

- ного типа.— В кн.: Тезисы докладов V Всесоюз. конф. по низкотемпературной плазме. Киев, 1979.
11. Оришич А. М., Пономаренко А. Г. и др. Исследование объемного импульсного разряда атмосферного давления методом оптической интерферометрии. Препринт ИТПМ СО АН СССР, 1978, № 13.
  12. Зайдель А. Н., Островская Г. В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
  13. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещества. Изд-во АН УзССР, 1962.
  14. Benger M. J., Seltzer S. M. Transmission and reflection of electrons by foil.— Nucl. Instrum. and Methods, 1974, vol. 119, p. 157.
  15. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Снытников В. Н. Измерение скорости диссоциативной рекомбинации в азоте методом оптической интерферометрии.— В кн.: Тезисы докладов V Всесоюз. конф. по низкотемпературной плазме. Киев, 1979.
  16. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977.
  17. Siegel M. W., Fite W. Z. Terminal ions in weak atmospheric pressure plasmas. Applications of atmospheric pressure ionization to trace impurity analysis in gases.— J. Phys. Chem., 1976, vol. 80, N 26.
  18. Subba Rao B. M. A simple formula for the transmission and absorption of monoenergetic electrons.— Nucl. Instrum. and Methods, 1966, vol. 44, N 1.

УДК 533.6.011.8

## ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ СВОБОДНЫХ СТРУЙ АЗОТА

А. Е. Зарвин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Развитие лазерной техники, исследование неравновесных химических реакций и спектроскопия переохлажденного газа требуют количественного описания кинетики заселенностей вращательных уровней. В последние годы интенсивно исследуются неупругие столкновения с передачей энергии вращения молекул. Прогресс теории отражен в обзоре [1]. Существенные успехи имеют место и в экспериментах по определению сечений вращательно-неупругих столкновений [2]. Однако информация, получаемая из работ этого направления, недостаточна для описания таких процессов, как вращательная релаксация в свободных струях, ударных волнах, неравновесных химических реакциях, т. е. для тех случаев, когда для описания явлений требуются сведения о константах скорости — интегралах сечений неупругих столкновений. Для определения констант скорости используются различные приближения [1], справедливость которых не всегда очевидна. Поэтому проведение экспериментальных исследований, выполненных в широком диапазоне изменения определяющих параметров, и построение на их основе эмпирических обобщений вполне оправдано.

Экспериментальными исследованиями (см., например, [3, 4]) установлено, что отклонение от равновесия между вращательными и поступательными степенями свободы происходит с нарушением больцмановского распределения заселенностей. Для описания возникшего неравновесного распределения недостаточно понятия вращательной температуры, необходимо введение понятия температур заселения отдельных вращательных уровней, определяемых по формуле  $N_k = N_0(2k + 1) \exp[-k(k + 1)\Theta/T_k]$  при подстановке измеренных значений заселенностей  $k$ -го  $N_k$  и нулевого  $N_0$  вращательных уровней ( $\Theta$  — характеристическая температура). Обнаружено [3], что температуры заселения нижних вращательных уровней ближе к поступательной температуре, чем верхних, что свидетельствует о более сильной связи этих уровней с поступательными степенями свободы. При этом не ясно, можно ли рассматривать отдельно поступательную и вращательную релаксацию, как это делается в настоящее время в большинстве теоретических работ [5, 6]. Экспериментальные исследования, в которых проводились бы совместные измерения распределения заселенностей вращательных уровней и функции распределения по скоростям поступательного движения, пока отсутствуют.

Цель данной работы — экспериментальное исследование поступательно-вращательной релаксации в свободной струе азота в переходном режиме от сплошного до свободномолекулярного. Выбор струи азота в качестве объекта ис-

следований обусловлен следующими основными причинами. В струе возможно получение и поддержание длительное время необходимой степени неравновесности по поступательным и внутренним степеням свободы молекул. Течение на оси струи достаточно хорошо моделирует сферическое расширение в вакуум, что значительно упрощает геометрию задачи [7]. Низкий уровень плотности сверхзвукового потока позволяет использовать широкий спектр диагностических средств, дающих детальную информацию о вращательных и поступательных степенях свободы молекул.

