

ЗАСЕЛЕННОСТЬ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ  
МОЛЕКУЛ АЗОТА  
ПРИ НЕРАВНОВЕСНОЙ КОНДЕНСАЦИИ  
В СВОБОДНО РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ГАЗЕ

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

*(Новосибирск)*

При свободном расширении газа из сопла в вакуум падение температуры может привести к возникновению пересыщения и конденсации. В этих же условиях возможно нарушение равновесия между поступательными и внутренними степенями свободы молекул, в том числе и вращательными [1]. В литературе появились сообщения об измерениях вращательной температуры в потоках конденсирующегося газа, проведенные с использованием для диагностики электронного пучка [2], а также комбинационного рассеяния [3]. Авторы указанных работ при регистрации заселенности нижних вращательных уровней не обнаружили нарушения бoльцмановского распределения. В работе [4] нарушение бoльцмановского распределения исследовано в широком диапазоне  $p_0 d_*$  ( $p_0$  — давление торможения,  $d_*$  — диаметр критического сечения сопла) и высказано предположение, что аномально высокое значение заселенностей верхних уровней при бoльших  $p_0 d_*$  вызвано эффектом конденсации.

Цель данной работы — исследование кинетики заселенностей вращательных уровней основного состояния молекул азота при совместном протекании процессов вращательной релаксации и конденсации в расширяющемся потоке азота и смеси азота с углекислым газом. Измерения проводились на оси свободной струи там, где отсутствует влияние окружающего газа и течение такое же, как при расширении в вакуум. Исследование выполнено на газодинамической установке низкой плотности Института теплофизики СО АН СССР [5] — стенд ВС-4.

1. Использовались сопла с  $\bar{a}_* = 2,11$  и 0,54 мм, выполненные в виде отверстия в тонкой стенке с толщиной кромки сопла, много меньшей диаметра, что дало основание пренебречь влиянием пограничного слоя. Рабочими газами были технически чистые азот и углекислота. При работе со смесями их приготовление производилось в форкамере сопла. Температура торможения в форкамере  $T_0$  контролировалась термпарой и во всех экспериментах близка к комнатной,  $T_0 = 292$  К. Измерение плотности азота и заселенностей вращательных уровней его основного  $X^1\Sigma_g^+$  состояния производилось методами электронно-пучковой диагностики [4, 6]. Электронный пучок пронизывал струю на некотором расстоянии  $x$  от среза сопла. Излучение от «точки» пересечения пучка с осью струи передавалось с помощью линз на два монохроматора, расположенных с противоположных сторон вакуумной камеры. Один монохроматор (SPM-2) служил для выделения полосы 00 первой отрицательной системы азота и измерения плотности, второй (ДФС-12) — для регистрации вращательного спектра той же полосы. Размеры «точки» при записи спектра определяются диаметром пучка электронов ( $\sim 2$  мм) и высотой щели от 0,5 до 5 мм. При измерениях плотности щель монохроматора перпендикулярна пучку электронов и выделяемый участок пучка по высоте в этом случае равен 1 мм.

Как показывают исследования [4], в струе низкой плотности заселенность вращательных уровней может существенно зависеть от фона, возникающего при взаимодействии струи с окружающим газом. Для умень-

пения влияния фона давление в вакуумной камере поддерживалось минимально возможным при выбранном расходе газа. Для контроля влияния фона проводились измерения заселенностей уровней при различных давлениях окружающего газа. Измерения показали, что все приводимые ниже результаты свободны от влияния фона и соответствуют истечению в вакуум.

Методические неопределенности, возникающие при измерениях с помощью электронного пучка в потоках с кластерами, следующие. Во-первых, ионизация молекул электронным ударом может ускорить конденсацию на ионах так же, как в камере Вильсона; во-вторых, неясно, каково влияние кластеров на излучение первой отрицательной системы полос. Ускорение конденсации за счет ионов должно быть пропорционально их плотности и, следовательно, току пучка электронов. Измерения в условиях, когда влияние конденсации ожидалось максимальным в данных экспериментах ( $p_0 = 8000$  мм рт. ст.), при различных токах пучка не обнаружили влияния величины тока как на измерения плотности, так и на распределение заселенностей (фиг. 1, где  $N_k$  — заселенность  $k$ -го вращательного уровня,  $i$  — ток пучка, мА).

