

Таблица 2

Номер опыта	L_0	L_f	I_0	I_f	E_0	E_f	η	ε	Φ_0	Φ_f	φ
	мкГн		кА		кДж				мВб		
1	8,66	0,141	65,0	28	18,3	$55,3 \cdot 10^{-3}$	1,5	$3 \cdot 10^{-3}$	562	4,0	0,007
2	8,55	0,232	65,0	162	18,3	3	2,5	0,16	562	37,0	0,067
3	9,97	0,380	60,0	120	17,9	2,7	2,0	0,15	598	45,0	0,076
4	9,40	0,480	50,0	400	11,7	40,0	8,1	3,42	460	200,0	0,43
5	9,28	0,440	50,0	461	11,6	46,8	9,2	4,03	464	203,0	0,44
6	9,40	0,416		249	1,4	13		9,30	165	103,4	0,63
7	7,42	0,304		396	2,7	23,8		8,82	200	120,4	0,60
8	9,68	0,132		1376	8,7	125		14,36	410	181,6	0,44

Переход к последовательному соединению каскадов увеличит напряжения на переходах из каскада в каскад и приведет к некоторому уменьшению из-за неидеальности трансформаторной связи энергетических характеристик и к увеличению общего потока в соответствии с изложенным в п. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Павловский А. И., Людаев Р. З. Магнитная кумуляция // Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики/Под ред. А. П. Александрова.— Л.: Наука, 1984.
2. Snare E. C., Kaye R. I., Cowan M. An explosive generator of cascaded helical stages // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение/Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова.— М.: Наука, 1984.
3. Degan J. H., Baker W. L. Test of 10 megajoule electrical output magneto-cumulative generator // Ibid.
4. Cowan M. Large explosive generators high-risk research // II Всесоюз. конф. «Лаврентьевские чтения». Программа.— Киев, 1985.
5. Chernyshev V. K., Davydov V. A. Generation of the magnetic flux by multicascade capture // Megagauss physics and technology/Ed. P. J. Turchi.— N. Y.; L.: Plenum Press, 1980.
6. Pavlovskii A. I., Lyudaev R. Z. et al. Magnetic cumulation generator parameters and means to improve them // Ibid.

Поступила 25/VII 1986 г.

УДК 533.6.011.8

ВРЕМЯ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ АЗОТА В АРГОНЕ

А. Е. Беликов, И. Ю. Соловьев, Г. И. Сухинин,
Р. Г. Шарафутдинов
(Новосибирск)

Для описания вращательной релаксации при малых отклонениях от равновесия может быть использовано простейшее релаксационное уравнение [1]

$$(1) \quad \frac{\partial E_R}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial E_R}{\partial \mathbf{x}} = -(E_R - E_t)/\tau_R,$$

где E_R , E_t — энергия вращательных степеней свободы в неравновесных и равновесных условиях; τ_R — время вращательной релаксации; t — время; \mathbf{u} — скорость газа; \mathbf{x} — координата. Малые отклонения от равновесия имеют место при распространении ультразвука в молекулярном газе [2], течении многоатомных газов в капиллярах [3], в слабых ударных волнах [4]. Расчет коэффициентов переноса выполняется в приближении малых отклонений от равновесия [5]. В свободных струях или при расширении газов из сопел возможно получение различных значений отклонений от равновесия, в том числе и малых. При интерпретации экспериментов, выполненных в свободных струях, часто используется уравнение (1), хотя, как показано в [6], время вращательной релаксации зависит от вида распределения заселенностей уровней и степени отклонения от равновесия и заранее неизвестно, при каком значении отклонения может быть использовано уравнение (1).

Обычно определение времени вращательной релаксации или же отношения его ко времени поступательной релаксации $Z_R = \tau_R/\tau_t$ производится подбором при срав-

нении расчѐта E_R по уравнению (1) с экспериментальными данными [7, 8]. При таком определении τ_R трудно установить зависимость τ_R от температуры газа и найти условия, где применимо уравнение (1).

В настоящей работе по электронно-пучковым измерениям вращательной энергии на оси стационарной свободной струи аргона с малой примесью азота по уравнению (1) найдена зависимость времени вращательной релаксации от температуры газа и условий расширения.

