

УДК 533.72:539.188

## РЕЛАКСАЦИЯ АТОМАРНОГО ПУЧКА МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ПОКОЯЩЕМСЯ ГАЗЕ

А. А. Морозов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

На основе численного моделирования методом пробных частиц исследована релаксация атомарного пучка малой интенсивности в покоящемся газе. Рассмотрены особенности температурного поля в области смешения. Получена зависимость размера области релаксации от начальной скорости и массы инжектируемых частиц. Определены условия, при которых размер области релаксации минимален.

Численное исследование релаксации стационарного молекулярного пучка в покоящемся газе заключается в расчете и анализе полей параметров инжектируемых молекул, формирующихся в результате релаксации от максимальной неравновесности в точке инъекции к диффузионному дрейфу при температуре фонового газа. Многочисленные прикладные аспекты этой задачи связаны с различными стадиями релаксации. Релаксация пучка определяет процессы перезарядки, возможности вывода электронных и ионных пучков, их очистки от нейтральных частиц, а также способы создания газоструйных заградительных мишеней [1]. Процессы, сопровождающие газодинамическое разделение при инъекции смеси газов и изотопов, происходят на стадии существенной релаксации инжектируемого потока частиц [2, 3]. В задачах смешения газов, связанных с вакуумными технологиями, представляет интерес характеристика полной релаксации инжектируемого газа в фоновом. К этому классу задач можно также отнести смешение молекулярного и сплошного потоков при взаимодействии факела ракетного двигателя с окружающей атмосферой на большой высоте [4], активное зондирование атмосферы молекулярным газом и электронными пучками, получение электронно-пучковой плазмы, распыление поверхности мишени высокоэнергетическими пучками.

Задача о релаксации молекулярного пучка неоднократно решалась в простейшей постановке: рассматривался однонаправленный односкоростной пучок малой интенсивности, при этом столкновения инжектируемых частиц между собой и их влияние на фоновый газ не учитывались. Задача в такой постановке решалась как аналитически [5–8], так и численно [9–12].

В большинстве работ исследуются интегральные характеристики процесса релаксации: глубина проникновения тяжелых частиц в фоновый газ [8, 9], характерное время и размер области релаксации [5, 10, 11], изменение моментов функции распределения инжектируемых частиц в процессе релаксации [7]. Изучается пространственное распределение газодинамических параметров инжектируемого газа [6, 11]. Исследуется формирование высокотемпературных зон в области релаксации при инъекции легких частиц с большой скоростью [12]. Несмотря на значительный интерес к процессу релаксации молекулярного пучка, по полученным результатам нельзя составить завершенное описание этого явления.

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Президиума РАН (6-й Конкурс-экспертиза 1999 г. научных проектов молодых ученых РАН; грант № 57).

Данная работа посвящена численному исследованию релаксации пучка одноатомных частиц в указанной постановке и является продолжением [11]. Рассматриваются особенности пространственного распределения температуры в зоне релаксации, причем анализируются распределения энергии поступательного движения по различным направлениям в области с существенно неравновесным состоянием газа. Особое внимание уделяется оценке размера области релаксации в зависимости от массы и скорости инжектируемых частиц при использовании различных критериев в широком диапазоне этих величин.

**1. Постановка задачи и основные определения.** Рассматривается рассеивание однонаправленного атомарного пучка малой интенсивности на фоновом равновесном газе, состоящем из одноатомных частиц. Частицы пучка инжектируются из точечного источника. Начальная скорость для всех атомов пучка одинаковая. Столкновения инжектируемых частиц между собой и их воздействие на частицы фонового газа не учитываются. Задача решается методом пробных частиц [13].

Пространственное движение частиц рассматривается в цилиндрической области, на границе которой происходит полное поглощение инжектируемых частиц. Направление оси цилиндра совпадает с направлением инъекции. Размеры области выбирались таким образом, чтобы не было существенного влияния границ на область релаксации инжектируемых частиц. С учетом геометрии задачи введены цилиндрические координаты:  $r$  — расстояние до оси,  $\varepsilon$  — азимутальный угол; ось  $x$  совпадает с направлением инъекции, а начало системы координат — с положением источника.

Для описания взаимодействия атомов используется модель твердых сфер [14]. В качестве масштаба длины выбрана средняя длина свободного пробега частицы фонового газа  $\lambda_0 = 1/(n_0\sigma\sqrt{2})$  ( $n_0$  — числовая плотность;  $\sigma$  — сечение столкновения частиц), в качестве масштабов скорости и времени — наиболее вероятная тепловая скорость частиц фонового газа  $c_0 = (2kT_0/m_0)^{1/2}$  ( $k$  — постоянная Больцмана;  $T_0$  — температура фонового газа;  $m_0$  — масса частицы фонового газа) и время  $t_0 = \lambda_0/c_0$ . По накопленной информации о состоянии инжектируемых частиц в элементах цилиндрического объема определялись плотность, скорость, энергия и поступательная температура  $T$ . Вычислялись также компоненты температуры  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$ , параллельная и перпендикулярная вектору скорости соответственно, что позволило провести анализ степени неравновесности по направлениям в области релаксации. Для вычисления  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  в каждой ячейке вводилась локальная система координат  $(x', r')$ , связанная со скоростью газа в ячейке: направление оси  $x'$  совпадает с направлением вектора скорости, ось  $r'$  лежит в плоскости  $xr$  и перпендикулярна  $x'$ . Компоненты температуры определяются по формулам  $T_{\parallel} = m(\langle u_{x'}^2 \rangle - \langle u_{r'}^2 \rangle)/k$ ,  $T_{\perp} = m\langle u_{r'}^2 \rangle/k$  [14], где  $m$  — масса частиц инжектируемого газа;  $u_{x'}$ ,  $u_{r'}$  — проекции скоростей частиц на оси  $x'$  и  $r'$  соответственно.