1. Исследование выполнено на газодинамической установке низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР (стенд ВС-4), оснащенной электронно-пучковой и молекулярно-пучковой диагностикой для измерений плотности газа, заселенности вращательных уровней и функции распределения скоростей поступательного движения. Подробное изложение вопросов методики электронно-пучковой диагностики дано в [8], а молекулярно-пучковой — в [9].

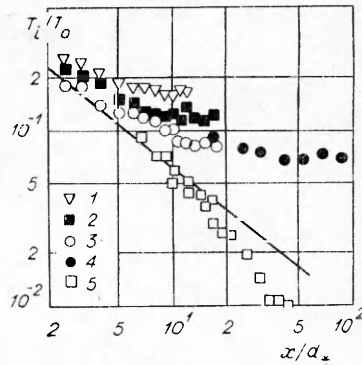
Газовым источником служили осесимметричные звуковые сопла. Диаметры сопел  $\bar{a}_*$  менялись от 0,54 до 50 мм. Во избежание существенного влияния вязкости в дозвуковой части сопла внутренний угол сопла выбирался достаточно большим, а толщина кромки в критическом сечении выполнялась минимально возможной. В качестве рабочего газа использовался технический азот. Температура торможения  $T_0$  во всех экспериментах была комнатной. Ее контроль производился хромель-алюмелевыми термопарами, размещенными внутри форкамеры сопла. Откачка газодинамической установки осуществлялась криогенным насосом, работающим на газообразном гелии с температурой от 7 до 13 К. Уровень давления фонового газа во всех измерениях не превышал 0,3 Па. В связи с низким уровнем фона его влияние на измеряемые параметры было пренебрежимо малым [3].

Большая часть экспериментов данной работы выполнена в условиях, когда в области измерений газ находился в состоянии пересыщения. В переохлажденном газе кинетика заселенностей определяется совместным протеканием вращательной релаксации и конденсации. Поэтому для анализа вращательной релаксации необходимо выделить влияние конденсации на заселенность уровней. Строго говоря, это может быть сделано только приближенно, так как в настоящее время не ясны даже критерии, определяющие этот эффект.

Скорость вращательной релаксации определяется числом бинарных столкновений и при постоянной температуре торможения зависит от произведения давления торможения на диаметр среза сопла  $p_0 d_*$  [6, 10]. Для конденсации зависимость от  $p_0 d_*$  более слабая и представляется в виде  $p_0 d_*^\alpha$ , где  $\alpha < 1$  [11]. Поэтому, как и в [6, 8], в настоящей работе эффект конденсации выделялся сравнением экспериментальных данных, полученных при постоянном  $p_0 d_*$ , но разных  $p_0$ , при изменении диаметра сопла. Сравнивались значения  $\lg(I_{h'}/I_1 k')$  в зависимости от расстояния  $x/d_*$ , где  $I_{h'}$  — интенсивности линий в спектре первой отрицательной системы полюс;  $k'$  — вращательное квантовое число в  $B^2\Sigma(v=0)$  состоянии иона азота;  $x$  — расстояние от среза сопла. Совпадение значений  $\lg(I_{h'}/I_1 k')$ , полученное для различных сопел, считалось показателем того, что влияние конденсации на интенсивности вращательных линий несущественно.

