

## ЛИТЕРАТУРА

1. Егоров Б. В., Комаров В. Н. Исследование влияния процессов неравновесности в дозвуковой и сверхзвуковой частях сопла на величину инверсии заселенностей при течении газовой смеси  $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—O}_2\text{—H}_2\text{O}$ .—ПМТФ, 1975, № 2.
2. Козлов Г. И., Ступицкий Е. Л. Изменение коэффициента усиления в ударной волне, распространяющейся по инверсной среде.—ЖТФ, 1975, т. XV, вып. 2.
3. Лосев С. А., Макаров В. П., Павлов В. А., Шаталов О. П. Исследование процессов в газодинамическом лазере на ударной трубе большого диаметра.—ФГВ, 1973, т. 9, № 4.
4. Стулов В. П., Турчак Л. И. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха с учетом колебательной релаксации.—«Изв. АН СССР. МЖГ», 1966, № 5.
5. Саянин Г. Н. Исследование особенностей обтекания затупленных тел гиперзвуковым потоком неравновесного газа.—«Изв. АН СССР. МЖГ», 1966, № 6.
6. Дьяконов Ю. Н., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д. Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. Изд. ВЦ МГУ, 1971.
7. Зауер Р. Течения сжимаемой жидкости. М., ИЛ, 1954.
8. Егоров Б. В., Комаров В. Н. Расчет инверсии заселенностей и коэффициента усиления релаксирующей смеси газов при течении в соплах — В кн.: Проблемы физической газовой динамики. Вып. 1956. Труды ЦАГИ, 1975.

УДК 533.6.011.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАСЕЛЕННОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ В СВОБОДНОЙ СТРУЕ АЗОТА

*Б. Н. Борзенко, Н. В. Карелов, А. К. Ребров, Р. Г. Шарафутдинов*

(Новосибирск)

Большие градиенты газодинамических параметров и низкий уровень плотности, имеющие место при расширении в вакуум, приводят к нарушению равновесия между поступательными и внутренними степенями свободы, в том числе вращательными.

Экспериментальные исследования вращательной релаксации при расширении, основанные на измерениях давления в трубке Пито [1, 2] и функции распределения молекул по скоростям [3, 4], позволяют определить время вращательной релаксации, находящееся в соответствии с данными ультразвуковых измерений [5]. Из данных о времени вращательной релаксации трудно получить информацию о вероятностях возбуждения и кинетике заселенностей уровней. Первые исследования с электронным пучком [6], позволившие судить о заселенности уровней азота, обнаружили, что верхние вращательные уровни быстрее отходят от равновесия с поступательными степенями свободы. Распределение заселенностей, зарегистрированное автором, незначительно отличалось от болцмановского, это отличие не учитывалось при определении вращательной температуры. В последующих экспериментальных исследованиях с той же методикой измерений [7] переход от равновесного состояния к неравновесному принимался происходящим через непрерывный ряд болцмановских распределений.

Однако расчеты вероятностей перехода в квазиклассическом приближении [8] показывают, что вероятности одноквантовых переходов меньше для верхних вращательных уровней, что является причиной относительного перезаселения верхних уровней в процессе расширения и может служить основанием для создания и использования инверсии на вращательных уровнях [9].

Цель данной работы — исследование кинетики заселенностей уровней при расширении. Объектом исследования выбрана область расширения вдоль осевой линии тока в свободной струе азота низкой плотности. Измерение заселенностей производилось методом электронно-пучковой диагностики. Эксперименты проводились на газодинамической установке низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР [10].

**1. Заселенности уровней.** Определение заселенностей вращательных уровней основано на решении системы алгебраических уравнений, связывающих интенсивности излучения линий электронно-колебательно-вращательных

щательного спектра, возбужденного пучком электронов, с заселенностями уровней молекулы азота в основном состоянии  $N_2 X' \Sigma_g^+$ . Молекулы азота из основного состояния ударом быстрых электронов переводятся в возбужденное состояние иона  $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$  и затем спонтанно переходят в состояние  $N_2^+ X^2 \Sigma_g^+$  с излучением в первой отрицательной системе полос. Распределение интенсивностей в разреженном спектре при наличии модели процессов возбуждения — излучения дает возможность рассчитать заселенность уровней молекулы азота до возбуждения [11]. Распределение заселенностей уровней в  $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ -состоянии описывается соотношениями

$$(1.1) \quad N_{k+1} = c_1(N_{k+2}P_{(k+2)(k+1)} + N_k R_{k(k+1)}),$$

где  $c_1$  — константа данного электронно-колебательного перехода, включающая его вероятность;  $N_k, N_{k+2}$  — заселенности уровней в основном состоянии;  $P_{(k+2)(k+1)}, R_{k(k+1)}$  — относительные вероятности возбуждения, так называемые факторы Хенля—Лондона. Интенсивность излучения в линиях  $R$ -ветви

$$(1.2) \quad I_{(k+1)k} = c_2 N_{(k+1)} R_{(k+1)k},$$

где  $c_2$  — константа, включающая  $c_1$  и коэффициенты Эйнштейна. После подстановки в (1.2)  $N_k$  из (1.1) получим

$$(1.3) \quad N_k = [(I_{(k+1)k}/R_{(k+1)k}c_2)N_{(k+2)}P_{(k+2)(k+1)}]/R_{k(k+1)}.$$