Эксперименты проводились на газодинамической установке низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР — стенд ВС-4 [9]. Смесь 95% Ar и 5% N₂ нагревалась в омическом подогревателе и расширялась в вакуумную камеру через звуковое сопло диаметром $d_* = 5$ мм. Подогреватель располагался на координатном столе, позволяющем перемещать исследуемую струю относительно неподвижных электронного пучка и спектрального оборудования. Излучение, возбужденное пучком в оптическом диапазоне спектра, регистрировалось спектрометром ДФС-12. Отбор излучения производился в направлении, перпендикулярном пучку электронов. Размер области, из которой отбиралось излучение, по высоте пучка менялся от 2 мм вблизи среза сопла до 7 мм вдали от него. Все измерения осуществлялись на оси струи в ее ядре, где течение не возмущено влиянием фона. Несущественность влияния фона обеспечивалась низким уровнем давления в вакуумной камере. Давление торможения измерялось U-образными манометрами и образцовыми вакуумметрами. Температура торможения определялась расходным методом. Подробное описание аппаратуры и методики экспериментов дано в [9]. Там же сделан анализ случайных погрешностей спектральных измерений. Эти погрешности не превышают размеры точек на рисунках, где не указаны доверительные интервалы.

Для вычисления времени релаксации по уравнению (1) необходимо найти зависимость энергии вращательных степеней свободы в $N_2 X^1 \Sigma_g^+$, $v = 0$ состоянии, которое в дальнейшем будем обозначать X^1 , от координаты x ($x = 0$ соответствует срезу сопла). В экспериментах измерялись вращательные спектры полосы (00) первой отрицательной системы полос, излучение которой вызвано спонтанным переходом между состояниями $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ и $N_2^+ X^2 \Sigma_g^+$, обозначенными ниже B^2 и X^2 соответственно. Возбуждение состояния B^2 производилось прямым электронным ударом [10]. Найдем связь между интенсивностью излучения вращательных линий в спектре и вращательной энергией в состоянии X^1 :

$$(2) \quad E_R^X = \sum_1^{\infty} k(k+1) \Theta^X N_k^X,$$

где $\Theta = 2,875$ К — характеристическая температура в состоянии X^1 ; N_k^X — нормированная заселенность k -го вращательного уровня. В состоянии B^2 вращательная энергия

$$(3) \quad E_R^B = \sum_1^{\infty} k'(k'+1) \Theta^B N_{k'}^B.$$

Здесь Θ^B , $N_{k'}^B$, k' — характеристическая температура, заселенность уровней и вращательное квантовое число в состоянии B^2 , причем

$$(4) \quad N_{k'}^B = I_{k'k''}/P_{k'h''}^B = \Sigma P_{k'h} N_k^X,$$

где $I_{k'k''}$ и $P_{k'h''}$ — интенсивность вращательных линий и факторы Хенля — Лондона R -ветви полосы (00) при излучении; $P_{k'h}$ — вероятности вращательных переходов при возбуждении из X^1 в B^2 ударом первичных электронов пучка. Согласно [10],

$$(5) \quad P_{k'h} = (2k'+1) \Sigma P_{l0} \begin{pmatrix} k & l & k' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2.$$

Здесь $\begin{pmatrix} k & l & k' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ — (3j)-символы Вигнера; P_{l_0} — вероятности переходов с нулевого вращательного уровня в X^1 на вращательный уровень l в B^2 . Вектор P_{l_0} представлен в параметрическом виде

$$(6) \quad P_{l_0} = (2l + 1) \alpha^l \sum_{l=1,3,5} (2l + 1) \alpha^l.$$

В [10] показано, что при $\alpha = 0,28$ может быть получено удовлетворительное описание спектров при равновесном течении азота. Подставив (4)–(6) в (3) и используя свойство (3j)-символов

$$\sum_{k'} k' (k' + 1) (2k' + 1) \begin{pmatrix} k & k' & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = k(k + 1) + l(l + 1),$$

получим

$$(7) \quad E_R^B = \sum_{k,l} \Theta^B N_k^X P_{l_0} k(k + 1) + \sum_{k,l} P_{l_0} \Theta^B l(l + 1) N_k^X.$$

Так как

$$\sum_l P_{l_0} = 1, \quad \sum_k N_k^X = 1, \quad \Theta^B \approx \Theta^X,$$

то

$$(8) \quad E_R^X = E_R^B - \sum_l \Theta^X P_{l_0} l(l + 1).$$

При $\alpha = 0,28$ $\sum_l \Theta^X P_{l_0} l(l + 1) \simeq 12,7\text{K}$. Окончательная формула для вычисления E_R имеет вид

$$(9) \quad E_R^X = \frac{\sum_{k'} I_{k'} (2k' + 1) (k' + 1) \Theta^X}{\sum_{k'} I_{k'} (2k' + 1) / k'} - \sum_l \Theta^X P_{l_0} l(l + 1).$$