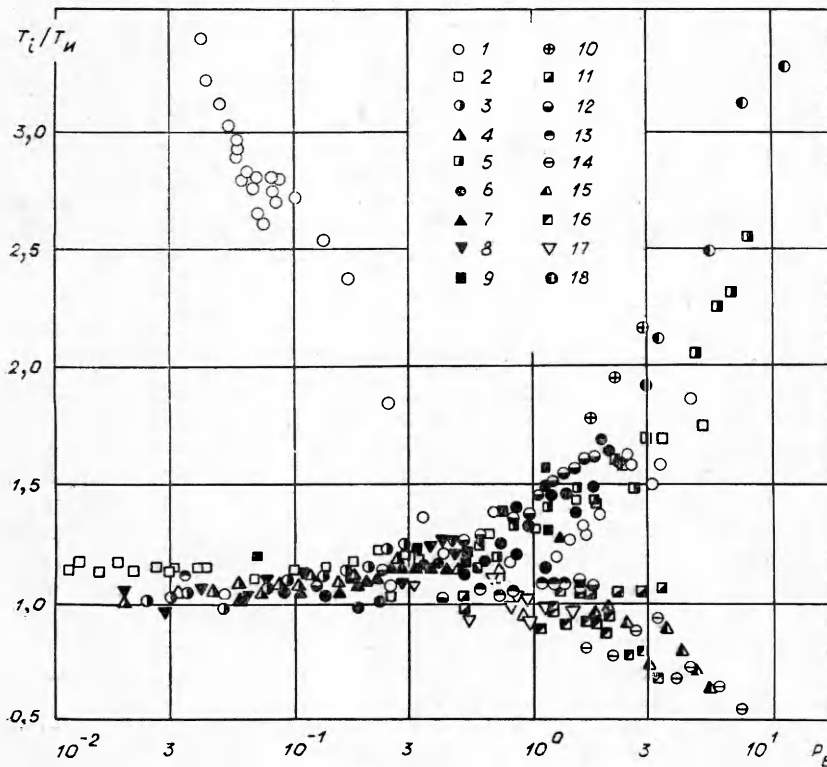
2. Пример результатов измерений заселенностей вращательных уровней и функции распределения молекул по скоростям поступательного движения представлен на фиг. 1 для  $p_0 d_* = 6650$  Па·мм и  $T_0 = 300$  К в виде зависимости  $T_i/T_0$  от  $x/d_*$ , где  $i$  — переменный индекс. Сплошной линией обозначен расчет изэнтропического течения для отношения теплоемкостей  $\gamma = 1,4$  [12]. Функция распределения скоростей молекул является эллипсоидальной и характеризуется двумя поступательными температурами (параллельной  $T_{||}$  и перпендикулярной  $T_{\perp}$ ), соответствующими распреде-

лениям скоростей молекул вдоль и поперек оси потока. На фиг. 1 обозначены: 1-3 — температуры заселения 11,7 и 3-го уровней соответственно; 4, 5 —  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$ . Как видно из графика, результаты измерений поступательных температур подтверждают основные выводы работ по исследованию функций распределения в потоках одноатомного газа:  $T_{\perp}$  достаточно долго следует равновесной изэнтропической температуре и затем уменьшается с увеличением  $x/d_*$  быстрее последней,  $T_{\parallel}$  значительно раньше отходит от равновесной и при дальнейшем расширении газа замораживается. Следует отметить, что температуры заселения отдельных уровней  $T_k$  отклоняются от равновесных значений на еще меньших расстояниях от сопла, причем это отклонение тем больше, чем выше номер вращательного квантового числа.



Ф и г. 1

Сравнение результатов данной работы с данными измерений функции распределения в струе гелия [13] (авторы не располагают аналогичными литературными данными по азоту) сделано на фиг. 2, обозначения к которой сведены в таблицу. Результаты представлены в виде зависимостей измеренных температур, нормированных на соответствующие расчетные изэнтропические значения  $T_{и}$ , от параметра  $P_B$ . Параметр  $P_B$ , введенный в работе [14] для обобщения результатов по отклонению поступательной температуры от равновесных изэнтропических значений при изменении условий протекания релаксационного процесса, является фактически