В потоке с кластерами регистрируемая интенсивность излучения полосы 00 в результате возбуждения электронами может подчиняться зависимости

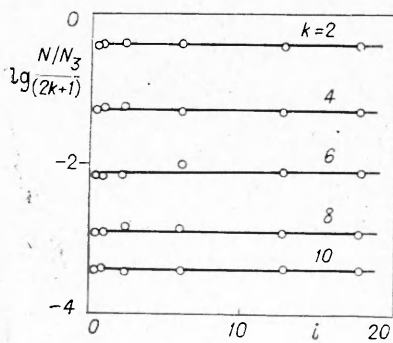
$$I \sim \sum_N \sigma_N n_N,$$

где  $\sigma_N$  — сечение возбуждения  $\bar{X}^+ \Sigma_u^+$  состояния электронным ударом;  $n_N$  — число кластеров в единице объема, состоящих из  $N$  молекул. Это выражение справедливо при выполнении следующих условий: когда процессы возбуждения — излучения не возмущены газокинетическими столкновениями и дезактивация уровней происходит только спонтанным излучением, излучение молекул, находящихся в кластерах, происходит с той же длиной волны, что и мономеров. Первое условие выполняется для мономеров при плотностях  $\leq 10^{16}$  частиц/см<sup>3</sup>; что касается второго, определенных сведений по этому вопросу нет, а в данных экспериментах изменений в спектрах, которые можно было бы отнести за счет излучения, возбужденного в конденсированной фазе, не было обнаружено. Согласно [7], сечение ионизации Ar, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> электронным ударом пропорционально числу молекул в кластерах до  $N < 50$  и начинает расти как  $N^{2/3}$  при  $N > 50$ . Поскольку первая отрицательная система полос соответствует переходам между уровнями иона, можно предположить, что такая же зависимость от числа молекул в кластере сохраняется и для возбуждения  $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$  состояния. Тогда при  $N < 50$

должно быть справедливо соотношение

$$I \sim \sigma \sum_N N n_N,$$

где  $\sigma$  — сечение возбуждения мономеров. Так как плотность газа  $n = \sum_N N n_N$ , измерения  $n$  не должны обнаруживать присутствия кластеров до  $N < 50$ . При наличии кластеров с  $N > 50$  регистрируемый сигнал должен быть меньше, чем от мономеров при той же плотности.



Фиг. 1

2. Результаты измерений плотности и вращательной энергии в зависимости от комплекса  $p_0 d_*$  ( $d_* = 0,54$  мм,  $p_0$  — давление торможения, мм рт. ст.) на расстоянии  $x/d_* = 66,1$  представлены на фиг. 2, а, где кривые 1, 2 — плотность азота  $n$ , нормированная по плотности торможения  $n_0$ , соответственно в чистом азоте и в смеси с 10%-ной молярной долей углекислого газа; 3 — энергия вращательных степеней

свободы  $E_R = \sum_1^{\infty} k(k + 1) \Theta N_h / \sum_0^{\infty} N_k$ ; 4 — поступательная температура  $T_t$  по

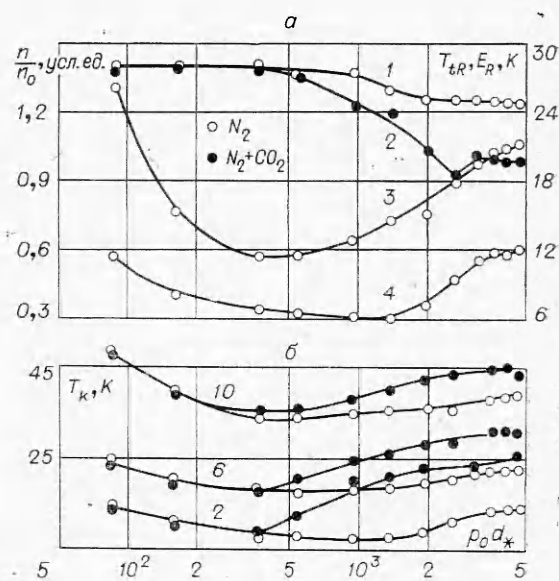
оценке экстраполяцией «температур заселения» к нулевому значению  $k$  [8]. В выражении для энергии  $\Theta$  — характеристическая температура,  $N_h$  — заселенность  $k$ -го вращательного уровня. Данные по заселенности уровней в этих же условиях приведены на фиг. 2, б в виде «температур заселения»  $T_h$ . Эти величины вычислялись по формуле  $N_h = N_0(2k + 1) \exp[-k(k + 1)\Theta/T_h]$  при подстановке в нее измеренных значений  $N_h$  и  $N_0$ . Цифрами на фиг. 2, б обозначены номера уровней.