Это выражение представляет собой две независимые системы алгебраических уравнений для четных и нечетных значений  $k$  с числом неизвестных  $N_k$  на единицу больше числа уравнений. Условием замыкания системы (1.3) для нечетных значений  $k$  может служить соотношение для интенсивности первой линии  $P$ -ветви

$$I_{01} = c_2 P_{01} P_{10} N_1,$$

которое позволяет решать систему уравнений с нижних уровней без использования дополнительных условий. Однако рекуррентный счет дает накопление ошибки на верхних малозаселенных уровнях, сравнимой со значением их заселенности. Другой способ замыкания предложен в работе [12]. Полагая  $N_k = 0$  при  $k > n$  ( $n$  — число регистрируемых линий в спектре), автор решает систему уравнений, начиная с больших номеров вращательных уровней. Недостаток этого способа в том, что заселенности уровней при  $k > n$  не равны нулю и сравнимы по величине с учитываемыми. Для замыкания системы уравнений (1.3) в данной работе полагалось  $N_k = 0$  при  $k \geq 2n$ . Интенсивность линий при  $k > n$  определялась экстраполяцией (по измерениям интенсивности пяти последних линий методом наименьших квадратов строилась зависимость  $I = A \exp(-Bk^2)$  для  $k = n, n+1, \dots, 2n-1$ ). Некорректность, вносимая допущением  $N_k = 0$  при  $k \geq 2n$ , затухала до  $k = n$ . Погрешность экстраполированных значений вычислялась как дисперсия прогноза метода наименьших квадратов. Так как матрица системы не содержит ошибок и ошибки округления малы по сравнению с обусловленностью системы, то погрешность в определении

$$\Delta N_k = [(2k+1)/(k+1)][\Delta I_{k+1}(2k+1)/(k+1) + \Delta N_{k+2}(k+2)/(2k+5)]$$

составляет 5—15%, что вдвое меньше, чем в работе [12], и для наших экспериментов не превышает ошибки измерения.

Энергия вращательных степеней свободы, выраженная в градусах, вычислялась с использованием известных соотношений [13]

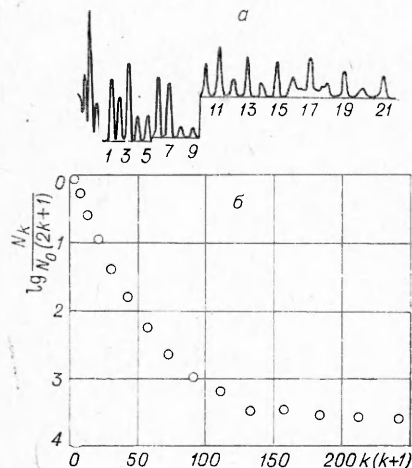
$$(1.4) \quad E_R = \sum_1^n k(k+1) \Theta N_k / \sum_0^\infty N_k + \delta E_R,$$

где  $\Theta = B_v hc/kT = 2,878$  К — характеристическая вращательная температура;  $B_v$  — вращательная постоянная;  $h$  — постоянная Планка;  $k$  — постоянная Больцмана;  $c$  — скорость света. Член  $\delta E_R$  учитывает вклад незарегистрированных линий в спектре

$$\delta E_R = \sum_{n+1}^\infty k(k+1) \Theta N_k / \sum_0^\infty N_k.$$

Здесь использовались значения  $N_k$  по экстраполяции при  $k > n$ . Обычно величина  $\delta E_R$  составляла  $\sim 1\%$  от  $E_R$ .

**2. Методика измерений.** Излучение от выбранной «точки», возбужденное пучком электронов с энергией 20 кэВ и током  $i = 10$  мА, передавалось с масштабом изображения 1:1 на входную щель спектрометра ДФС-12. Размеры «точки» в потоке определялись диаметром пучка (2–3 мм), высотой и шириной щели. Щель спектрометра устанавливалась параллельно пучку электронов и изменялась по высоте от 0,5 (вблизи среза сопла) до 7 мм (в дальнем поле течения). На выходной щели спектрометра



Фиг. 1

установлен фотоумножитель ФЭУ-79, имеющий темновой ток  $1 \cdot 10^{-10}$  А при анодной чувствительности 10 А/лм. Электрический сигнал фотоумножителя регистрировался потенциометром ЭППВ-60. Входная и выходная щели спектрометра устанавливались по 0,03 мм, что при обратной линейной дисперсии монохроматора 5А/мм вполне обеспечивало разрешение всей  $R$ -ветви и первых двух линий  $P$ -ветви полосы 0–0 первой отрицательной системы. Время записи одной спектрограммы 2–3 мин. Во время записи производился контроль тока пучка, если его колебания превышали 2–3%, запись спектра повторялась.

Особое внимание при записи спектрограммы уделялось регистрации верхних вращательных линий. Их интенсивность отличалась от максимальной

на 2–3 порядка, причем это отличие наиболее существенно при низких температурах. Для регистрации слабых линий потенциометр ЭППВ-60, имеющий в области  $10^{-10}$ – $10^{-6}$  А четыре диапазона, был отградуирован таким образом, что отношение коэффициентов усиления на соседних диапазонах равнялось 10. Погрешность измерения интенсивности составляла 5; 7 и 20% для первого, второго и третьего диапазонов. На фиг. 1, а приведен пример спектрограммы, а на фиг. 1, б — результаты расчета относительной заселенности уровней для этой спектрограммы (заселенность нечетных уровней удвоена с учетом ядерного спина).