Ф и г. 2

№ п/п	Газ	$T_i$	$p_0 d_*$	$x/d_*$
			Па·мм	
1	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$6 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^6$	38
2	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$6,7 \cdot 10^2 - 4,4 \cdot 10^5$	5
3	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$3 \cdot 10^4$	0,4—10
4	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$3,1 \cdot 10^4$	1,4—10
5	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$3,2 \cdot 10^4$	8—100
6	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$2 \cdot 10^3$	1—12
7	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$1 \cdot 10^4$	1—12
8	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$2 \cdot 10^4$	1—12
9	N <sub>2</sub>	$T_{tr}$	$2,3 \cdot 10^4 - 3,7 \cdot 10^5$	20
10	He	$T_{  }$	$6,81 \cdot 10^3$	2—9
11	He	$T_{\perp}$	$6,81 \cdot 10^3$	2—9
12	He	$T_{  }$	$4,73 \cdot 10^4$	2—19
13	He	$T_{\perp}$	$4,73 \cdot 10^4$	2—19
14	N <sub>2</sub>	$T_{\perp}$	$1,36 \cdot 10^4$	18—76
15	N <sub>2</sub>	$T_{\perp}$	$4,1 \cdot 10^4$	25—92
16	N <sub>2</sub>	$T_{\perp}$	$6,82 \cdot 10^4$	37—92
17	N <sub>2</sub>	$T_{\perp}$	$1,5 \cdot 10^5$	45—92
18	N <sub>2</sub>	$T_{  }$	$6,1 \cdot 10^3$	17—41

локальным числом Кнудсена, вычисленным как отношение длины свободного пробега к масштабу длины по плотности [14], и может быть записан в виде

$$(2.1) \quad P_B = (u/v\rho) |d\rho/dx|,$$

где  $u$  — среднемассовая скорость потока;  $v = v_s/\lambda$  — средняя частота столкновений;  $v_s = \sqrt{8kT/\pi m}$  — средняя скорость теплового движения;  $\lambda$  — длина свободного пробега;  $\rho$  — плотность газа. При подстановке в (2.1) аппроксимирующих выражений для числа Маха и плотности газа из работы [7] используемая при расчетах формула для  $P_B$  имеет вид

$$P_B = c_1 (x/d_*)^\gamma (p_0 d_*)^{-1},$$

где коэффициент  $c_1$  зависит от величины отношения теплоемкостей.

Как следует из фиг. 2, перпендикулярная температура в гелии [13] во всей области значений  $P_B$  близка к изэнтропической, тогда как в азоте, по данным настоящей работы, отклонение  $T_{\perp}/T_i$  от единицы отмечается при  $P_B > 1$ . Причиной такого различия может являться влияние фонового газа в экспериментах работы [13], проникающего в струю на больших расстояниях от сопла, т. е. при больших значениях параметра  $P_B$ . Такой вывод следует из анализа результатов работы [13], в которой экспериментальные значения как  $T_{\perp}$ , так и  $T_{||}$  отклоняются от общих зависимостей в сторону роста температуры тем на меньших расстояниях от сопла, чем разреженнее струя. Экспериментальные данные настоящей работы практически не подвержены влиянию фонового газа, что и позволило зарегистрировать уменьшение  $T_{\perp}$  по сравнению с  $T_i$ .

Этот же результат подтверждают измерения  $T_{||}$ : данные для гелия [13] лежат несколько выше результатов для азота при больших  $P_B$ . К сожалению, авторы не располагают экспериментальными данными по

параллельной температуре в азоте при значениях параметра  $P_B < 3$ , тогда как в гелии измерения ограничены областью значений  $P_B < 4$ . Поэтому на фиг. 2, кроме результатов измерений перпендикулярной и параллельной температур, представлены результаты оценки поступательной температуры из вращательных спектров  $T_{tr}$ .

Как следует из [3], а также из фиг. 1 данной работы, значения температур заселения уровней  $T_k$  монотонно уменьшаются с уменьшением  $k$ , стремясь к поступательной температуре. Поэтому значение  $T_k$  при  $k \rightarrow 0$  может дать оценку поступательной температуры при максвелловском распределении и  $T_{||}$  в отсутствие равновесия между поступательными степенями свободы.

