных уровней состояния $C^3\Pi_u$, с которого, возможно, излучение может быть представлено в следующем виде:

$$T \leq 3000 \text{ К},$$

$$10^{-2} \sqrt{T} P_{10} \leq \frac{n_e}{n} \leq 3 \cdot 10^{-10} T^{3/2},$$

$$\frac{4.5 \cdot 10^{17}}{r_0 \sqrt{T}} \leq n \leq \frac{10^{24}}{T^{3/2}}.$$

Здесь температура T газа выражена в градусах Кельвина, плотности n_e, n электронов и тяжелых частиц — в см^{-3} , радиус r_0 трубки — в сантиметрах.

Проведенные нами оценки показали, что полученный критерий удовлетворяется в экспериментальных условиях [работ [1, 2, 5]]. В работах [3, 4] экспериментальных данных для проведения оценок недостаточно.

Литература

- [1] М. З. Новгородов, В. Н. Очкин, Н. Н. Соболев. ЖТФ, 40, 1268, 1970.
- [2] V. N. Oshkin. Inv. Papers XI Int. conf. Phenomena in Ionized Gases. Praga, 1973; препринт ФИАН, № 102, 1972.
- [3] С. Г. Гагарин, Л. С. Полак, Д. И. Словецкий. Тр. IV Всесоюз. конф. по физике и генераторам низкотемпературной плазмы, 10. Алма-Ата, 1970.
- [4] R. Vleeschrode. IEEE Quant. Electr., 5, № 2, 1969.
- [5] А. Д. Косоручкина, Е. С. Трехов. ЖТФ, 45, 1082, 1975.
- [6] А. А. Михайлов, В. А. Пивовар. ЖТФ, 45, 1063, 1975.
- [7] А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис. Физика плазмы, 2, 152, 1976.
- [8] С. А. Лосев, О. П. Шаталов, М. С. Ядовик. ДАН СССР, 195, 585, 1970.
- [9] И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. «Мир», М., 1967.
- [10] E. V. Winn. Phys. Rev., 74, 698, 1948.
- [11] Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных волнах. «Наука», М., 1965.
- [12] R. N. Zare, E. O. Larsson, R. A. Berg. J. Molec. Spectr., 15, 117, 1965.
- [13] Дж. Кэй, Т. Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. Физматгиз, М., 1962.
- [14] D. J. Burns, F. R. Simpson, J. W. McCoskey. J. Phys. B, 2, 52, 1969.
- [15] А. Д. Косоручкина, Е. С. Трехов. Опт. и спектр., 44, 615, 1978.

Поступило в Редакцию 18 сентября 1979 г.