

и представления (11)

$$(29) \quad T_1 = T_* - \frac{q_{1*}}{\kappa_1} (x - l_2) - \frac{1}{1 + 2/N_1} \left[(T_* - T_0) - \left(1 + \frac{1}{N_1} \right) \frac{q_{1*}}{\kappa_1} l_1 \right] \left(\frac{x - l_2}{l_1} \right)^2,$$

удовлетворяющего граничным условиям (3) и

$$(30) \quad T_1|_{l_2} = T_*, \quad -\kappa_1 T_{1,x}|_{l_2} = q_{1*}.$$

Введенные тепловые потоки $q_{\alpha*}$ удовлетворяют граничному условию

$$(31) \quad q_{2*} - q_{1*} = \rho \Delta w_* l_{2,t}.$$

Система уравнений (26), (28) и (31) относительно $q_{\alpha*}$ и l_2 замкнута.

Стадия 3 завершается выходом границы фазового перехода на границу слоя (в момент времени $t = t_3$), после чего процесс описывается единым для слоя уравнением (1) для фазы 2 до наступления следующего фазового перехода. Впрочем, второй и последующие фазовые переходы возможны и до завершения первого.

Автор благодарит Ю. Н. Вершинина за дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников // ЖТФ.— 1976.— Т. 46, № 9.
2. Бурцев В. А., Калинин Н. В. Численное моделирование электрического взрыва проводников.— Л., 1983.— (Препринт/НИИЭФА; № К—0623).
3. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стигана.— М.: Наука, 1979.
4. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: ГИТТЛ, 1953.

Поступила 18/V 1987 г.

УДК 533.6.011.8

ВРЕМЯ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ АЗОТА

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

Теоретическое описание вращательной релаксации может быть осуществлено с помощью уравнений Ванг-Чанга — Уленбека для одночастичной функции распределения $f_j(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ [1], где j — вращательное квантовое число, \mathbf{v}, \mathbf{r} — скорость и координата, t — время. Когда характерное время вращательной релаксации существенно больше характерного времени установления равновесного распределения поступательной энергии молекул, функция распределения f_j представляется в виде произведения $f_j = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) N_j(\mathbf{r}, t)$. В этом случае релаксация $N_j(\mathbf{r}, t)$ происходит при равновесном распределении поступательной энергии и описывается системой кинетических уравнений [2]. В настоящее время отсутствует надежная информация о константах скоростей вращательных переходов, входящих в эти уравнения, что затрудняет расчеты поуровневой кинетики.

Для менее детального описания часто используется релаксационное уравнение

$$(1) \quad dE_R/dt = -(E_R - E_t)/\tau_R,$$

справедливое для малых отклонений от равновесия (E_R и E_t — текущее и равновесное значение вращательной энергии, τ_R — время вращательной релаксации).

Время вращательной релаксации определялось из различного типа экспериментов (ультразвук, ударные волны, термотранспирация и т. д.), в том числе из измерений параметров в свободной струе [3]. При интерпретации экспериментов обычно предполагалось, что уравнение (1) справедливо во всем течении, хотя в свободных струях могут быть достигнуты значительные отклонения от равновесия, что ставит под сомнение

применимость уравнения во всей области параметров. Вторым недостатком трактовки имевшихся экспериментальных данных в том, что по измеренным в струе величинам подбирается постоянное для всего потока характерное число столкновений $Z_R = \tau_R/\tau_t$ (τ_t — время поступательной релаксации), хотя хорошо известно, что Z_R зависит от температуры газа, которая в свою очередь в струе изменяется значительно.

В данной работе по измерениям в сверхзвуковых свободных струях методом электронно-пучковой диагностики (ЭПД) находятся времена вращательной релаксации в молекулярном азоте. Метод ЭПД позволяет по интенсивностям вращательных линий спектра первой отрицательной системы полос азота, возбужденного электронным пучком, рассчитать заселенности вращательных уровней молекул N_2 и вращательную энергию E_R . При небольшом отклонении от равновесия по измеренным значениям E_R с помощью уравнения (1) определяются τ_R аналогично тому, как это сделано в [4] для релаксации азота в аргоне. Предложенный метод позволил выявить температурную зависимость времени релаксации и расширить область определения τ_R до температур 10 К, ранее недоступных для исследования. С увеличением температурного интервала появилась возможность более детального анализа теоретических расчетов скорости вращательной релаксации.