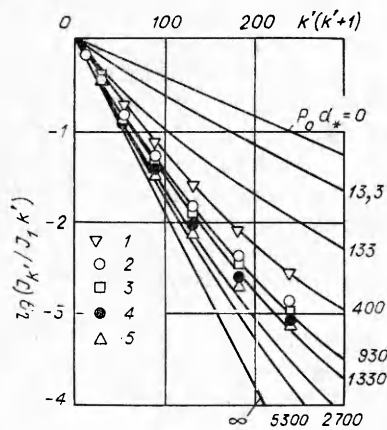
Приведенные на фиг. 2 результаты по температуре  $T_{tr}$  получены в широком интервале значений давлений торможения, расстояний от среза звуковых сопел и их диаметров (см. таблицу) и заполняют интервал значений параметра  $P_B$  от  $10^{-2}$  до  $10^1$ . Значения  $T_{tr}$  в области малых  $P_B$  совпадают с данными по  $T_{||}$  из работы [13] и ложатся на общую зависимость, отклоняющуюся от единицы при значениях  $P_B \sim 0,1$ . Некоторое расслоение результатов измерений при увеличении  $P_B$ , помимо причины, указанной выше, вызвано стремлением экспериментальных данных при  $P_B \rightarrow \infty$  к различным предельным («замороженным») значениям поступательной температуры на разных расстояниях от сопла (при  $p_0 \rightarrow 0$ ) и при различных давлениях торможения ( $x/d_* \rightarrow \infty$ ). Это свидетельствует о невозможности обобщения экспериментальных данных во всем интервале изменения параметра  $P_B$  в координатах фиг. 2.

В целом совпадение результатов для азота и гелия можно считать хорошим, если учесть известный произвол в определении длин свободного пробега  $\lambda$  в области низких температур газа (10—80К), при которых выполнены измерения. В данной работе длина свободного пробега определялась по формуле  $\lambda = 1/(\sqrt{2}n\sigma)$ , где  $n$  — численная плотность газа;  $\sigma$  — газокинетический диаметр молекул, принимавшийся равным  $3,5 \times 10^{-8}$  см для азота и  $2,8 \cdot 10^{-8}$  см для гелия независимо от значения температуры газа [15].

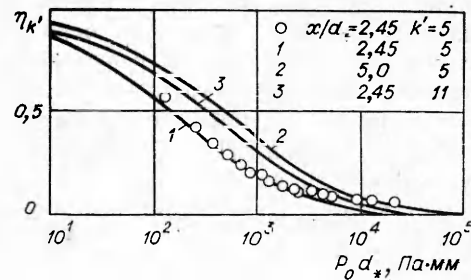
Полученные экспериментальные данные относятся к области проявления релаксационных процессов и не искажены влиянием конденсации. Для проверки этого вывода на фиг. 2 нанесены также результаты измерений  $T_{tr}$ , полученные в широком интервале значений  $p_0 d_*$ , вплоть до  $p_0 d_* \gg 10^5$  Па·мм (режимы 1, 2, 9), т. е. заведомо подверженные влиянию конденсации при небольших значениях  $P_B$  [3]. Действительно, с ростом  $p_0 d_*$ , т. е. при уменьшении  $P_B$  для фиксированного расстояния от сопла, эти результаты отклоняются от общей зависимости тем существеннее и тем при больших значениях  $P_B$ , чем больше  $x/d_*$ . При возрастании  $P_B$  влияние конденсации уменьшается, поэтому экспериментальные данные ложатся на общую зависимость.

Таким образом, можно констатировать, что для расширения из звукового сопла величина  $P_B \sim 0,1$  определяет границу нарушения максвелловского распределения по скоростям поступательного движения в потоках двухатомного газа.

