

[8] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. М. Стиган. М.: Наука, 1979. 830 с.

[9] Якубович В. А., Старжинский В. М. Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения. М.: Наука, 1971. 718 с.

Поступило в Редакцию
17 апреля 1987 г.
В окончательной редакции
10 июня 1988 г.

03; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКОВ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ

М. А. Ходорковский, А. А. Марков, А. И. Долгин

Высокоинтенсивные молекулярные пучки широко применяются для решения задач динамики электрон-атомных столкновений, химической кинетики и др. Вместе с тем развиваются методы диагностики параметров пучков, в частности распределения молекул пучка по скоростям. Особое место среди них занимает времяпролетный (ВП) метод, заключающийся в формировании во времени коротких пакетов частиц и регистрации времени прилета их на детектор, находящийся на известном расстоянии от формирователя. По сигналу детектора, пропорциональному плотности частиц, приходящих на него в зависимости от времени пролета, восстанавливается функция распределения молекул пучка по скоростям [^{1, 2}].

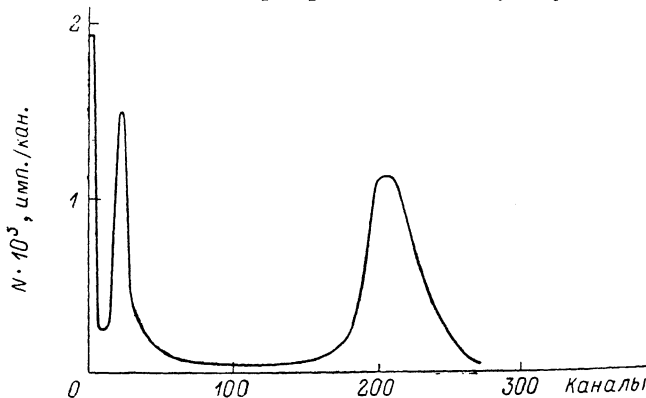


Рис. 1. Времяпролетный спектр CO.

В настоящей работе приведены результаты диагностики параметров молекулярных пучков H_2 , N_2 и CO методом ВП метастабильной спектроскопии, основанном на регистрации пакетов метастабильных частиц, возбужденных импульсным электронным пучком. Эксперименты проводились на установке с источником газодинамического молекулярного пучка, конструкция и основные характеристики которого приведены в [3]. Детектором метастабильных частиц являлся вторичный электронный множитель ВЭУ-1А, установленный на оси молекулярного пучка на расстоянии 630 мм от точки пересечения молекулярного и электронного пучков. Система регистрации сигнала работала в режиме счета отдельных частиц. Накопление ВП спектров осуществлялось многоканальным анализатором импульсов АИ-4096, запуск которого был синхронизован с импульсом тока электронной пушки. Длительность импульсов тока могла регулироваться в пределах 0.1—10 мкс.

Типичный ВП спектр молекулярного пучка CO при температуре торможения $T_0=295$ К и давлении в ресивере $P_0=1 \cdot 10^6$ Па представлен на рис. 1. Спектр записан при ширине канала анализатора 4 мкс, частоте следования импульсов тока электронной пушки 1 кГц, время накопления спектра ~ 20 мин. Первый пик во времяпролетном спектре CO обусловлен

излучением в области вакуумного ультрафиолета возбужденных электронным ударом короткоживущих состояний. Этот пик использовался для задания начала отсчета временной шкалы. Второй широкий пик обусловлен приходом на детектор метастабильных молекул CO.

Функция распределения возбужденных электронным ударом метастабильных молекул пучка по скоростям $f(v)$ может быть определена из распределения по времени пролета частиц $f(t)$, полученного в эксперименте. Как было показано в [4], функция $f(v)$ идентична функции распределения для невозбужденных молекул пучка. При выполнении соотношения $\Delta t/\Delta \tau = 5$, где Δt — полуширина ВП спектра, $\Delta \tau$ — полуширина импульса тока электронной пушки, ошибка в измерении полуширины ВП спектра составляет не более 2.5% [1]. В нашем случае при длительности зондирующего импульса ≤ 10 мкс это соотношение заведомо выполняется и, следовательно, измеренная $f(t)$ близка к истинной. Давление рассеянного газа при работающем молекулярном пучке перед и после скиммера составляли $7 \cdot 10^{-2}$ и $7 \cdot 10^{-4}$ Па соответственно, следовательно, влиянием рассеянного газа на функцию распределения молекул по скоростям можно пренебречь [5]. Как показано в [6, 7], функция распределения в несма-

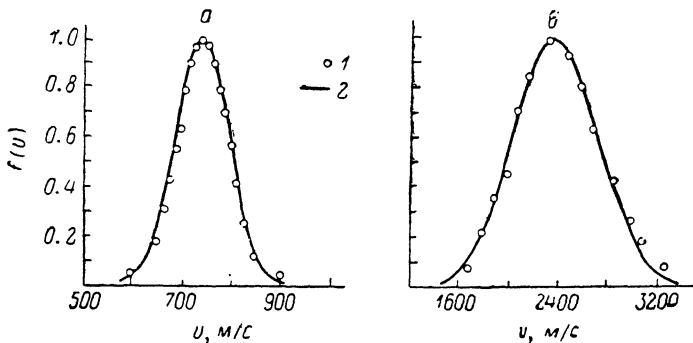


Рис. 2. Распределение по скоростям молекул N_2 в пучке при давлении в ресивере] $6.3 \cdot 10^3$ (а) и $1.0 \cdot 10^2$ Па (б).

1 — получено из экспериментального распределения по времени пролета, 2 — максвелловское распределение с переносной скоростью.