При сверхзвуковом расширении газа из сопла в вакуум быстро уменьшаются плотность и температура газа. Уменьшение частоты столкновений приводит к постепенному нарушению равновесия между внутренними и поступательными степенями свободы молекул. При невысоких температурах колебательные степени свободы не возбуждены и обмен энергией в столкновениях осуществляется только между вращательными и поступательными степенями свободы. Если в эксперименте проследить за постепенным отклонением от равновесия вращательных степеней свободы, то можно получить информацию о скорости релаксационного процесса.

Реально истечение газа происходит в вакуумную камеру с низким, но конечным давлением. Параметры потока в сверхзвуковом ядре свободной струи, ограниченном боковой ударной волной и диском Маха, такие же, как при истечении в вакуум. Размеры ядра зависят от параметров источника и давления в вакуумной камере. При низких давлениях торможения струя становится диффузной и молекулы газа окружающего пространства и сжатых слоев за боковыми волнами проникают в ядро, разрушая течение. Использование таких струй для исследований релаксационных процессов затруднительно, так как кроме газодинамического расширения необходимо учитывать диффузию, рассеяние и т. д. В данной работе проникновение газа из окружающего пространства в ядро струи уменьшалось глубокой откачкой вакуумной камеры паромасляными и гелиевыми криогенными насосами. В тех случаях, когда эффект проникновения был возможен, контроль его отсутствия производился изменением давления газа в вакуумной камере [5].

Другим нежелательным процессом, приводящим к более сложному механизму обмена энергией в потоке, является процесс конденсации. При расширении газа быстрое падение температуры приводит к возможности его конденсации. Ограничить влияние конденсации на вращательную релаксацию можно, проводя исследование при минимальных плотностях газа, т. е. при минимальных давлениях торможения. Это условие противоречит условию ограничения влияния фонового газа. Поэтому в данной работе эксперименты проводились с как можно большими по размерам соплами при минимальных давлениях торможения. Более подробно вопрос выбора данных, свободных от влияния конденсации и фонового газа, рассмотрен в [5, 6].

Эксперименты проводились в стационарных свободных струях за звуковыми соплами на газодинамической установке низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР (стенд ВС-4 [5]). На различных расстояниях от среза сопел на оси струи регистрировались электронно-колебательно-вращательные спектры первой отрицательной системы по-

Номер эксперимента	T_0 , К	$n_0 d_* \cdot 10^{-16}$, см ⁻²	Диапазон x/d_*	Номер эксперимента	T_0 , К	$n_0 d_* \cdot 10^{-16}$, см ⁻²	Диапазон x/d_*
1	880	11	0,8—9,7	7	990	70,1	0,8—13,7
2	293	74,9	15—35	8	900	26,1	0,8—9,7
3	665	2,9	0,8—9,8	9	730	12,1	0,8—10
4	293	9,9	0,7—10	10	730	6,6	0,8—6,8
5	293	8,1	0,9—5,8	11	670	2,9	0,8—5,8
6	860	5,8	1,4—8,2				

лос N_2^+ . Эти спектры возбуждались пучком электронов с энергиями 10—15 кэВ. Объем, из которого производился отбор излучения, ограничивался диаметром пучка электронов (~ 2 мм) и размерами спектральных щелей ($0,1 \times 3$ мм). Расстояние от среза изменялось перемещением источника газа относительно неподвижного электронного пучка. Использовался диапазон температур торможения T_0 от 295 до 1000 К. Температура торможения измерялась расходным методом и контролировалась термопарами. Более подробно вопрос об определении T_0 рассмотрен в [7], а в [8] подробно описана аппаратура и приведены погрешности первичных измерений.