3. В области чисто вращательной релаксации эволюция распределений интенсивностей вращательных линий, отражающая эволюцию распределения заселенностей, в широком диапазоне значений  $p_0 d_*$  показана на фиг. 3 в координатах  $\lg(I_k'/I_1 k') \sim k'(k'+1)$  для  $x/d_* = 2,45$  и  $T_0 = 290$  К. На фиг. 3 цифрами 1—5 обозначены экспериментальные данные при  $5,32 \cdot 10^4$ ,  $1,24 \cdot 10^5$ ,  $1,76 \cdot 10^5$ ,  $3,6 \cdot 10^5$ ,  $7,05 \cdot 10^5$  Па·мм соответственно. При постоянной температуре торможения скорость вращательной релаксации определяется величиной произведения  $p_0 d_*$ . При  $p_0 d_* \rightarrow 0$  число столкновений в потоке падает и распределение заселенностей стремится к



Фиг. 3



Фиг. 4

такому же, как в форкамере, т. е. к больцмановскому с температурой торможения, а при  $p_0 d_* \rightarrow \infty$  распределение заселенностей приближается к равновесному, соответствующему изэнтропическому расширению.

Реальные экспериментальные значения заселенностей, приведенные на фиг. 3, изменяются внутри этих пределов при варьировании  $p_0 d_*$ .

На фиг. 3 сплошными линиями даны результаты расчета по модели вращательной релаксации (здесь и далее теоретические расчеты заселенностей вращательных уровней взяты из работы [16]). Полного совпадения расчетных и экспериментальных данных нет, что связано с недостаточно тщательным подбором констант скорости вращательной релаксации для верхних вращательных уровней в [16], а также с влиянием начальной стадии конденсации. Но в целом как расчеты, так и эксперименты показывают, что отклонение от изэнтропического течения при уменьшении  $p_0 d_*$  происходит через распределения заселенностей, не сильно отличающиеся от больцмановских, и при этом одновременно возрастают заселенности всех уровней. Отличие от больцмановского распределения уменьшается при малых  $p_0 d_*$ , и для таких распределений можно ввести единую вращательную температуру, отличную от поступательной. Подобный характер изменения заселенностей как функции  $p_0 d_*$  наблюдается и при других  $x/d_*$ , что позволяет предположить возможность обобщения результатов измерений.

Представим полученные результаты в виде зависимости отношения разностей логарифмов приведенных интенсивностей

$$(3.1) \quad \eta_{k'} = \frac{(\lg(I_{k'}/I_1 k'))_{T_{II}} - (\lg(I_{k'}/I_1 k'))_{T_{k'}}}{(\lg(I_{k'}/I_1 k'))_{T_{II}} - (\lg(I_{k'}/I_1 k'))_{T_0}}$$

от произведения  $p_0 d_*$  (фиг. 4). Числитель выражения (3.1) представляет собой разность между логарифмами приведенных интенсивностей вращательных линий в потоке на выбранном расстоянии от сопла при равновесном изэнтропическом истечении (с температурой  $T_{II}$ ) и в реальных условиях (с температурой заселения  $T_{k'}$ ), тогда как знаменатель соответствует предельной разности логарифмов между изэнтропическим и эффузионным (при  $T_{k'} = T_0$ ,  $T_0$  — температура торможения) истечением. Точками на фиг. 4 нанесены экспериментальные данные для  $x/d_* = 2,45$  и  $k' = 5$ , кривой 1 — результат теоретического расчета. Естественно, что при увеличении  $p_0 d_*$  (при  $p_0 d_* \geq 4 \cdot 10^3$  Па·мм) экспериментальные данные, как и на фиг. 3, несколько отклоняются от расчетных. Тем не менее, как и ожидалось, и эксперимент, и расчет ложатся на гладкую кривую, меняющуюся от 1,0 при  $p_0 d_* \rightarrow 0$  до 0 при  $p_0 d_* \rightarrow \infty$ .