Для чистого азота до  $p_0 d_* \approx 9 \cdot 10^2$  увеличение этого комплекса сопровождается уменьшением энергии вращательных степеней свободы и приближением к равновесию между вращательными и поступательными степенями свободы. Поступательная температура до указанного  $p_0 d_*$  постепенно уменьшается, стремясь к изэнтропической (она равна 4,1 К для данного  $x/d_*$ ,  $T_0 = 292$  К). В этой области  $p_0 d_*$  относительная плотность (кривая 1) меняется слабо. При  $p_0 d_* > 9 \cdot 10^2$  наблюдается значительное падение относительной плотности и рост поступательной температуры; рост энергии  $E_R$  начинается несколько раньше.

В смеси азота с углекислым газом указанные изменения параметров, обнаруженные при меньших  $p_0 d_*$ , более существенны (кривая 2 относительной плотности в смеси).

Как видно из фиг. 2, б, во всей области исследованных значений  $p_0 d_*$  отсутствует больцмановское распределение. Увеличение  $p_0 d_*$  и, следовательно, увеличение частоты столкновений способствует уменьшению «температур заселения» и их приближению к изэнтропической температуре, однако, начиная с некоторых значений  $p_0 d_*$ , эта тенденция нарушается и наблюдается рост «температур заселения». Причем значение  $p_0 d_*$ , при котором начинается этот рост, тем меньше, чем больше номер вращательного уровня. При небольших  $p_0 d_*$  «температуры заселения» уровней в потоке чистого азота и азота в смеси совпадают. С увеличением  $p_0 d_*$  «температуры заселения» в смеси растут более существенно, чем для чистого азота.

Увеличение «температур заселения», энергии вращательных степеней свободы, поступательной температуры, а также падение плотности, наблю-

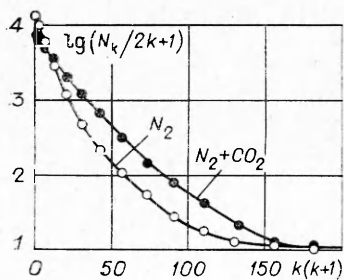


Фиг. 2

даемое при некоторых значениях  $p_0 d_*$ , можно объяснить влиянием конденсации. Состояние пересыщения в зоне измерений имеет место для всего исследованного диапазона по давлению торможения. Однако при больших скоростях расширения в вакуум (как в свободной струе) конденсация может и не проявляться. Поэтому приведем дополнительные доказательства того, что в данных экспериментах указанное изменение параметров вызвано конденсацией. Согласно [9], в потоке чистого азота при увеличении  $p_0 d_* > 780$  мм рт. ст. ( $d_* = 0,386$  мм,  $T_0 = 285$  К) резко растет скорость потока газа вследствие выделения тепла конденсации. При нескольких больших  $p_0 d_*$  наблюдается максимум димеров, тримеров, тетрамеров, что свидетельствует о развитом характере конденсации. Пересчет по корреляционным формулам [9] на условия данного эксперимента дает значение  $p_0 d_* \approx 900$ , соответствующее началу роста скорости по  $p_0 d_*$ . Необходимо подчеркнуть, что относительная концентрация кластеров при  $p_0 d_*$ , меньших на порядок положения максимума димеров, достаточно велика [9], это обнаруживается по поведению заселенностей верхних уровней в смеси. Таким образом, во всем исследованном диапазоне  $p_0 d_*$  заселенность уровней определяется совместным протеканием вращательной релаксации и конденсации.