**3. О погрешностях, вносимых электронным пучком.** В области пучка образуется плазма и измерения могут отражать не состояние газа до возбуждения, а состояние этой плазмы. Однако оценки [11], измерения

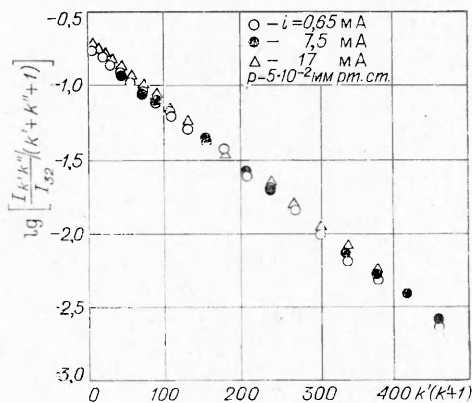
плотности в условиях, когда она известна (например, [14]), а также измерение функции распределения поступательных степеней свободы в гелии [15] показывают, что роль вторичных продуктов воздействия электронного пучка незаметна и излучение, им возбужденное, правильно отражает состояние газа до возбуждения. Также возможно отличие процесса возбуждения — излучение от модели [11], отклонения от которой обнаружены экспериментально в работе [16]. Заселенности верхних вращательных уровней при возбуждении электронами с энергией ниже 300 эВ отклонялись от максвелловского распределения, хотя газ в объеме камеры находился в термодинамическом равновесии. Последующее исследование [17] показало, что при возбуждении электронным пучком с энергией 10 кэВ процессы возбуждения излучения описываются моделью [11] до давлений  $\sim 1$  мм рт. ст. при комнатной температуре.

В данной работе проведена проверка влияния величины тока пучка на результаты измерения заселенности. Изменение тока в 25 раз как в покоящемся газе при комнатной температуре (фиг. 2), так и при низких температурах в потоке не привело к нарушению пропорциональности интенсивности излучения и тока. Температура покоящегося газа в пределах ошибки  $\pm 2\%$  совпадала с комнатной, и отклонения от максвелловского распределения не выходили за пределы погрешностей.

При давлениях выше 0,3 мм рт. ст. и комнатной температуре интенсивности верхних вращательных линий, начиная с  $k=16$ , оказались выше ожидаемых. Идентификация спектров по данным [18] показала, что вращательные линии полосы 0—0 первой отрицательной системы  $N_2^+$ , начиная

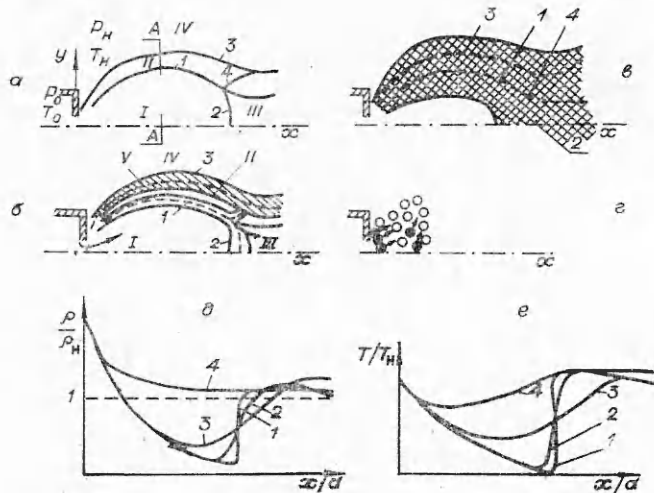
с 16-й линии, перекрываются полосой 3—6 второй положительной системы. С понижением температуры заселенность верхних уровней падает и перекрытие проявляется при меньших плотностях. Зависимость от плотности связана с тем, что полоса 3—6 возбуждается в основном вторичными электронами, число которых пропорционально квадрату плотности, интенсивность же полосы 0—0 линейно зависит от плотности [11].

**4. Качественное описание процессов в струях низкой плотности.** Такое описание необходимо для последовательного изложения влияния окружающего газа на релаксационные процессы в струе. Структура течения в свободной струе, рассчитанная по модели невязкого газа, приведена на фиг. 3, а. Газ с давлением и температурой торможения  $p_0$  и  $T_0$  расширяется из сопла в среду с параметрами  $p_n$  и  $T_n$ , образуя характерную волновую структуру: висячую ударную волну 1, диск Маха 2 и отраженную волну 4. Границей, разделяющей окружающее пространство IV и струю, служит контактный разрыв 3. Зона I — ядро струи, II — сжатый слой, III — область течения за диском Маха. Течение в ядре струи не зависит от условий в окружающем пространстве и такое же, как при истечении в вакуум. В реальных условиях вдоль границы струи 3 располагается зона смешения V (фиг. 3, б). В режиме сплошной среды зона смешения и висячая ударная волна разделены участком невязкого сжатого слоя.