Для другого расстояния от сопла ( $x/d_* = 5$ ) данные ложатся на такую же гладкую кривую (кривая 2), но не совпадающую с первой. Аналогич-

ный результат получается и для других расстояний. Обнаруженное отличие вызвано замедлением релаксационного процесса с ростом  $x/d_*$  и является функцией расстояния. Из анализа приведенных на фиг. 4 и других аналогичных данных естественно предположить, что для обобщения экспериментальных данных, полученных в условиях чисто вращательной релаксации, можно использовать параметр  $P_B$ . Такие обобщения для нескольких значений  $k'$  приведены на фиг. 5, где точки — экспериментальные данные, ограниченные областью значений  $P_B$ , соответствующих условиям чисто вращательной релаксации, штриховые кривые — теоретические расчеты, выполненные для большего интервала значений  $P_B$ . Как экспериментальные, так и согласующиеся с ними расчетные данные ложатся при фиксированных  $k'$  на общие зависимости, причем  $\eta_{k'}$  меняется от 0 при  $P_B < 10^{-2}$  до 1 при  $P_B > 10^3$ .

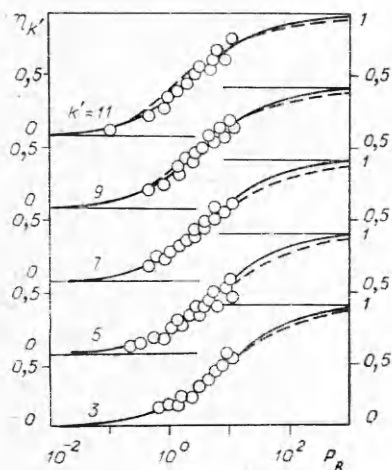
На фиг. 4 (кривая 3) и 5 видно, что обобщающие зависимости  $\eta_{k'}$  от  $p_0 d_*$  и  $P_B$  для разных номеров  $k'$  не совпадают, хотя и имеют одинаковый вид, что объясняется различной скоростью релаксационного процесса для молекул газа, находящихся на различных вращательных уровнях [3]. Для получения единой зависимости, обобщающей значения  $\eta_{k'}$  при различных  $p_0 d_*$ ,  $x/d_*$  и  $k'$ , параметр  $P_B$  был умножен на некоторую функцию от  $k'$ . Вид зависимости  $\eta_{k'}$  от  $P_B$  для любого  $k'$  может быть описан выражением

$$(3.2) \quad \eta_{k'} = 1 - [1 + c_1(k') P_B^{0,75}]^{-1},$$

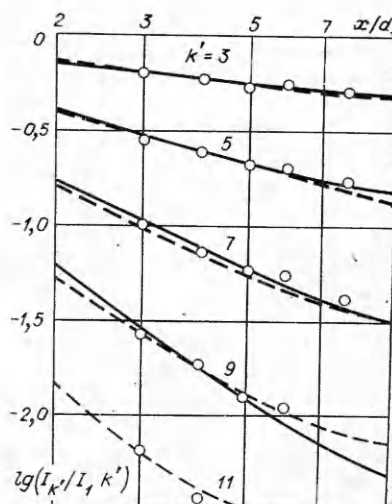
дающим правильные предельные значения  $\eta_{k'}$  ( $\eta_{k'} = 0$  при  $P_B \rightarrow 0$  и  $\eta_{k'} = 1$  при  $P_B \rightarrow \infty$ ) и в области значений  $10^{-2} < P_B < 10^3$  хорошо аппроксимирующим экспериментальные и расчетные данные. Параметр  $c_1$  зависит от номера уровня  $k'$  и описывается формулой

$$(3.3) \quad c_1(k') = 0,1 + 0,03k'.$$

Вычисленные по формулам (3.2), (3.3) аппроксимирующие кривые для соответствующих номеров уровней  $k'$  нанесены на фиг. 5 сплошными линиями. Как видно из графика, этой эмпирической зависимостью удается полностью обобщить имеющиеся экспериментальные данные в диапазоне параметров  $x/d_* = 2 - 10$ ,  $p_0 d_* = 6,6 \cdot 10^1 - 4 \cdot 10^3$  Па·мм,  $k' = 3 - 11$ , т. е. в условиях, когда вращательная релаксация не искажается какими-либо дополнительными эффектами. Такое же обобщение получено и для заселенностей вращательных уровней в  $X^1\Sigma$  ( $v = 0$ ) состоянии молекул



Ф и г. 5



Ф и г. 6

азота. В этом случае вместо координаты  $\eta_{k'}$  использовалась координата

$$\eta_k = \frac{\lg(N_k/N_0(2k+1))_{T_{II}} - \lg(N_k/N_0(2k+1))_{T_k}}{\lg(N_k/N_0(2k+1))_{T_{II}} - \lg(N_k/N_0(2k+1))_{T_0}} = \frac{1/T_{II} - 1/T_k}{1/T_{II} - 1/T_0},$$

где  $k$  — вращательное квантовое число в  $X^1\Sigma$  ( $v=0$ ) состоянии.