Для вычисления времени релаксации по уравнению (1) необходимо найти зависимость энергии вращательных степеней свободы в основном состоянии $N_2 X^1 \Sigma_g^+$, $v = 0$ от координаты x ($x = 0$ — срез сопла). В экспериментах измерялись вращательные спектры первой отрицательной системы полос (процесс $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$, $v' = 0 \rightarrow N_2^+ X^2 \Sigma_g^+$, $v'' = 0 + h\nu$), возбужденные прямым электронным ударом [8] (процесс $N_2 X^1 \Sigma_g^+$, $v = 0 + e^- \rightarrow N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$, $v' = 0 + 2e^-$). Интенсивность излучения вращательных линий в спектре и энергия вращательных степеней свободы в состоянии $N_2 X^1 \Sigma_g^+$, $v = 0$ связаны соотношением [9]

$$(2) \quad E_R^X = \frac{\sum_{k'} I_{k'} (2k' + 1) (k' + 1) \Theta}{\sum_{k'} I_{k'} (2k' + 1) / k'} - \Delta E,$$

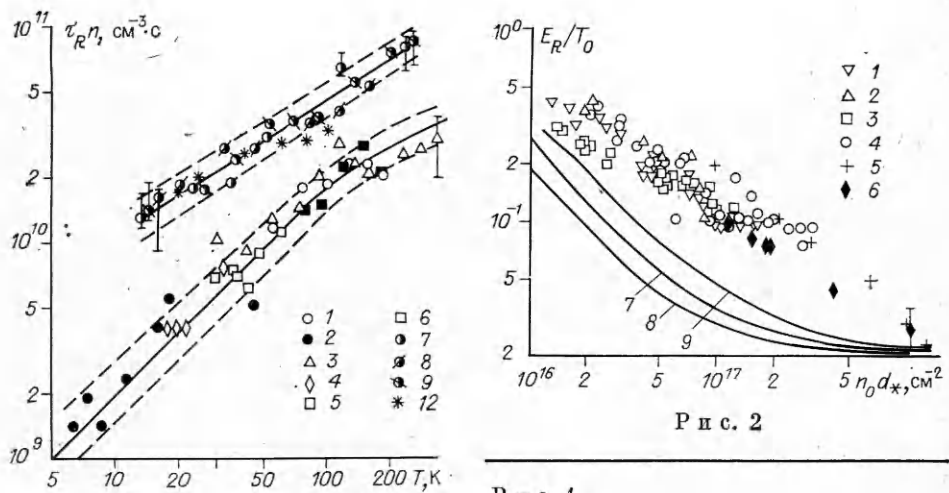
где $\Delta E = 12,7$ К — вращательный нагрев при возбуждении молекул азота в состояние $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ электронами. Так как существует запрет на переходы между орто- и парамодификациями азота, то вращательная энергия была вычислена отдельно для каждой из модификаций.

Уравнение (1) для центральной трубки тока стационарной свободной струи преобразуется:

$$(3) \quad \frac{u}{n d_*} \frac{dE_R}{d(x/d_*)} = - \frac{E_R - E_t}{n \tau_R}.$$

Здесь u и n — скорость и плотность газа, которые вычисляются по изотропическим соотношениям для двухатомного газа при $\gamma = c_p/c_v = 1,4$; d_* — критический диаметр сопла. Уравнение (3) использовалось для вычисления $n \tau_R$ по измерениям вращательной энергии E_R вдоль координаты x/d_* . При определении производных $dE_R/d(x/d_*)$ применялся сглаживающий кубический сплайн [10]. Условия экспериментов приведены в таблице. На рис. 1 показаны вычисленные по данным этих экспериментов значения $n \tau_R$ в зависимости от поступательной температуры (точки соответствуют номеру эксперимента в таблице). Точки 1—6 — время релаксации в чистом азоте. Для сравнения здесь же приведены данные по времени релаксации малой примеси азота в аргоне, полученные в [4] аналогичным образом (точки 7—9).