Так как в экспериментах регистрируется конечное число линий в спектре, то необходим учет вклада в E_R^X незарегистрированных линий, который производился следующим образом. По формуле (9) вычислялось значение E_R^X с использованием измеренных значений линий. По Больцмановскому распределению при $T_R = E_R^X / k_B$ определялись значения N_k^X , по формуле (4) рассчитывались интенсивности неизмеренных линий в спектре, и по формуле (9) при этих значениях $I_{k'}$ находилась добавка к E_R .

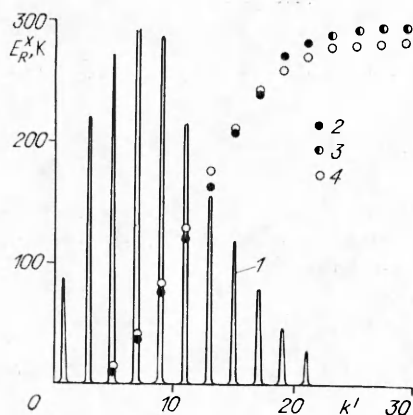
На рис. 1 дан пример вычислений E_R^X из спектра (1 — зарегистрированный спектр, 2 — E_R^X по имеющимся линиям спектра, 3 — вклад незарегистрированных линий в E_R^X , 4 — E_R^X по равновесной температуре изотропического расширения).

Так как существует запрет на переходы между орто- и парамодификациями азота в состоянии X^1 , то вращательная энергия должна быть вычислена отдельно для каждой из модификаций. В экспериментах регистрировались только разрешенные линии R-ветви ($\Delta k = -1$). Для нормировки линий с четными значениями k' использовалось соотношение

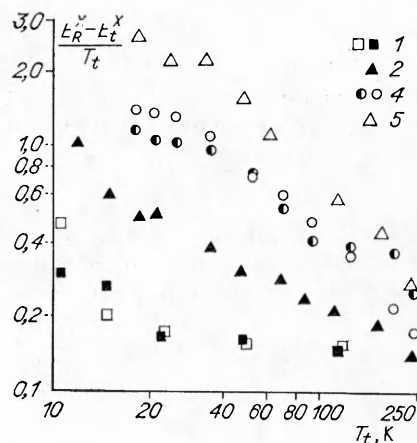
$$(10) \quad \sum_{k'=2n} N_{k'}^B = 0,5 \sum_{k'=2n+1} N_{k'}^B,$$

которое следует из строгого запрета на переходы между вращательными уровнями одинаковой четности в состояниях X^1 и B^2 при возбуждении электронным ударом.

Результаты вычислений вращательной энергии из спектрограмм даны на рис. 2. Они представлены в виде отклонения E_R^X от поступательной температуры равновесного изотропического расширения одноатомного газа T_t . Условия экспериментов сведены в таблицу, нумерация строк в которой соответствует обозначениям на рис. 2 и 3. Тенденции изменения



Р и с. 1



Р и с. 2

E_R^X отвечают представлениям о протекании вращательной релаксации в течениях расширения: с увеличением $n_0 d_*$ (n_0 — плотность в источнике газа) данные по E_R^X ближе к равновесным; чем дальше от среза сопла, тем больше отклонение от равновесного течения. Для режимов 1 и 3 на рис. 2 даны значения E_R^X , вычисленные по четным (светлые значки) и нечетным (темные) линиям спектра. В пределах погрешности вычислений результаты по E_R^X для различных по четности уровней совпадают. Следовательно, орто- и парамодификации азота релаксируют с одинаковой скоростью.