Полученное эмпирическое обобщение дает возможность оценивать распределения заселенностей уровней в диапазоне режимов течения от сплошного до близкого к свободномолекулярному при незначительном отличии плотности и скорости от соответствующих изэнтропических значений.

Пример такой оценки для зависимости логарифмов приведенных интенсивностей вращательных линий от расстояния  $x/d_*$  в одном из экспериментальных режимов ( $p_0 d_* = 1,8 \cdot 10^3$  Па·мм,  $d_* = 15$  мм,  $T_0 = 295$  К) нанесен на фиг. 6 для нечетных номеров уровней  $k'$  сплошными линиями. Здесь же для сравнения приведены результаты эксперимента (точки) и теоретического расчета по модели вращательной релаксации (штриховые линии).

Авторы выражают благодарность Р. Х. Абдуллину за участие в обработке результатов экспериментов и П. А. Сквородко за предоставленные результаты расчетов.

Поступила 23 XII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Balint-Kurty G. G. The theory of rotationally inelastic molecular collisions.— In Intern. Review of Science: Physical Chemistry. Vol. 2, N 2. Butterworth, 1975.
2. Toennies I. P. The calculation and measurement of cross sections for rotational and vibrational excitation.— In: Ann. Rev. Chem. Vol. 27, N 1. L.: Ann. Rev. Inc., 1976.
3. Борзенко Б. Н., Карелов Н. В. и др. Экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота.— ПМТФ, 1976, № 5.
4. Verberne I., Ozier I. et al. Molecular beam magnetic resonance study of infra- and intermolecular effects in  $H_2$  in high rotational states.— Mol. Phys., 1978, vol. 35, N 6.
5. Rabitz H., Lam S.-H. Rotational energy relaxation in molecular hydrogen.— Chem. Phys., 1975, vol. 63, N 8.
6. Варгин А. Н., Ганина Н. А. и др. Вращательная релаксация молекулярного азота в свободно расширяющейся струе.— ПМТФ, 1979, № 3.
7. Ashkenas H., Sherman F. S. The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels.— In: Rarefied Gas Dynamics: 4th Internat. Symp. Vol. 2. N. Y.—L.: Acad. Press, 1966.
8. Беликов А. Е., Карелов Н. В. и др. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении  $B^2\Sigma$  состояния иона азота.— В сб.: Диагностика потоков разреженного газа/Под ред. С. С. Кутателадзе и А. К. Реброва. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1979.
9. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Генератор молекулярного пучка для исследований потоков разреженного газа.— В сб.: Динамика разреженных газов/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1976.
10. Marrone P. V. Temperature and density measurements in free jets and shock waves.— Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 3.
11. Golomb G., Good D. E. et al. Dimers, clusters and condensation in free jets. II.— J. Chem. Phys., 1972, vol. 57, N 9.
12. Сквородко П. А. Вращательная релаксация при расширении газа в вакуум.— В сб.: Динамика разреженных газов/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1976.
13. Cattolica R., Robben F. et al. Translational nonequilibrium in free jet expansions.— Phys. Fluids, 1974, vol. 17, N 10.
14. Bird G. A. Breakdown of translational and rotational equilibrium in gaseous expansions.— AIAA J., 1970, vol. 8, N 11.
15. Гирифельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.
16. Сквородко П. А., Шарафутдинов Р. Г. Кинетика заселенностей вращательных уровней в свободных струях азота.— ПМТФ, 1981, № 5.