Эксперименты 10 и 11 из-за большого отклонения от равновесия не годны для определения $n \tau_R$ описанным способом (см. [4]). Результаты этих экспериментов и экспериментов 7—9 использовались в [11] для вы-

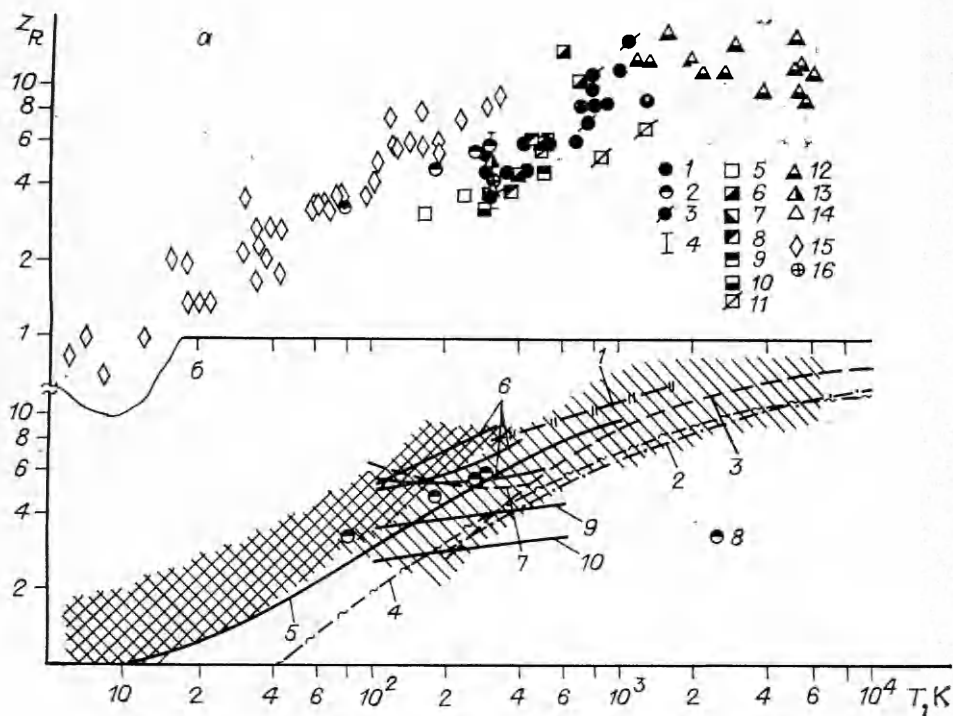


числения констант скорости вращательной релаксации $K_{ij}(T)$, по которым можно рассчитать $n\tau_R$ [12]: $(n\tau_R)^{-1} = \sum_i \sum_{j>i} K_{ij}(T) N_i^*(T) (\varepsilon_i - \varepsilon_j)^2 / (\langle \varepsilon^2 \rangle - \langle \varepsilon \rangle^2)$, где ε_i — вращательная энергия уровня i , $\langle \varepsilon^l \rangle = \sum_i N_i^* \varepsilon_i^l$. Вычисленные таким образом величины $n\tau_R$ показаны на рис. 1 (точки 12). Сплошные и штриховые линии — аппроксимирующие зависимости с 95 %-ными доверительными интервалами. Для релаксации N_2 в Ag [4] $n\tau_R = 2,3 \times 10^9 \cdot T^{0,66}$ ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}$), для релаксации в чистом азоте в области $T < 200$ К (4) $n\tau_R = 2,0 \cdot 10^8 \cdot T^{1,0}$ ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}$).

Важно отметить, что для системы $N_2 + \text{Ag}$ два существенно различных способа определения времени релаксации, основанных на обработке данных (как близких, так и далеких от равновесия), привели к одинаковому результату (рис. 1).

Анализ полученных данных начнем со сравнения энергии вращательных степеней свободы, измеренной в настоящей работе и в ранее опубликованных. В [3, 13—16] применялся метод молекулярного пучка. Из сверхзвуковой струи с помощью скиммера отбирался молекулярный пучок. В этом пучке производились измерения моментов функции распределения молекул по скоростям: средняя скорость потока и поступательная температура. Затем из уравнения сохранения находилась энергия вращательных степеней свободы. Отбор молекулярного пучка производился на достаточно большом расстоянии от среза сопла — там, где вращательная релаксация заморожена. Метод требует большой точности (в частности, погрешность определения скорости не должна превышать 0,1 %), а также применимости уравнения сохранения энергии для осевой трубки тока (что может вызывать сомнение для очень разреженных струй).