Падение плотности в потоке конденсирующегося газа, как известно, связано с увеличением скорости потока, кроме того, плотность может падать из-за увеличения разворота линий тока [10]. Оба эти фактора более существенны для смеси  $N_2$  и  $CO_2$ , так как теплота конденсации  $CO_2$  значительно больше, чем  $N_2$ , а пересыщение в  $CO_2$  наступает ближе к срезу сопла, чем в  $N_2$ . Со всем этим согласуется большее понижение относительной плотности в потоке смеси при увеличении  $p_0 d_*$ . При образовании больших кластеров азота ( $N > 50$ ) возможно уменьшение регистрируемого сигнала, т. е. кажущееся уменьшение плотности. Согласно приближенным оценкам по [11], этого следует ожидать в данных экспериментах с чистым азотом при  $p_0 d_* \geq 2000$ . По-видимому, эффект слабый, так как в этой области  $p_0 d_*$  (см. фиг. 2, а, кривая 1) плотность в чистом азоте практически постоянна. При  $p_0 d_* \approx 2500$  в потоке смеси (кривая 2) наблюдается минимум, который может быть вызван конденсацией в двумерном потоке.

3. Иллюстрацией различного характера протекания вращательной релаксации в чистом азоте и в смеси  $N_2 + CO_2$  являются данные о заселенности вращательных уровней на расстоянии  $x/d_* = 10$  (фиг. 3, кривая 1 —  $p_0 d_* = 4035$  в чистом азоте, кривая 2 —  $p_0 d_* = 4574$  в смеси с добавкой 13%  $CO_2$ ). По условиям конденсации эти режимы близки к режимам фиг. 2, а в диапазоне  $p_0 d_* = 1350-1900$ , т. е. с явными признаками конденсации как в смеси, так и чистом азоте. Оценка поступательной температуры по измеренным «температурам заселения» нижних уровней для данных фиг. 3 дает значение 32,3 и 65,5 К соответственно для азота и смеси.



Фиг. 3

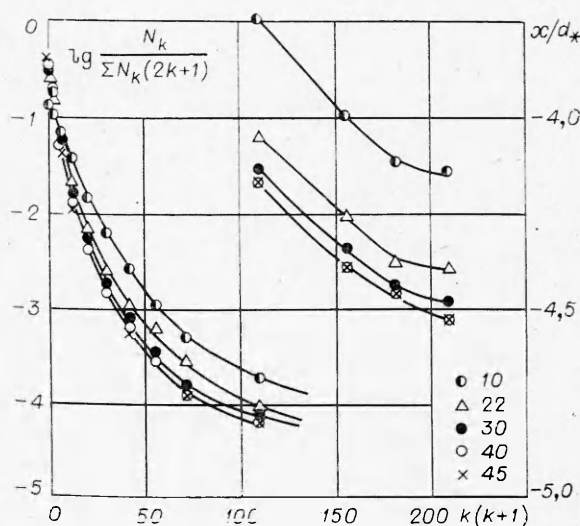
При заданных условиях в форкамере это означает, что в смеси до точки измерения шла конденсация только  $CO_2$ , так как давление азота в этой точке ниже давления насыщенных паров. Таким образом, в потоке азота вращательная релаксация шла только в присутствии кластеров  $N_2$ , в смеси — кластеров  $CO_2$ . В последнем случае доля конденсата существенно больше, кроме того, тепловой эффект конденсации, как и наличие кластеров, начинает влиять на вращательную релаксацию значительно раньше по  $p_0 d_*$ .

Как видно из фиг. 3, процесс конденсации в смеси привел к ускорению вращательной релаксации. Больцмановское распределение установилось на первых восьми уровнях, в то время как заселенность 12—15-го уровней не изменилась даже по абсолютной величине.