Фиг. 2

Снижение общего уровня плотности (при сохранении постоянным отношения давлений  $p_0/p_n$ ) ведет к переходу от сплошного режима к режиму рассеяния. Существенной чертой этого перехода является расширение зон смещения и ударных волн. В переходном режиме невязкая часть сжатого слоя отсутствует, а зона смещения и ударные волны образуют сращенный слой (фиг. 3, в). В режиме рассеяния (фиг. 3, г) не образуется



Фиг. 3

характерной волновой структуры, так как уже на относительно малых расстояниях от среза сопла энергия направленного движения молекул газа струи переходит в тепловую.

Качественный характер изменения параметров (плотности и температуры, отнесенных к параметрам окружающего газа) вдоль оси струи для всех четырех режимов при  $T_0 = T_n$  показан на фиг. 3, д, е. В режиме сплошной среды результаты расчетов для невязкого газа (кривые 1) хорошо подтверждаются экспериментальными данными (кривые 2) вплоть до диска Маха. В переходном режиме молекулы газа из более плотных сжатых слоев и из окружающего пространства могут проникать в зону ядра до оси струи. Столкновение молекул газа струи с проникшими молекулами приводит к их рассеянию.

Проникающие молекулы струи вместе с рассеянными образуют фоновый газ, на котором вниз по потоку происходит диссипация энергии направленного движения. Влияние фонового газа приводит к отклонению плотности и температуры от зависимостей для вязкого расширения, определяемых числом Рейнольдса в критическом сечении сопла. Ввиду того, что вязкость практически не сказывается на изменениях плотности, зависимости плотности для вязкого и изэнтропического расширения совпадают. В режиме рассеяния диссипативные процессы усиливаются настолько, что плотность может даже не снижаться ниже окружающей (кривая 4 на фиг. 3, д), а температура лишь незначительно понижается относительно окружающей (кривая 4 на фиг. 3, е).

В качестве критерия подобия, определяющего условия взаимодействия струи с окружающей средой при  $T_0 = T_n$ , может быть использовано число  $Re_L = Re_* / \sqrt{p_0/p_n}$  [19]. При  $Re_L > 100$  течение в струе можно считать сплошным, а ядро невозмущенным. Течение с  $Re_L < 10$  соответствует режиму рассеяния;  $10 < Re_L < 100$  — переходная область.

**5. Кинетика заселенностей уровней.** Измерения проводились в струях за звуковыми соплами с диаметрами  $d = 5$  и  $2$  мм при  $T_0 = 290$  К и давлении  $p_0 = 3-650$  мм рт. ст. Влиянием пограничного слоя можно пренебречь и считать диаметры сопел равными геометрическим. Условия экспериментов приведены в табл. 1, где даны и значения используемых в

Таблица 1

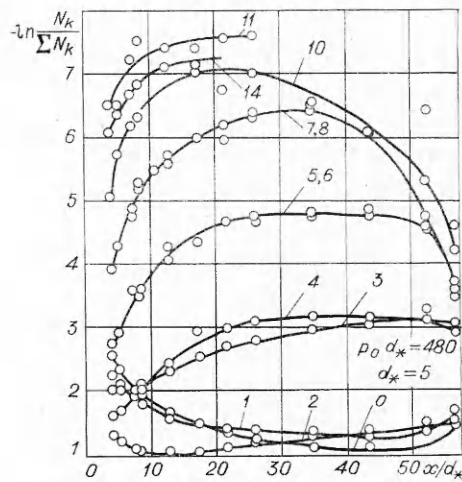
$p_0 d$	$d$ , мм	$p_0$ , мм рт. ст.	$p_0/p_H \cdot 10^{-3}$	$T_0$ , К	$Re_*$	$p_H \cdot 10^3$ , мм рт. ст.	$Re_L$
16,45	5	3,29	1,34	290	335	2,45	9,14
80	5	16	2,775	290	1631	5,77	31
80	5	16,00	0,248	290	1631	64,5	103,0
481	5	96,25	9,85	290	9820	9,77	98,8
13,5	2,066	6,5	1,733	290	274	3,75	6,58
73,5	2,066	35,54	4,52	290	1500	8,87	4,52
493	2,066	238	14,25	290	10050	16,7	84,5
1345	2,066	650	29,9	290	27450	21,75	29,9

дальнейшем параметров моделирования: а) релаксационных процессов при постоянной температуре  $p_0 d$  [6], б) влияния вязкости и разреженности в струе  $Re_L$  [19].

Изложение результатов удобно начать с эксперимента при  $p_0 d = 493$ ,  $Re_L = 84,5$ . В соответствии с работой [19] в ядре имеется область, не возмущенная фоном, а на больших расстояниях от среза сопла вполне определенно можно выделить влияния фона на кинетику заселенностей

уровней. Изменение относительных заселенностей уровней  $N_k / \sum_0^{\infty} N_k$  вниз по потоку от среза сопла показано на фиг. 4, цифрами обозначены номера вращательных уровней.

По мере удаления от среза сопла падение поступательной температуры и процесс релаксации внутренних степеней свободы приводит к уменьшению заселенности верхних уровней и росту нижних. Начиная с некоторого расстояния, заселенность нижних уровней (до 6-го) почти не изменяется (стабилизируется). Расстояние это тем меньше, чем выше номер уровня. Для 5-го и 6-го уровней стабилизация наступает на 20 калибрах, а для 0-го и 2-го ее не наблюдается на всем исследуемом участке струи. На верхних уровнях нет выраженного участка стабилизации: заселенность сначала падает,



Фиг. 4

проходит через минимум, затем растет. Положение минимума смещается ближе к соплу с возрастанием номера вращательного уровня.