На рис. 2 приведены значения вращательной энергии, измеренные в [3, 13—16] (точки 1—5) и наши результаты (точки 6), полученные на расстоянии $x/d_* = 38$ от сопла. В этих условиях вращательная энергия E_R достаточно близка к своему предельному замороженному значению, что оправдывает сравнение с другими работами, в которых E_R определялась при $x/d_* > 100$. Наблюдаемое удовлетворительное совпадение данных свидетельствует об отсутствии расхождений первичных экспериментальных результатов. Сплошными линиями обозначены расчеты E_R по уравнению (3) со временем релаксации, задаваемым формулой (4), — кривая 7, а также с вариацией времени релаксации в пределах доверительного интервала — кривые 8 и 9. Расчетные и экспериментальные данные сближаются только в пределе больших значений параметра $n_0 d_*$. Изменением Z_R можно добиться совпадения эксперимента и расчета



Р и с. 3

во всем диапазоне $n_0 d_*$, но только, конечно, на одном каком-либо расстоянии от среза сопла, что и делают авторы работ [3, 13—16]. Однако этот способ нахождения Z_R дает ошибочные результаты по следующим причинам. Значение Z_R зависит от температуры газа. Температура газа на оси струи изменяется в очень широких пределах: от температуры торможения (300 К и выше) до долей кельвина в точке отбора молекулярного пучка. Найденное подбором под эксперимент значение Z_R соответствует некоторому усредненному и не может быть отнесено к какому-либо конкретному значению температуры. Кроме того, данные по E_R из [3, 13—16] получены при достаточно низких значениях $n_0 d_*$ и больших расстояниях от среза сопла, т. е. в таких условиях, где отклонения от равновесия велики и применение уравнения (1) сомнительно. Из результатов [4] видно, что $n\tau_R$, определенное из экспериментов при больших отклонениях от равновесия, зависит от $n_0 d_*$, т. е. не является истинной физической характеристикой.

На рис. 3 проведено сравнение значений Z_R , найденных в настоящей работе, с имеющимися в литературе экспериментальными (а) и теоретическими (б) данными. ГазокINETическое сечение при вычислении τ_t рассчитывалось по формуле $\sigma_t = \sigma_0(1 + C/T)$, а $\sigma_0 = 32,56 \cdot 10^{-16}$ см² и $C = 105$ К взяты из [17].

Результаты ультразвуковых измерений на рис. 3, а — точки 1—3 ([18—20] соответственно). Многочисленные ультразвуковые данные, полученные при комнатной температуре и систематизированные в [19], представлены на рис. 3, а в виде интервала 4, ограничивающего предельные значения Z_R . Значения Z_R , вычисленные из обработки экспериментальных результатов по термотранспирации, показаны точками 5—11 (отвечают [21—27]), а полученные в ударных волнах, — точками 12—14 ([28—30]), наши результаты — точки 15. Вычисления Z_R из коэффициентов переноса как более грубые не привлечены к сравнению, хотя по порядку величины достаточно хорошо совпадают с приведенными на рис. 3, а. В целом наблюдается удовлетворительное согласие результатов, полученных разными методами, однако можно заметить, что данные акустиче-

ских и термотранспирационных измерений несколько ниже остальных. При низких температурах $Z_R \leq 1$. Это может не отвечать реальности из-за отсутствия надежных сведений о газокинетическом сечении при $T \leq 80$ К.

Отметим, что данные ультразвуковых измерений (точки 2 и 16 на рис. 3, а) хорошо согласуются с результатами нашей работы, в то время как для смеси $N_2 + Ar$ такого совпадения не было [4]. Поскольку число регистрируемых вращательных линий и способ обработки данных одинаковы для чистого N_2 и для смеси $N_2 + Ar$, можно высказать предположение, что использование небольшой примеси N_2 в Ar приводит к слабой чувствительности измеряемого коэффициента поглощения ультразвука в [31].