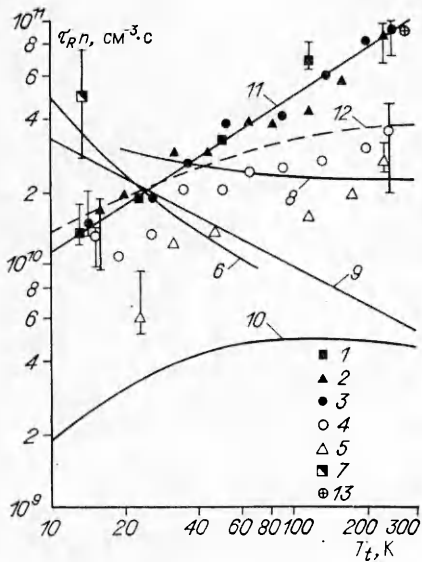
При расчете времени вращательной релаксации зависимости скорости потока и поступательной температуры газа от координаты задавались по результатам расчета изоэнтропического равновесного расширения одноатомного газа ($\gamma = c_p/c_v = 1,67$). Для определения производных вращательной энергии использовался сглаживающий кубический сплайн [11]. Результаты в виде произведения времени релаксации на числовую плотность газа $\tau_R n$ приведены на рис. 3. Видно, что $\tau_R n$ для всех экспериментов растет с увеличением температуры газа и параметра $n_0 d_*$. Однако при достаточно высоких значениях $n_0 d_*$, когда отклонения от равновесия малы, т. е. $(E_R^X - E_t^X)/E_t^X < 1$, $\tau_R n$ перестает зависеть от $n_0 d_*$. Именно в этой области τ_R можно придавать смысл времени релаксации вращательной энергии. Полученные таким образом величины имеют температурную зависимость

$$(11) \quad \tau_R n = 0,233 \cdot 10^{10} T_t^{0,66} (\text{см}^{-3} \cdot \text{с}),$$

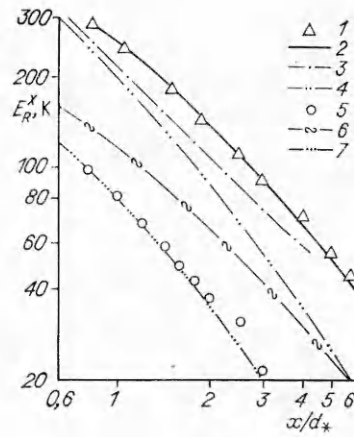
которая представлена на рис. 3 линией II. Приведенная погрешность состоит главным образом из погрешности определения вращательной энергии E_R и погрешности вычисления производной dE_R^X/dx .

На рис. 3 наши результаты сравниваются с немногочисленными данными по $\tau_R n$ азота в аргоне, имеющимися в литературе. Точка 7 представляет собой экспериментальное значение из [8] для сверхзвуковой струи смеси 50% N_2 и 50% Ar. Точка 13 вычислена по константам скоростей вращательных переходов молекул азота в аргоне K_{0i} [12] из экс-

Номер режима	$n_0 d_* \cdot 10^{16}$, см ⁻²	T_0 , К	$(x/d_*)_t$	Диапазон измерений по x/d_*
1	70,1	990	15	0,8—13,7
2	26,1	900	15	0,8—9,7
3	12,1	730	7	0,8—10
4	6,6	730	3	0,8—6,8
5	2,9	670	1,4	0,8—5,8
6	3,0	295	3	0,35—5,0



Р и с. 3



Р и с. 4

периментов по уширению спектральных линий комбинационного рассеяния. При вычислении τ_{Rn} использовалось выражение

$$(12) \quad (\tau_{Rn})^{-1} = \sum_i \sum_{j>i} K_{ij} N_j^* (\epsilon_j - \epsilon_i)^2 (\langle \epsilon^2 \rangle - \langle \epsilon \rangle^2)^{-1},$$

где K_{ij} — константа скоростей переходов с вращательного уровня j на уровень i ; N_j^* — равновесное распределение заселенностей вращательных уровней; ϵ_i — вращательная энергия уровня i ; $\langle \epsilon^n \rangle = \sum_i N_i^* \epsilon_i^n$. Выражение (12) может быть получено из кинетического уравнения в предположении о малости отклонения заселенностей от равновесных значений N_i^* [13]. Константы скоростей переходов K_{ij} для $j > i$ задавались с помощью приближения внезапных столкновений

$$K_{ij} = (2l + 1) \sum_l (2l + 1) K_{0l} \begin{pmatrix} i & j & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 \quad (j > i)$$

с константами K_{0l} [12]. Видно, что значение τ_{Rn} , вычисленное по результатам [12], находится в согласии с кривой *II*.

Кривая 8 на рис. 3 отвечает расчетам, выполненным с помощью (12) с использованием констант скоростей K_{ij} [14]. Кривая 12 — это расчет по теории Паркера [15] с параметром $T_* = 141$ К, взятым из [16], однако абсолютные значения τ_{Rn} по этой модели выбраны произвольно, так как для пары $N_2 - Ag$ отсутствуют надежные данные по параметру асимметрии. Кривая 6 — результаты [17].