При расширении в вакуум следует ожидать стабилизации заселенности уровней вследствие замораживания вращательной релаксации. Похожий характер имеют заселенности 6-го уровня и ниже до  $x/d \approx 50$ , в то время как поведение заселенностей верхних уровней и нижних при  $x/d > 50$  противоречит представлениям о ходе релаксационного процесса при расширении и может быть вызвано влиянием фона. Это влияние может проявляться двояко: либо фоновый газ участвует в релаксационном процессе, изменяя его, либо при замораживании вращательной релаксации зарегистрированный спектр является суперпозицией спектров «холодных» молекул струи и фонового газа. Разделить эти эффекты в настоящее время трудно.

Характерно, что чем выше номер вращательного уровня, тем меньше расстояние от среза сопла, на котором заметно влияние фона. Например, для выбранного эксперимента (см. фиг. 4) влияние фона на заселенность 0-уровня обнаруживается только на расстояниях свыше 50 калибров, а для 10-го на 20 калибрах.

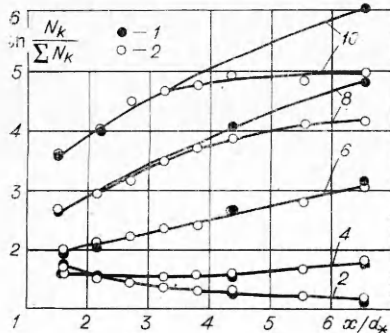
Оценку количества фонового газа на оси струи для рассматриваемого эксперимента можно сделать при следующих предположениях: 1) до наступления стабилизации фон не изменил относительной заселенности используемого для оценки уровня; 2) распределение заселенностей молекул фона больцмановское с температурой  $T_n = 290$  К. Результат оценки по 10-му уровню на 40 калибрах от среза сопла дан в табл. 2, где видно,

Таблица 2

$k$	10	8	6	4	2	0
$N_\phi$	0,65	0,4	$8,5 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$

что количество молекул фона, не существенное для заселенности нижних уровней, вносит значительный вклад в заселенность верхних.

Влияние фона на заселенность вращательных уровней показано на фиг. 5 в результате измерений при постоянном  $p_0 d = 80$  и двух отношениях давлений  $p_0/p_n = 2,8 \cdot 10^3$  и  $0,25 \cdot 10^3$ , которым соответствуют точки 1 и 2. На расстояниях, близких к срезу сопла ( $\sim$  до 3 калибров), заселенности уровней, включая 10-й, не обнаруживают влияния фона и

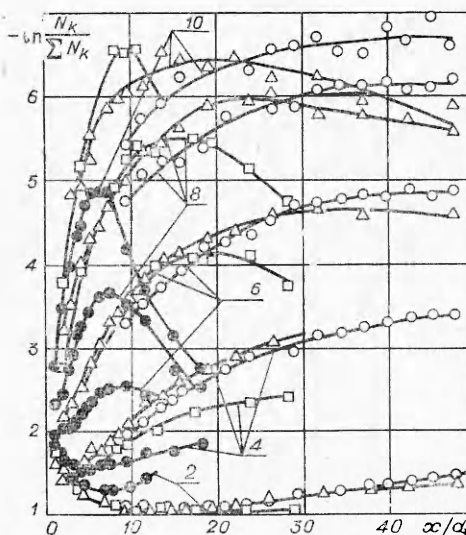


Фиг. 5

релаксационный процесс протекает так же, как при истечении в вакуум: заселенности для большего и меньшего давлений совпадают. С увеличением расстояния заселенности верхних уровней расходятся. Из результатов данной работы следует, что размеры ядра, в котором можно считать заселенности уровней невозмущенными (например, по отклонению, меньшему 10%, от значений для истечения в вакуум), значительно меньше области, определяемой как невозмущенная в работе [19] по 10%-ному отклонению плотности от изэнтропы.

Анализ вращательной релаксации при расширении с учетом влияния фона в настоящее время затруднителен, поэтому в дальнейшем будут рассматриваться в основном те данные, которые можно отнести к истечению в вакуум. Их отбор для анализа производился на основании качественных оценок, упомянутых выше. Причем нельзя утверждать, что во всех случаях, особенно для высоких вращательных уровней, влияние фона полностью исключено.

**6. Влияние  $p_0d$  на кинетику заселенностей.** Исследование производилось на сопле с  $d = 2$  мм. Результаты измерений для 13,5; 73,5; 493 и 1340 мм рт. ст.·мм даны на фиг. 6, где приведена только часть уровней. До значений  $p_0d = 493$  поведение заселенностей уровней с ростом  $p_0d$  соответствует представлению о кинетике вращательной релаксации: чем больше  $p_0d$ , тем ближе к состоянию равновесия с поступательными степенями свободы находится распределение заселенностей. Заселенности нижних уровней растут с увеличением  $p_0d$ , а верхних (с 4-го по 10-й) — падают. Исключение составляют данные для  $p_0d = 1340$ , когда заселенности уровней с 4-го по 10-й больше, а 2-го уровня меньше соответствующих в эксперименте с  $p_0d = 493$ . Характер изменения заселенностей вдоль оси струи для всех режимов приблизительно одинаков. При  $p_0d = 13,5$  релаксационный процесс замораживается вблизи среза сопла (приблизительно до 6 калибров), а при  $p_0d = 1340$  замораживания не наблюдается во всей области измерений до 70 калибров. По данным, приведенным на фиг. 6, хорошо видно влияние фона: заселенности уровней с  $p_0d = 13,5$  ( $Re_L = 9$ ) возмущены влиянием фона во всей области измерений, а в эксперименте с  $p_0d = 1340$  ( $Re_L = 160$ ) влияние фона заметно только для верхних уровней на расстояниях, больших 30—40 калибров.