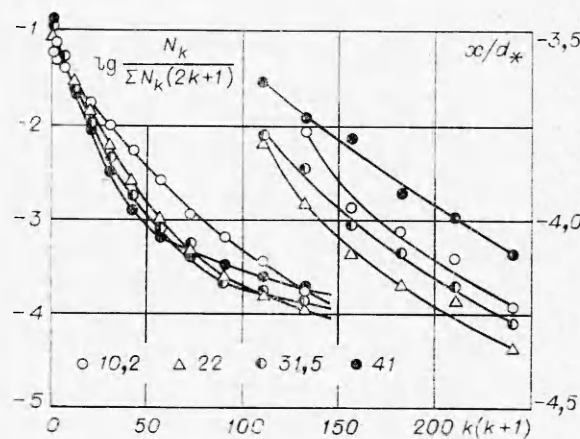
В том, что наблюдаемые отличия в заселенностях уровней вызваны влиянием конденсации в смеси, а не изменением скорости вращательной релаксации при добавлении углекислого газа, убеждают данные при небольших  $p_0 d_*$  (см. фиг. 2, б), где при той же относительной концентрации углекислого газа в смеси заселенности уровней чистого азота и смеси не отличаются.

Сравнение результатов измерений заселенностей уровней при различной степени конденсации упрощает анализ влияния конденсации на кинетику заселенностей в процессе расширения. На фиг. 4 представлены результаты измерений от  $x/d_* = 10$  до  $x/d_* = 40$  с  $d_* = 2,11$  мм при  $p_0 = 650$  мм рт. ст. в чистом азоте, а на фиг. 5 для того же сопла и диапазона  $x/d_*$  в смеси  $N_2$  и 9%  $CO_2$  ( $p_0(N_2) = 2035$  мм рт. ст.). По степени конденсации условия в чистом азоте близки к режиму с  $p_0 d_* = 1000$ , а в смеси — к режиму с  $p_0 d_* = 3700$  (по азоту) на фиг. 2, а, т. е. в случае смеси конденсация более развита. В первом случае в процессе расширения газ перешел кривую насыщения для азота на расстоянии  $x/d_* \approx 3,5$ , во втором — при  $x/d_* = 10$  азот благодаря тепловыделению при конденсации  $CO_2$  находился еще в ненасыщенном состоянии, но вниз по потоку после пересечения линии насыщения азота его конденсация в смеси происходит быстрее, чем для чистого  $N_2$ , из-за наличия ядер конденсации, которыми являются частицы конденсата  $CO_2$ .

В чистом азоте (см. фиг. 4) с увеличением расстояния от среза сопла заселенность верхних и средних уровней уменьшается, а самых нижних растет. Затем при дальнейшем расширении заселенности последовательно замораживаются и, нормированные по плотности, не зависят от  $x/d_*$ . Чем выше значения вращательного квантового числа, тем бли-



Ф и г. 4



Ф и г. 5

же к срезу сопла наблюдается замораживание. В потоке смеси (см. фиг. 5) в точке  $x/d_* = 10$  кластеров азота еще нет. Распределение заселенностей на первых восьми уровнях бoльцмановское с температурой 51,6 К и нарушается на более высоких уровнях. Следующая точка измерения  $x/d_* = 22$  находится уже за кривой фазового перехода для азота, относительные заселенности уровней изменились в сторону уменьшения на высоких и средних уровнях и в сторону увеличения на самых низких, т. е. так же, как в потоке чистого азота (см. фиг. 4). Распределение заселенностей стало более монотонным, и исчез участок с бoльцмановским распределением. При  $x/d_* > 22$  в смеси относительная заселенность средних уровней падает, а самых нижних растет в соответствии с тенденциями вращательной релаксации, относительная заселенность верхних уровней, начиная с 8-го, поднимается, причем для  $x/d_* = 40$  возрастает для нескольких последних уровней почти в 2 раза. Этот факт, обнаруженный также и в экспериментах с чистым азотом, не приведенных здесь, противоречит нормальному ходу вращательной релаксации при расширении и может быть связан с особенностями протекания вращательной релаксации при наличии кластеров.

4. Из результатов экспериментов, изложенных в предыдущих разделах, видно, что кинетика заселенностей вращательных уровней в потоке конденсирующегося газа существенно отличается от таковой в условиях отсутствия конденсации. Наиболее яркими проявлениями этого отличия является большая скорость вращательной релаксации в конденсирующемся газе, приводящая к установлению бoльцмановского распределения на нижних уровнях (см. фиг. 3, 5), а также дополнительное заселение верхних уровней (см. фиг. 5).