Приведенное сравнение показывает, что экспериментальные данные неплохо согласуются между собой, в то время как расчетные не отражают температурной зависимости экспериментальных значений τ_{Rn} , хотя и совпадают с ними по порядку величины. На рис. 3 приведены также значения τ_{in} , рассчитанные для модели твердых сфер с сечением $\sigma_t = 30,23 \cdot 10^{-16}$ см² и по сечению Сазерленда (кривые 9, 10) $\sigma_t = \sigma_0(1 + C/T_t)$ (значения констант σ_0 и $C = 122$ К взяты из [18]). Очевидно, что характерное число столкновений Z_R зависит от выбора сечений σ_t и ввиду их неопределенности может служить лишь качественной характеристикой вращательной релаксации. Видно, что при всех температурах, за исключением $T_t < 20$ К, Z_R больше единицы и при 300 К достигает 20.

На рис. 4 для режима 3 приведено сравнение измеренных значений E_R^X (точки 1) с рассчитанными по уравнению (1) и по данным [14] (кривые 2, 3). Там же даны равновесные значения E_R^X (кривая 4). Формула (11) хорошо описывает экспериментальные результаты, подтверждая правиль-

пость вычислений τ_{Rn} . Теоретическая зависимость из [14] дает несколько заниженные значения E_R^X , что связано, по-видимому, с завышенными значениями констант скорости вращательной релаксации в [14] для переходов между верхними вращательными уровнями. На этом же рисунке сравниваются результаты экспериментов при комнатной температуре торможения (точки 5, режим 6) с равновесным расчетом (кривая 7) и расчетом по уравнению (1) со временем релаксации, задаваемым формулой (11). Эксперимент совпадает с равновесным расчетом, хотя ожидалось обратное. Причины такого противоречия неясны.

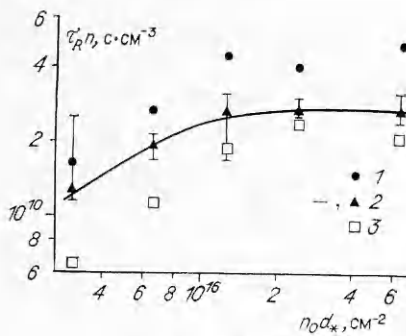
Вычисление времени вращательной релаксации по уравнению (1) осуществлялось в следующих предположениях. В потоке имеет место равновесие по поступательным степеням свободы молекул. Наличие малой примеси азота незначительно изменяет газодинамические параметры, определяемые изоэнтропическим расчетом течения одноатомного газа. Применимо уравнение (1) для условий экспериментов, из которых производится вычисление времени релаксации. Кратко (на основании оценок) проанализируем каждое из высказанных предположений.

Из-за неопределенностей выбора сечений поступательной релаксации при низких температурах (см. рис. 3) оценка нарушения поступательного равновесия достаточно произвольна. Лучше всего воспользоваться экспериментами, но они, к сожалению, выполнены только при комнатной температуре торможения [19], т. е. в диапазоне низких температур газа в потоке, не охватывающем диапазон измерений настоящей работы. Оценку поступательного равновесия сделаем согласно [20] по значению локального числа Кнудсена: $P_B = \frac{4}{\gamma n} \frac{dn}{dt}$ (ν — частота столкновений). При расчете ν газокинетическое сечение определялось по формуле (12) с константами, взятыми из [18]. Согласно [20], нарушение поступательного равновесия начинается при $P_B > 0,3$. Расстояние от среза сопла, на котором $P_B = 0,3$, указано в таблице — $(x/d_*)_t$. Там же дан диапазон расстояний, в котором выполнены измерения. Сравнение показывает, что в режимах 4 и 5 измерения выполнены в основном в условиях, где нарушается равновесие по поступательным степеням свободы. В режимах 1—3 во всем диапазоне измерений нет нарушений поступательного равновесия. Именно для этих режимов значения τ_{Rn} не зависят от $n_0 d_*$.