Фиг. 6

**7. Вращательная релаксация.** Степень отклонения заселенности вращательных уровней от больцмановского распределения удобно характеризовать «температурой» заселения  $T_k$ , вычисляемой по формуле [19]

$$T_k = -k(k+1)\Theta / \ln [N_k / N_0(2k+1)],$$

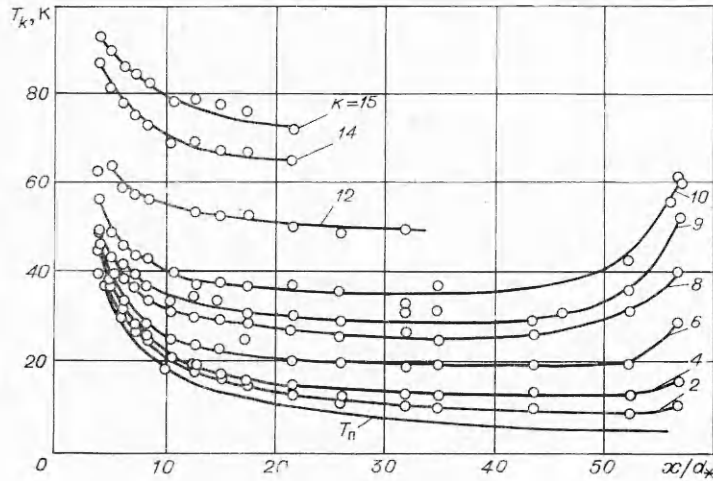
где нечетные  $N_k$  удвоены. При больцмановском распределении  $T_k$  одинаково для всех уровней.

Данные по «температуре» заселения уровней вдоль оси струи для  $p_0d = 480$  приведены на фиг. 7, где цифрами обозначены номера вращательных уровней. Нижняя кривая  $T_{II}$  — расчетная температура изэнтропического расширения с  $\gamma = c_p/c_v = 1,4$ . Во всей области измерений отсутствует больцмановское распределение. «Температура» заселения возрастает с номером уровня. По мере удаления от среза сопла различие в «температуре» заселения растет и затем наступает стабилизация, причем тем раньше, чем выше квантовый уровень. После участка стабилиза-



ции наблюдается подъем вначале на верхних уровнях, затем вниз по потоку на нижних, последнее вызвано влиянием фона.

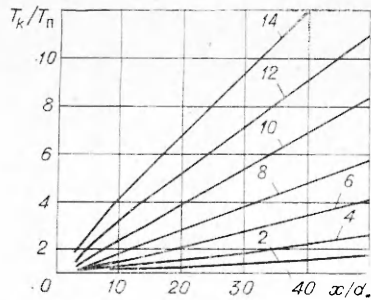
Для других  $p_0 d$  в изменении «температур» заселения по калибрам обнаруживаются такие же тенденции. Значения температуры стабилизации отдельных уровней уменьшаются с увеличением  $p_0 d$ . Но при  $p_0 d = 1340$  значения  $T_k$  оказались выше, чем соответствующие для  $p_0 d = 480$ .



Фиг. 7

Возможно, эта аномалия связана с влиянием конденсации, начальная стадия которой, согласно оценкам по данным работы [20], имела место на этом режиме.

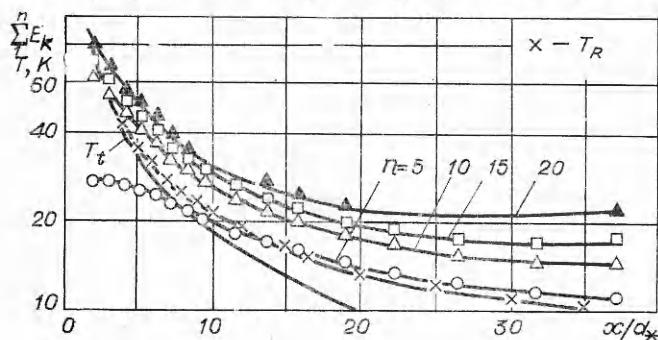
За тем, как нарушается равновесие между вращательными и поступательными степенями свободы в процессе расширения, можно следить по изменению  $T_k/T_n$ . В равновесных условиях  $T_k/T_n = 1$ , а при больцмановском распределении заселенностей  $T_k/T_n$  одинаково для всех уровней. Изменение  $T_k/T_n$  вдоль оси струи для  $p_0 d = 493$  дано на фиг. 8. Очевидно, что во всей области измерений отсутствует больцмановское распределение заселенностей. Верхние уровни релаксируют медленнее, причем чем выше уровень, тем ближе к срезу сопла заметен отход от равновесия. Качественно этот отход для верхних уровней одинаков: медленный на ближних к соплу калибрах, с постепенным возрастанием темпа отхода и последующей его стабилизацией. На участке стабилизации темпа наклон прямых является функцией номера вращательного уровня и  $p_0 d$ . Для других  $p_0 d$  качественное изменение  $T_k/T_n$  аналогично описанному.