На рис. 3, б проведено сравнение экспериментальных данных с различными теоретическими зависимостями. Область значений Z_R , полученных в настоящей работе, заштрихована перекрестным штрихом, а в остальных работах — обычным. Результаты расчетов, проведенных в рамках классической механики, представлены кривыми 1 — работа [32], 2 — [33], 3 — [28], 4 — [34], 5 — [35]. Данные работы [36] приведены кривыми 6 для различных значений анизотропной части потенциала взаимодействия. Совсем недавно те же авторы провели расчеты [37] на основе более сложных выражений для потенциала взаимодействия молекул [38, 39], им соответствуют кривые 9 и 10 на рис. 3, б. Расчеты [40], выполненные аналогичным методом для условий экспериментов [19] и прекрасно с ними согласующиеся, представлены точками 8. Результаты [41] отражены кривой 7.

Отметим, что различие между теоретическими зависимостями $Z_R(T)$ в системе $N_2 + N_2$ приблизительно такое же, как разброс экспериментальных результатов. Ближе всего к экспериментальным данным трехмерные классические теории [32, 35]. Все классические теории [29, 33—36], так же как и эксперимент, предсказывают рост Z_R с повышением температуры. Значения Z_R , полученные из траекторных расчетов [36], сильно зависят от параметров анизотропии потенциала взаимодействия, что предполагает возможность определения этих параметров путем сравнения с результатами экспериментов. Например, авторы [36], проведя сравнение в узком диапазоне температур с данными [13, 18, 19] (см. рис. 3, а), выбрали параметры $a = 0,1$ и $b = 0,7$ (обозначения работы [36]) — это нижняя кривая из показанных на рис. 3, б цифрой 6. Однако лучше соответствует совокупности всех данных верхняя кривая, для которой $a = 0,13$, $b = 0,5$.

В заключение отметим основные достоинства метода определения времени вращательной релаксации, развитого в настоящей работе, по сравнению с созданными ранее. Спектроскопический метод определения энергии вращательных степеней свободы дает возможность контроля вклада каждого из вращательных уровней в вычисленное время релаксации всей системы. Такая возможность отсутствует в методах ультразвуковых, термотранспирационных и основанных на измерениях коэффициентов переноса.

Времена релаксации и непосредственно измеряемые в различного типа экспериментах величины связаны через кинетическую теорию данного явления (распространение ультразвука, течение разреженного газа в капилляре, структура ударной волны и т. д.). Очевидно, что интерпретация экспериментальных данных должна включать анализ соответствия теоретических соотношений условиям экспериментов. В частности, одним из основных предположений всех вышеуказанных теорий является предположение о малости отклонения от равновесия. При анализе результатов, полученных в свободных струях, есть возможность выбора условий, где отклонение от равновесия можно считать малым и где применимо релаксационное уравнение [4]. По-видимому, трудно ожидать, что в термомолекулярных течениях будут иметь место достаточно большие отклонения от равновесия, но кинетическая теория этого явления сложна и

пока еще находится в развитии. Как следует из [42], обработка экспериментальных данных по термотранспирации с помощью новых теорий дает другие, более высокие значения Z_R по сравнению с приведенными на рис. 3, а.