Отношение теплоемкостей для смеси 95% Ag и 5% N₂ равно 1,66. Расчеты [21] при $\gamma = 1,66$ показали, что зависимости газодинамических параметров при указанном отношении теплоемкостей незначительно отличаются от этих же величин для течения одноатомного газа. Это же подтверждают эксперименты, выполненные при постоянных $p_0 d_* = 65$ Па·м и $T_0 = 290$ К и различной доле азота в аргоне от 2,5 до 20%. При доле азота меньше 7% распределения интенсивностей линий в спектрах, полученных на одинаковых расстояниях от среза сопла, совпадают независимо от концентрации азота.

Применимость изоэнтропического расчета для определения скорости и температуры газа на оси струи показана в [10]. Эксперименты данной работы при большом значении $n_0 d_*$ (режим 5) вблизи среза сопла, где течение близко к равновесному, также хорошо совпадают с изоэнтропическим расчетом. Возможность использования расчета при малых $n_0 d_*$ (режимы 4—6) неясна, так как в этих режимах возможно нарушение равновесия по поступательным степеням свободы молекул.

Как показано в [13], для многоуровневой системы релаксационное уравнение (1) применимо в случае специальных видов констант скорости или же в случае малых отклонений от равновесия между вращательными и поступательными степенями свободы. По-видимому, к случаю малых отклонений относятся те эксперименты, обработка которых дает время релаксации, не зависящее от условий эксперимента. На рис. 5 для температуры газа 100; 40; 25 К (точки 1—3) построены зависимости τ_{Rn} от параметра $n_0 d_*$. Увеличение $n_0 d_*$ отвечает росту частоты столкновений и, следовательно, приближению к равновесию. Для всех трех температур



Р и с. 5

значения $\tau_R n$ вначале растут с увеличением $n_0 d_*$ и, начиная с некоторых $n_0 d_*$, становятся не зависящими от этого параметра. Те условия, где $\tau_R n$ становятся не зависящими от $n_0 d_*$, соответствуют случаю малых отклонений от равновесия.

Известно, что вращательная релаксация при расширении газа в вакуум происходит с нарушением бoльцмановского распределения заселенностей вращательных уровней (см., например, [6]). В общем случае описание небoльцмановских распределений заселенностей уровней не может быть получено с помощью (1) с одним параметром — временем релаксации. Необходимо более детальное описание на основе уравнений кинетики и микроскопических констант скорости.

На рис. 6 при $T_t = 40$ К сравниваются измеренные распределения заселенностей уровней с бoльцмановскими с вращательной температурой, рассчитанной по (1), и временем релаксации, задаваемым формулой (11). Точки 1 и 2 (линии 3 и 5) соответствуют эксперименту (расчету) режимов 1 и 5; 4 и 6 — равновесным распределениям при $T_R = E_R^x$ и $T_R = 40$ К, которая реализуется в равновесном течении.

Анализ данных рис. 6 показывает, что при уменьшении $n_0 d_*$ вместе с отклонением вращательной энергии от поступательной нарушается также равновесное распределение по вращательным уровням. Релаксационное уравнение (1) достаточно хорошо описывает распределение заселенностей вблизи равновесия, в то время как для небольших $n_0 d_*$ результаты расчета (кривая 3) значительно отличаются от эксперимента. Наблюдаемое отличие может быть связано с нарушением максвелловского распределения по скоростям поступательного движения молекул при малых значениях $n_0 d_*$, с большим отклонением от равновесия вращательных степеней свободы или же с нарушением бoльцмановского распределения заселенностей уровней. Какая из указанных причин ответственна за отличия между расчетом и экспериментом, пока неясно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коган М. Н. Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967.
2. Herzfeld K. F., Litovitz T. A. Absorption and dispersion of ultrasonic waves.— N. Y.: Acad. Press, 1959.
3. Жданов В. М., Зазноба В. А. Неизотермическое течение разреженного многоатомного газа в канале // ПМТФ.— 1985.— № 3.
4. Robben F., Talbot L. Experimental study of the rotational distribution function of nitrogen in a shock wave // Phys. Fluids.— 1966.— V. 9, N 4.
5. Мейзон Е. Перенос в нейтральном газе // Кинетические процессы в газах и плазме.— М.: Атомиздат, 1972.
6. Сковородко П. А., Шарафутдинов Р. Г. Кинетика заселенностей вращательных уровней в струе азота // ПМТФ.— 1981.— № 5.
7. Gallaber R. J., Fenn J. B. A free jet study of the rotational relaxation of molecular nitrogen from 300—4000 K // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 9th Intern. Symp., Göttingen, 1974.— Porz — Wahn: DFVLR — Press, 1974.— V. 2.