Фиг. 8

**8. Энергия и температура вращательных степеней свободы.** При отсутствии больцмановского распределения заселенностей уровней средняя энергия вращательных степеней свободы, выраженная в градусах, вычисляется как сумма вкладов отдельных уровней  $E_k$  в соответствии с выражением (1.4);  $E_R$  можно рассматривать как вращательную температуру, но в этом случае она не характеризует распределение заселенностей. При

больцмановском распределении  $T_R = T_h = E_R$ . На фиг. 9 показано изменение вращательной энергии, вычисленной по различному числу членов суммы  $\sum_1^n E_k$  ( $n = 5; 10; 15; 20$ ) для  $p_0 d = 480$ , в сравнении с температурой  $T_{\text{ш}}$ ; видно, что ограничение суммы  $\sum_1^n E_k$  может привести к значительным погрешностям в  $E_R$ . По мере удаления от среза сопла большая часть вращательной энергии приходится на нижние уровни,



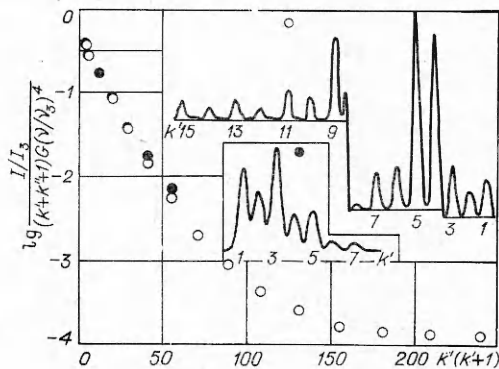
Фиг. 9

и суммы  $E_k$  для разных  $n$  должны сближаться. До определенного расстояния это действительно наблюдается ( $\sim 10$  калибров для  $p_0 d = 480$ ), затем под воздействием проникающих молекул возрастает заселенность верхних уровней, растет их вклад в  $E_R$ , и суммы  $E_k$  снова расходятся.

В приведенных результатах уже обнаруживается тенденция приближения к асимптотическому пределу  $E_R$  по мере увеличения членов суммы (в области отсутствия влияния проникающих молекул). Однако необходимое количество уровней для оценки вращательной энергии с заданной погрешностью трудно предсказать заранее (оно является функцией  $p_0 d$ ,  $T_0$  и  $Re_L$ ).

Полученные данные по вращательной энергии (см. фиг. 9) сравниваются с результатами работы [6] при одинаковых условиях по  $p_0 d$  и  $Re_L$ . Все точки работы [6] лежат ниже  $\sum_1^{10} E_k$ . Такое же несогласование результатов имеет место и для других  $p_0 d$ . С целью объяснения причин этого проведено сравнение спектрограмм (фиг. 10: верхняя спектрограмма — данная работа, нижняя — работа [6]), полученных при одинаковых условиях. Из сравнения видно, что в работе [6] не зарегистрирована значительная часть линий. Для всех спектрограмм [6] максимальное отношение интенсивности не превышало десяти; в данной работе оно достигает  $10^3$ .

В работе [6] для спектрограммы, приведенной на фиг.



Фиг. 10

10, автор по наклону прямой определяет вращательную температуру  $T_R = 26$  К; отход от этой прямой заметен уже для  $k = 6; 7$ , но он находится в пределах погрешностей его работы. Для наших измерений отсутствие бoльцмановского распределения очевидно, а  $E_R = 30,8$  К.

Ясно, что как в рассматриваемом примере, так и в других условиях в работе [6] нельзя было включить в оценку вращательной энергии вклад верхних уровней. Поэтому к выводам о временах вращательной релаксации, полученных в работе [6] и последующими авторами с такой же методикой измерений, следует относиться весьма критически.

Используемый метод измерения температуры [11] применим для слабоградиентных потоков. В условиях расширения газа, близкого к сферическому (как в данной работе), введение понятия температуры условно. Измеренная же методом наклона по заселенности нижних квантовых уровней вращательная температура в сильно градиентных потоках имеет значение, приближающееся сверху к поступательной температуре и превышает ее на величину, зависящую от всей предыстории потока до точки измерения. Эта температура приближенно характеризует энергию только нижних квантовых уровней.

#### 9. О причинах нарушения бoльцмановского распределения.

Одной из причин неравновесности по вращательным уровням является сильная зависимость скорости обмена энергией от номера уровня. Это показано для одно- и двухквантовых переходов в работе [9]. Расчеты расширения в соплах [9], выполненные с использованием вероятностей из работы [8], находятся в качественном соответствии с результатами данной работы — «температура» заселения нижних уровней близка к кинетической, верхних — к температуре торможения.

Другая причина нарушения бoльцмановского распределения — влияние фона. Как диссипативные процессы, вызванные проникающими молекулами, так и неравновесная диффузия более горячего газа в ядро струи могут приводить к распределению заселенностей в этой смеси, качественно похожему на описанное выше: нижние уровни имеют «температуру» заселения, близкую к температуре газа струи, верхние — более высокую.