Первый из указанных эффектов конденсации вызван в основном выделением тепла конденсации, которое приводит к повышению поступательной температуры и, следовательно, увеличению столкновительных вероятностей вращательных переходов (СВВП). Качественно это характеризуется увеличением параметра Мессе. Количественной характеристикой могут быть данные расчетов СВВП для HCl [12] и H<sub>2</sub> [13]. К сожалению, в литературе отсутствуют данные по СВВП для столкновений N<sub>2</sub> с N<sub>2</sub> и N<sub>2</sub> с CO<sub>2</sub>, необходимые здесь для количественной оценки влияния температуры на кинетику заселенностей уровней.

Второй эффект может быть связан с участием кластеров в обмене вращательной энергией. Исследования обмена вращательной энергией при столкновении мономеров и кластеров пока отсутствуют, поэтому роль кластеров в кинетике заселенностей уровней может быть оценена только качественно. Рассмотрим, как будет изменяться распределение заселенностей уровней мономеров в процессе их взаимодействия с кластерами. Поток конденсирующихся молекул

$$q_k = q_n - q_o - q_{in},$$

где  $q_n$  — поток молекул, падающих на кластеры;  $q_o$  — поток отраженных молекул, представляющий собой ту часть  $q_n$ , которая не захватывается кластерами;  $q_{in}$  — поток испарившихся из кластеров молекул.

Поток падающих молекул в каждой рассматриваемой точке струи имеет распределение заселенностей уровней, определяемое всей предысторией расширения. Отличие распределения заселенностей уровней отраженных и падающих молекул определяется захватом мономеров кластерами и столкновениями с обменом вращательной энергии мономеров с кластерами. Если допустить, что вероятность захвата кластерами уменьшается по мере увеличения вращательного квантового числа, то основные



отличия в распределении заселенностей уровней в отраженном потоке от падающего будут наблюдаться на нижних уровнях. По аналогии со столкновениями мономеров с мономерами можно ожидать, что столкновительные вероятности вращательных переходов мономеров с кластерами тем меньше, чем больше вращательное квантовое число. Так же, как и под влиянием процесса захвата, это должно привести к незначительным изменениям в заселенностях верхних уровней. Однако столкновительный обмен не должен привести к значительным изменениям и в заселенностях нижних. Последнее вызвано близкими значениями «температур заселения» нижних уровней и температуры кластеров.

Поток  $q_n$  состоит из молекул, которые были захвачены кластерами и после некоторого времени испарились. Это время значительно больше, чем время установления равновесия по вращательным степеням свободы в жидкости ( $\sim 10^{-12}$  с), поэтому можно ожидать, что распределение заселенностей уровней испарившихся молекул будет близким к равновесному с температурой кластеров.

Механизм дополнительного заселения представляется следующим. Из потока падающих молекул кластерами захватываются молекулы, имеющие невысокие значения вращательного квантового числа, которые затем испаряются с распределением заселенностей, определяемым температурой кластеров, и добавляются к общему числу мономеров. Непрерывное протекание процессов захвата — испарения приводит к накоплению молекул на тех уровнях, которые вращательная релаксация мономеров на мономерах не успевает опустошать. Относительная заселенность уровней  $N_k/\sum N_k(2k+1)$  в потоке с кластерами частично возрастает и за счет ухода молекул в большие кластеры. На зависимость коэффициента захвата молекул на кластерах от вращательного возбуждения указывается в [14]. Рассмотренный процесс захвата и испарения способствует установлению равновесного распределения на нижних уровнях, т. е. является дополнительным механизмом, ускоряющим процесс вращательной релаксации нижних уровней в потоке конденсирующегося газа.

Оценки для условий эксперимента, приведенного на фиг. 5, показывают, что среднее число бинарных столкновений каждой молекулы на пути от  $x/d_* = 22$  до  $x/d_* = 40$ , т. е. на том участке, где наблюдается дополнительное заселение верхних уровней, равно примерно 100. Это значит, что при доле конденсата в несколько процентов (ожидаемых для рассматриваемых условий) каждая молекула многократно участвовала в процессе конденсации — испарения. Если принять, что температура кластеров равна 45 К, то оценка увеличения относительной заселенности за счет испарения на указанном интервале  $x/d_*$  дает результат, сравнимый с экспериментально измеренным увеличением  $N_k/\sum N_k(2k+1)$ , что подтверждает реальность предложенного механизма дополнительного заселения верхних уровней.