При распространении ультразвука нельзя утверждать, что отклонение от равновесия всегда мало, поэтому можно согласиться с авторами [32] в том, что в ультразвуковых измерениях «отклонение от равновесия, особенно при низких температурах (около 300 К), может быть значительным». В сильных ударных волнах нет смысла говорить о малом отклонении от равновесия между вращательными и поступательными степенями свободы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ферингер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах.— М.: Мир, 1976.
2. Коган М. И. Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967.
3. Yamazaki S., Taki M., Fujitani Y. Rotational relaxation in free jet expansion for N_2 from 300 to 1000 K // J. Chem. Phys.— 1981.— V. 74, N 8.
4. Беликов А. Е., Соловьев И. Ю. и др. Время вращательной релаксации азота в аргоне // ПМТФ.— 1987.— № 4.
5. Борзенко Б. Н., Карелов Н. В. и др. Экспериментальное исследование заселенностей вращательных уровней молекул в свободной струе азота // ПМТФ.— 1976.— № 5.
6. Зарвин А. Е., Шарафутдинов Р. Г. Вращательная релаксация в переходном режиме свободных струй азота // ПМТФ.— 1981.— № 6.
7. Беликов А. Е., Дубровский Г. В. и др. Вращательная релаксация азота в свободной струе аргона // ПМТФ.— 1986.— № 6.
8. Измерение с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ состояния иона азота/Беликов А. Е., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. // Диагностика потоков разреженного газа.— Новосибирск, 1976.
9. Беликов А. Е., Седельников А. И., Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г. Вращательные переходы при ионизации азота в состоянии $N_2^+ (B^2\Sigma_u^+, v' = 0)$ электронным ударом.— Новосибирск, 1986.— (Препринт/ИТФ АН СССР; № 149—86).
10. Воскобойников Ю. Е., Ицкович Е. И. Пакет подпрограмм для построения сглаживающих кубических сплайнов. Материалы по математическому обеспечению ЭВМ.— Новосибирск, 1979.— (Препринт/ИТФ АН СССР; № 47—79).
11. Беликов А. Е. Константы скорости вращательной релаксации азота в аргоне // Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах: Тез. докл. конф.— М.: МГУ, 1986.
12. Сухинин Г. И. Релаксационное представление уравнений кинетики.— Новосибирск, 1986.— (Препринт/ИТФ АН СССР; № 144—86).
13. Gallacher R. J., Fenn J. B. A free jet study of the rotational relaxation of molecular nitrogen from 300—1000 K // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 9th Intern. Symp.— Porz-Wahn, Germany, 1974.— V. 2.
14. Poulsen P., Miller D. R. The energy balance and free expansion of polyatomics // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 10th Intern. Symp.— N. Y., 1976.— V. 2.
15. Bulk U., Pauli H., Pust D., Schleusener J. Molecular beams from free jet expansion of molecules and mixed gases // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 9th Intern. Symp.— Porz-Wahn, Germany, 1974.— V. 2.
16. Brusdeylins G., Meyer H. D. Speed ratio and change of internal energy in nozzle beams of polyatomic gases // Rarefied Gas Dynamics: Proc. 11th Intern. Symp.— Paris, 1979.— V. 2.
17. Краткий справочник физико-химических величин.— Л.: Химия, 1974.
18. Carnevale E. P., Carey C., Larson G. Ultrasonic determination of rotational collision number and vibrational relaxation times of polyatomic gases at high temperatures // J. Chem. Phys.— 1967.— V. 47, N 8.
19. Prangma G. J., Alberga A. H., Beenakker J. J. M. Ultrasonic determination of the volume viscosity of N_2 , CO, CH_4 and CD_4 between 77 and 300 K // Physica.— 1973.— V. 64, N 2.
20. Winter T. G., Hill G. U. High temperature ultrasonic measurement of rotational relaxation in hydrogen, deuterium, nitrogen and oxygen // J. Acoust. Soc. Amer.— 1967.— V. 42, N 4.
21. Ganzi G., Sandler S. T. Determination transport properties from thermal transpiration measurements // J. Chem. Phys.— 1971.— V. 55, N 1.
22. Annis B. K., Malinauskas A. P. Temperature dependence of rotational collision numbers from thermal transpiration // J. Chem. Phys.— 1971.— V. 54, N 11.
23. Malinauskas A. P., Gooch J. W., Annis B. K. Rotational collision numbers of N_2 ,