Еще одна причина возникновения неравновесной заселенности при больших  $p_0 d$  может быть связана с процессом конденсации. Основанием для такого предположения являются аномальное с точки зрения вращательной релаксации в гомогенной среде распределение заселенности уровней для  $p_0 d = 1340$  (п. 7) и свидетельства о протекании конденсации в процессе расширения. Действительно, по оценкам, сделанным на основании экспериментальных данных [20], при  $p_0 d = 1340$  имеет место начальная стадия конденсации, результат которой (при больших  $x/d$ ) можно весьма приближенно характеризовать некоторым средним размером кластера — около 10 молекул на кластер. Механизм влияния конденсации на кинетику заселенностей в настоящее время неизвестен.

Поступила 14 X 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cottrell T. L., McCoubrey J. C. Molecular energy transfer in gases. p. 59, London. Butterworths, 1961.
2. Lefkowitz B., Knuth E. L. A study of rotational relaxation in a low-density hypersonic free jet by means of impact-pressure measurements. Rarefied Gas Dynamics. 6th Internat. Sympos. Proc. Vol. 2. N. Y.— L., Acad. Press., p. 1421, 1969.
3. Hagen O., Henkes W. Untersuchung der thermischen Relaxation der Düsenströmungen durch Analyse der Gaskinetischen Geschwindigkeitsverteilung. — *Z. für Naturforschung*, 1960, Bd 15a, H. 10.

4. Miller D. R., Andres R. P. Rotational relaxation of molecular nitrogen.— «J. Chem. Phys.», 1967, vol. 46, N 9, p. 3418.
5. Gallagher R. J., Fenn J. B. A free jet study of rotational relaxation of molecular nitrogen from 300—1000° K. Rarefied Gas Dynamics. 9th Inter. Sympos. Proc. V. I. Göttingen, Germany. DFVLR — Press, B. 19, 1974.
6. Marrone P. V. Temperature and density measurements in free jets and shock waves.— «Phys. Fluids», 1967, vol. 10, N 3, p. 521.  
Marrone P. V. Rotational temperature and density measurement in free jets, and shock waves using an electron beam probe. UTJAS Rep. 113, 1967.
7. Lewis J. W. L., Price L. L., Kinslow M. Rotational relaxation of N<sub>2</sub> in heated expansion flow fields. Rarefied Gas Dynam. 9th Intern. Symp. V. I. Cöttingen, Germany. DFVLR-Press B. 17, 1974.
8. Варгин А. Н., Ганина Н. А., Колюхов В. К., Селяков В. И. Расчет вероятностей вращательных переходов двухатомных молекул при столкновении с тяжелыми частицами.— ПМТФ, 1975, № 2.
9. Варгин А. Н., Ганина Н. А., Колюхов В. К., Луковников А. И., Селяков В. И. Получение инверсии на вращательных уровнях двухатомных молекул при адиабатическом расширении газа.— «Квантовая электроника», 1975, т. 2, № 3.
10. Бочкарев А. А., Великанов Е. Г., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г., Ярыгин В. Н. Газодинамические установки низкой плотности.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
11. Muntz E. P. Measurement of rotational temperature vibrational temperature and molecular concentration in nonradiating flows of low density nitrogen. UTJAS Rep. N 71, 1961.  
Muntz E. P. Static temperature measurements in a flowing gas.— «Phys. Fluids», 1962, vol. 5, № 1.
12. Smith R. B. Electron — beam investigation of a hypersonic shock wave in nitrogen.— «Phys. Fluids», 1972, vol. 15, N 6.
13. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. М., ИЛ, 1949.
14. Ребров А. К., Чекмарев С. Ф., Шарафутдинов Р. Г. Влияние разреженности на структуру свободной струи азота.— ПМТФ, 1971, № 1.
15. Muntz E. P. Measurements of anisotropic velocity distribution functions in rapid radical expansions. Rarefied Gas Dynamics.— 5th Intern. Symp. Proc. Vol. 2. N. Y. — L., 1967, p. 1257.
16. Полякова Г. Н., Фогель Я. Н., Зац А. В. Распределение ионов N<sub>2</sub><sup>+</sup>, возникших при соударениях электронов с молекулами азота, по уровням вращательной и колебательной энергий.— ЖЭТФ, 1967, № 52, с. 1494.
17. Maguire V. L. Density effects on rotational temperature measurements in nitrogen using the electron beam excitation technique. Rarefied Gas Dynamics. 6th Intern. Symp. Vol. 2. N. Y.— L., Academic Press, 1969.
18. Tye D. C., Nicholls R. W. Identification Atlas of Molecular Spectra 2: The N<sub>2</sub>C<sup>3</sup>Π<sub>u</sub>—V<sup>3</sup>Π<sub>g</sub> Second Positive System. The University of Western Ontario. London, Ontario, 1964.
19. Волчков В. В., Иванов А. В., Кисляков Н. И., Ребров А. К., Сухнев В. А., Шарафутдинов Р. Г. Струи низкой плотности за звуковым соплом при больших перепадах давления.— ПМТФ, 1973, № 2.
20. Hagena O. F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature nozzle size, and test gas.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 5.