8. Poulsen P., Miller D. R. The energy balance and free jet expansion of polyatomics // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 10th Intern. Sympos., Aspen., 1976.— N. Y., 1977.— (Progr. in astron. and aeron.; v. 51, pt 2).
9. Борзенко Б. И., Карелов Н. В., Ребров А. К. и др. Экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота // ПМТФ.— 1976.— № 5.
10. Беликов А. Е., Зарвин А. Е., Карелов Н. В. и др. Электронно-пучковая диагностика азота. Многоквантовые вращательные переходы при возбуждении // ПМТФ.— 1984.— № 5.
11. Воскобойников Ю. Е., Ицкович Е. И. Пакет подпрограмм для построения сглаживающих кубических сплайнов. Материалы по математическому обеспечению ЭВМ.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИТФ СО АН СССР; № 47—79).
12. De Pristo A. E., Rabitz H. Scaling theoretic deconvolution of bulk relaxation data: state-to-state rates from pressure — broadened line widths // J. Chem. Phys.— 1978.— V. 68, N 4.
13. Сухинин Г. И. Релаксационное представление уравнений кинетики.— Новосибирск, 1986.— (Препринт/ИТФ СО АН СССР; № 144—86).
14. Беликов А. Е., Дубровский Г. В. и др. Вращательная релаксация азота в свободной струе аргона // ПМТФ.— 1986.— № 5.
15. Паркер Д. Г. Вращательная и колебательная релаксация в двухатомных газах // Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций.— М.: ИЛ, 1962.
16. Lee S., Kim J. S. Study of Ar — N₂ interaction. II. Modification of the electron gas model potential at intermediate and large distances // J. Chem. Phys.— 1979.— V. 70, N 11.
17. Koura K. Rotational distribution of N₂ in Ar free jet // Phys. Fluids.— 1981.— V. 24, N 3.
18. Краткий справочник физико-химических величин.— Л.: Химия, 1974.
19. Anderson J. B. Molecular beams from nozzle sources // Molecular Beams and Low Density Gas Dynamics. Chapter 1.— N. Y.: Marsel Dekker, 1974.
20. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Вращательная релаксация в переходном режиме свободных струй азота // ПМТФ.— 1981.— № 6.
21. Сквородко П. А. Вращательная релаксация при расширении газа в вакуум // Динамика разреженных газов.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1976.

Поступила 8/VIII 1986 г.

УДК 531.758

ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ГАЗА В МЕТОДЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

А. И. Седельников
(Новосибирск)

В настоящее время широко применяется метод измерения плотности разреженного газа по интенсивности излучения, возбуждаемого в исследуемой среде электронным пучком [1, 2]. При этом для достаточно узкого электронного пучка в точке x , лежащей на его оси, плотность $\rho(x)$ связана с интенсивностью возбуждаемого излучения $I(x)$ простым соотношением $I(x) = Ai(x)\rho(x)$ ($i(x)$ — ток пучка электронов в точке x , A — константа). При повышении плотности газа начинает существенно проявляться ослабление интенсивности электронного пучка и значение тока $i(x)$ уменьшается при увеличении x . В этих условиях приведенное выше соотношение не может быть непосредственно использовано, так как значение $i(x)$ в точке, лежащей внутри исследуемого объема, неизвестно. В [3, 4] предложены методы определения $\rho(x)$ по $I(x)$ в условиях ослабления электронного пучка, причем в [3] — для измерения плотности лишь в точках x , лежащих на плоскости симметрии течения, а в [4] — для определения всего профиля плотности $\rho(x)$ по профилю интенсивности излучения в любых точках $x \in [x_0, x_h]$, расположенных вдоль электронного пучка (x_0 — точка входа в исследуемый объем, x_h — точка выхода из него). В [4] задача определения $\rho(x)$ сведена к поиску решения интегрального уравнения и предложен итерационный алгоритм его решения. В отличие от [4] в данной работе рассмотрен подход, позволивший получить точное решение уравнения, приведенного в [4], и провести детальный анализ погрешностей восстановления $\rho(x)$ по $I(x)$ в зависимости от уровня погрешностей непосредственно измеряемых величин.

1. Воспользуемся, как и в [3, 4], широко применяемой в исследованиях экспоненциальной моделью затухания тока электронного пучка при увеличении x . При этом в точке x , лежащей на оси пучка, имеет место соот-