- O₂, CO and CO₂ from thermal transpiration measurements // J. Chem. Phys.— 1970.— V. 53, N 4.
24. Healy R. N., Storvick T. S. Rotational collision number and Eucken factors from thermal transpiration measurements // J. Chem. Phys.— 1969.— V. 50, N 3.
 25. Malinauskas A. P. Thermal transpiration rotational relaxation numbers from nitrogen and carbon dioxide // J. Chem. Phys.— 1966.— V. 44, N 3.
 26. Mason E. A. Molecular relaxation times from thermal transpiration measurements // J. Chem. Phys.— 1963.— V. 39, N 3.
 27. Butherus T. F., Storvick T. S. Rotational collision numbers and the heat conductivity of nitrogen gas from thermal transpiration measurements to 1250 K // J. Chem. Phys.— 1974.— V. 60, N 1.
 28. Ray C. A., Jonkman R. M. Classical theory of rotational relaxation in diatomic gases // J. Chem. Phys.— 1970.— V. 52, N 2.
 29. Linzer M., Hornig D. F. Structure of shock fronts in argon and nitrogen // Phys. Fluids.— 1963.— V. 6, N 12.
 30. Robben F., Talbot L. Measurement of shock wave thickness by the electron beam fluorescence method // Phys. Fluids.— 1966.— V. 9, N 4.
 31. Kistemaker P. G., de Vries A. E. Rotational relaxation times in nitrogen-noble-gas mixture // Chem. Phys.— 1975.— V. 7, N 2.
 32. Герасимов Г. Я., Макаров В. Н. К теории вращательной релаксации в двухатомном газе // ПМТФ.— 1975.— № 1.
 33. Mason E. A., Monchick L. Heat conductivity of polyatomic and polar gases // J. Chem. Phys.— 1962.— V. 36, N 6.
 34. Паркер. Вращательная и колебательная релаксация в двухатомных газах // Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций.— М., 1962.
 35. Lordi J. A., Mates R. E. Rotational relaxation in nonpolar diatomic gases // Phys. Fluids.— 1970.— V. 13, N 2.
 36. Nyeland C., Billing G. D. Rotational relaxation of homonuclear diatomic molecules by classical trajectory computation // Chem. Phys.— 1978.— V. 30, N 3.
 37. Nyeland C., Poulsen L. L., Billing G. D. Rotational relaxation and transport coefficients for diatomic gases: computation on nitrogen // J. Phys. Chem.— 1984.— V. 88.— P. 1216.
 38. Berns R. M., van der Avoird A. N₂—N₂ interaction potential from ab initio calculations, with application to the structure of (N₂)₂ // J. Chem. Phys.— 1980.— V. 72, N 11.
 39. Van Hemert M. C., Berns R. M. Comparison of electron gas and ab initio potentials for the N₂—N₂ interactions. Application in the second virial coefficient // J. Chem. Phys.— 1982.— V. 76, N 1.
 40. Turfa A. F., Кнаар Н. Ф. Р. et al. A classical dynamic study of rotational relaxation in nitrogen gas // Physica.— 1982.— V. 112A, N 1.
 41. Мухаметзянов Р. Э. Расчеты эффективности вращательного взаимодействия двухатомных молекул в низкотемпературной плазме // Физика плазмы: Материалы VI Всесоюз. конф.— Л., 1983.
 42. Жданов В. М. Кинетические явления при течении разреженных многоатомных газов в каналах // Динамика разреженных газов: Материалы VIII Всесоюз. конф.— М., 1985.— Т. 2.

Поступила 18/VI 1987 г.

УДК 533.6.013.2.011.5

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОБТЕКАНИЕ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПОТОКОМ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

В. Н. Голубкин, В. В. Негода

(Москва)

Падение ударной волны (УВ) на движущееся крыло приводит к возникновению сложного пространственного нестационарного течения и к изменению его аэродинамических характеристик. Нестационарная задача о взаимодействии УВ с треугольным крылом при сверхзвуковых скоростях полета ранее решалась численно в рамках линеаризованной теории [1] и в полной нелинейной постановке [2]. Импульсы нестационарных сил и моментов за все время взаимодействия вычислены в [3].

Данная работа посвящена аналитическому определению нестационарных аэродинамических характеристик треугольных крыльев при падении УВ в линеаризованной постановке с помощью аналогии с задачей о входе в эквивалентный вертикальный