Из результатов данной работы следует, что образование и наличие кластеров в потоке усложняет механизм вращательной релаксации и обуславливает появление эффектов ускорения релаксации на нижних уровнях и дополнительного заселения верхних уровней. Обратное влияние вращательной релаксации на конденсацию, кроме подключения дополнительного резервуара для стока теплоты конденсации в виде вращательных степеней свободы, заключается, по-видимому, в том, что скорость вращательной релаксации на мономерах и кластерах влияет на сток теплоты конденсации.

Авторы выражают благодарность А. И. Бурштейну, Ю. С. Куснеру, П. А. Сквородко за полезные обсуждения результатов работы.

Поступила 20 V 1977

## ЛИТЕРАТУРА

1. Marrone P. A. Temperature and density measurements in free jets and shock waves.— «Phys. Fluids», 1967, vol. 10, N 3. Marrone P. V. Rotational temperature and density measurement in free jets and shock waves using an electron beam probe. UTIAS Rep. 113, 1967.
2. Beylich A. E. Experimental investigation of carbon dioxide jet plumes.— «Phys. Fluids», 1971, vol. 14, N 5.
3. Williams W. D., Lewis I. W. L. Raman and Rayleigh scattering diagnostics of a two-phase hypersonic flow — field.— «AIAA. J.», 1975, vol. 13, N 6.
4. Борзенко Б. Н., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота.— ПМТФ, 1976, № 5.
5. 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.
6. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Измерение параметров газового потока с помощью электронного пучка.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1974.
7. Falter H., Hagena O. F., Henkes W., von Wedel H. Einfluss der Elektronenenergie auf das Massenspektrum von Klustern in kondensierten Molekularstrahlen.— «Intern. J. Mass Spectrom. Ion. Phys.», 1970, vol 4, N 2.
8. Карелов Н. В., Косов А. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Исследование зоны смещения струи низкой плотности.— В кн.: Динамика разреженных газов. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
9. Golomb D., Good R. E., Bailey A. B., Busby N. R., Dawbarn. Dimers, clusters, and condensation in free jets. II.— «Chem. Phys.», 1972, vol. 57, N 9.
10. Сквородко П. А. Влияние гомогенной конденсации в свободной струе на интенсивность молекулярного пучка.— В кн.: Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена. Новосибирск, изд. Ин-та теплофизики СО АН СССР, 1976.
11. Hagena O. F., von Wedel H. Cluster beam from gas mixtures: effect of carried gas on cluster size and beam intensity.— In: Rarefied Gas Dynamics. Proc. 9th Intern. Symp. Vol. 2. Porz — Wahn, DFVLR — Press, 1974.
12. Варгин А. Н., Ганина Н. А., Конохов В. К., Селяков В. И. Расчет вероятностей вращательных переходов двухатомных молекул при столкновениях с тяжелыми частицами.— ПМТФ, 1975, № 2.
13. Rabitz H., Lam S. H. Rotational energy relaxation in molecular hydrogen.— «Chem. Phys.», 1975, vol. 63, N 8.
14. Конохов В. К., Файзулаев В. Н. Кинетическая модель конденсации пересыщенного газа. Препринт ФИ АН СССР, N 32, 1976.

УДК 539.196.3 : 539.196.5

**РАСЧЕТ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ  
ПЕРЕХОДОВ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ С  
ПОТЕНЦИАЛОМ МОРЗЕ**

*А. Н. Варгин, Н. А. Ганина, Э. К. Костюченко,  
В. К. Конохов, А. И. Луковников, В. И. Селяков*

(Москва)

Данная работа является продолжением расчетов вероятностей возбуждения вращательных степеней свободы двухатомных молекул при столкновении, проведенных в [1]. В связи с большими вычислительными трудностями, возникающими при квантовомеханических расчетах [2], используется квазиклассический подход [3], позволяющий получить аналитические зависимости вероятности как от номеров вращательных уровней, характеризующих переход, так и от энергии сталкивающихся частиц. Последнее обстоятельство является немаловажным фактором для применения полученных вероятностей при описании по-