денсированном МП мало отличается от максвелловской с переносной скоростью v_n . Используя выражение для интенсивности пучка, полученное в [8], распределение метастабильных молекул по скоростям можно записать в виде

$$\frac{dN}{dv} = A_c \frac{n_c \sigma j}{\pi z^2} (v_T)^{-3} v^2 \exp \left[- \left(\frac{v - v_n}{v_T} \right)^2 \right] 2\Delta \tau = A f(v), \quad (1)$$

где dN — концентрация метастабильных частиц в скоростном интервале dv , j — плотность тока электронной пушки в импульсе, σ — сечение возбуждения метастабильных состояний, A_c — площадь входного отверстия скиммера, n_c — плотность молекул перед скиммером, z — расстояние вниз по потоку от скиммера, $v_T = \sqrt{2kT/m}$ — тепловой разброс молекул по скоростям, T_c — температура газа перед скиммером. Таким образом, полученное во ВП эксперименте $f(t)$ можно представить следующим образом:

$$f(t) dt = A f(v) \frac{v^2}{l} dv. \quad (2)$$

Так как зависимость $f(t)$ от l/t с нормировкой к единице в максимуме, где l — длина пролетной базы, соответствует зависимости $F(v) = f(v) v^2$ с аналогичной нормировкой, то теоретическое распределение скоростей будет иметь вид

$$F(v) = a v^4 v_T^{-3} \exp \left[- \left(\frac{v - v_n}{v_T} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где a — константа нормировки.

Варьируя параметры v_T и v_n в выражении (3), можно определить температуру и среднюю массовую скорость потока $v_{ср.м}$, наиболее точно описывающие экспериментально полученное распределение. Результаты расчетов для МП N_2 приведены на рис. 2. Как видно из этих данных, с увеличением давления в ресивере существенно падает статическая температура пучка и растет скоростное отношение. В обоих случаях измеренное распределение по скоро-

Газ	P_0 , Па	$v_{\text{ср.м.}}$, м/с	T_c , К	S	M	$v_{\text{пред}}$, м/с
N ₂	$6.7 \cdot 10^3$	730	24	6.1	6.9	750
»	$1.0 \cdot 10^5$	740	9	10.1	11.4	770
CO	$1.0 \cdot 10^5$	740	10	9.6	11.2	770
H ₂	$1.4 \cdot 10^3$	2300	30	4.7	5.3	2760

стям с высокой точностью описывается максвелловским распределением (3) с переносной скоростью соответственно 710 и 720 м/с. Данные для МП CO и H₂ представлены на рис. 3. Отличие расчетных значений от экспериментальных в области малых и больших скоростей можно объяснить тем, что время жизни регистрируемых метастабильных частиц сравнимо

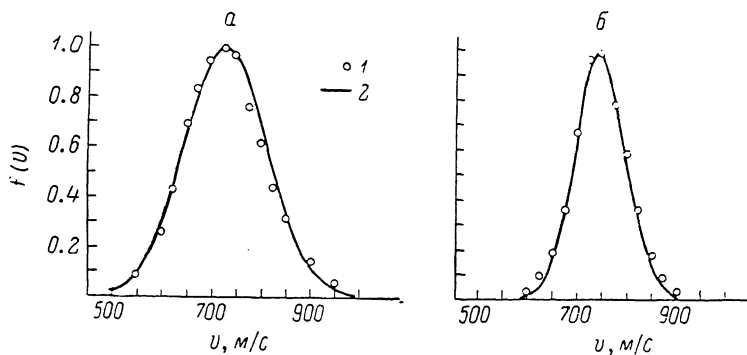


Рис. 3. Распределение по скоростям молекул пучка H₂ (а) и CO (б) при давлении в ресивере $1.0 \cdot 10^5$ Па.

1, 2 — то же, что и на рис. 2.

с временем регистрации пакета. Учет изменения концентрации регистрируемых частиц вследствие их радиационного распада с характерным временем τ за время регистрации пакета t можно осуществить введением в выражение (3) члена вида $\exp(-t/\tau)$.

Основные параметры газодинамических МП CO, H₂ и N₂ сведены в таблицу, где скоростное отношение вычислено по формуле $S = v_n / \sqrt{2R/T_c}$, а предельная скорость $v_{\text{пред}} = \sqrt{2\kappa R(T_0 - T_c)/(\kappa - 1)}$. Так как среднемаховая скорость соответствует максимуму ВП сигнала, то ошибка в ее определении не превышает 3%. Алгоритм определения T_c приводит к погрешности 10%. Погрешность определения чисел Маха и скоростного отношения определяется погрешностью в измерении скорости и температуры.

Список литературы

- [1] Hagena O. F., Warma A. K. // Rev. Sci. Instr. 1968. Vol. 39. N 1. P. 42—51.
- [2] Зарвин А. Е. // Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, 1974. С. 202—217.
- [3] Долгин А. И., Марков А. А., Ходорковский М. А. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 189—192.
- [4] Freund R. S., Klemperer W. // J. Chem. Phys. 1967. Vol. 47. N 8. P. 2897—2904.
- [5] Зарвин А. Е., Шарафудинов П. Г. // ПМТФ. 1976. № 4. С. 11—19.
- [6] Deursen A., Luming A., Reuss I. // Int. J. Mass. Spectr. Ion Phys. 1975. Vol. 18. N 2. P. 129—436.
- [7] Haberland H., Buck U., Tolle M. // Rev. Sci. Instr. 1985. Vol. 56. N 9. P. 1712—1716.
- [8] Anderson J. B., Fenn J. B. // Ohys. Fluids. 1965. Vol. 8. N 5. P. 780—787.

Научно-производственное объединение
Государственный институт
прикладной химии
Ленинград

Поступило в Редакцию
11 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
8 сентября 1988 г.