Численные эксперименты проводились в широком диапазоне масс инжектируемых легких ( $M = m/m_0 < 1$ ) и тяжелых ( $M > 1$ ) частиц. Скорость пучка изменялась от нуля до значений, превышающих среднюю тепловую скорость фонового газа на два порядка. Параметрами задачи являлись отношения масс  $M$  и скоростей  $S = u_0/c_0$  ( $u_0$  — начальная скорость инжектируемого газа).

Для описания релаксационной зоны вычислялись интегральные характеристики процесса, однозначно определяемые параметрами  $S$  и  $M$ . Для определения интегральных характеристик удобно рассмотреть временную эволюцию отдельных частиц. Для этого промежутки времени, в течение которого частица находится в анализируемом объеме пространства, разбивается на интервалы длиной  $\Delta t$ . При моделировании движения частицы в моменты времени  $t_1 = \Delta t$ ,  $t_2 = 2\Delta t$ , ...,  $t_j = j\Delta t$ , ... определяются осевая компонента скорости частицы  $u_j$ , осевая координата частицы  $x_j$  и расстояние до точки инъекции  $d_j = (x_j^2 + r_j^2)^{1/2}$  ( $r_j$  — радиальная координата). При осреднении значений по ансамблю

всех инжектируемых пробных частиц вычисляются глубина проникновения инжектируемых частиц в фоновый газ  $X_j = \langle x_j \rangle$ , расстояние от точки инъекции  $D_j = \langle d_j \rangle$ , компонента энергии  $(E_x)_j = 0,5m\langle u_j^2 \rangle$  и функция распределения осевой компоненты скорости  $f_j(u)$ . В результате для достаточно малого значения  $\Delta t$  (в расчете  $\Delta t = 0,1t_0$ ) можно построить временные зависимости указанных величин  $X(t)$ ,  $D(t)$ ,  $E_x(t)$ ,  $f(u, t)$ .

При любом отношении масс  $M$  на бесконечном расстоянии от источника среднemasсовое движение частиц имеет строго радиальный характер, такой же как при движении от некоторого фиктивного источника с центром на оси цилиндрической области, не совпадающим с положением точки инъекции. Расстояние от фиктивного источника до точки инъекции  $L_s$  может использоваться для оценки размера области релаксации [11]. Для вычисления  $L_s$  используется понятие глубины проникновения инжектируемых частиц в фоновый газ  $X(t)$ . С ростом  $t$   $X(t)$  стремится к предельному значению  $X(\infty)$ , которое совпадает с расстоянием от точки инъекции до фиктивного источника.

Для оценки расстояния, на котором инжектируемая частица “забывает” направление первоначального движения, используется понятие размера области релаксации импульса  $L_i$  [10, 11]. Для каждой частицы вычислялось значение осевой координаты  $x_i$ , при котором осевая компонента скорости частицы меняет знак в первый раз после момента инъекции (т. е. частица начинает двигаться в направлении, противоположном направлению инъекции). Размер области релаксации импульса вычислялся как среднее значение этой координаты, определенное по всем пробным частицам:  $L_i = \langle x_i \rangle$ .

Степень неравновесности состояния инжектируемого газа наиболее точно определяется из сравнения функции распределения скоростей, полученной в расчете, с равновесной функцией распределения, соответствующей температуре фонового газа. Для определения размера области неравновесности введено понятие размера области релаксации функции распределения. В определенные моменты времени (начиная с момента инъекции частицы) вычисляется площадь области, заключенной между равновесной и неравновесной функциями распределения:

$$\Delta f(t) = \int \max\{0, f_M(u) - f(u, t)\} du.$$

Здесь  $f_M(u) = (c_0\pi^{1/2})^{-1} \exp(-(u/c_0)^2)$  — максвелловская функция распределения компоненты тепловой скорости при температуре фонового газа;  $f(u, t)$  — функция распределения осевой компоненты скорости инжектируемых частиц, полученная в расчете. Время релаксации функции распределения определялось как интервал от момента инъекции до момента  $t_f$ , когда площадь  $\Delta f$  становится меньше 1 % площади под функцией распределения, т. е.  $\Delta f(t_f) = 0,01 \int f_M(u) du$ , а размер области релаксации функции распределения  $L_f$  определялся как среднее расстояние от точки инъекции  $D(t_f)$ , соответствующее этому моменту времени. Численные расчеты показали, что для осевой компоненты скорости требуется больше времени для релаксации, чем для радиальной компоненты, поэтому размер области релаксации  $L_f$  определялся по осевой компоненте скорости.

Кроме того, размер неравновесной области оценивался на основе сравнения компонент энергии инжектируемых и фоновых частиц. Для этого в определенные моменты времени находилась разность между компонентой средней энергии  $E_x(t)$  и соответствующей компонентой энергии фоновых частиц  $E_{x0} = 0,25m_0c_0^2$ . Время релаксации энергии определялось как интервал от момента инъекции до момента  $t_E$ , когда  $E_x$  отличается от  $E_{x0}$  не более чем на 1 %, а размер области релаксации энергии  $L_E$  определялся как расстояние  $D(t_E)$ . Следует отметить, что полная энергия не может использоваться для вычисления размера области релаксации, поскольку при инъекции тяжелых частиц при определенных скоро-

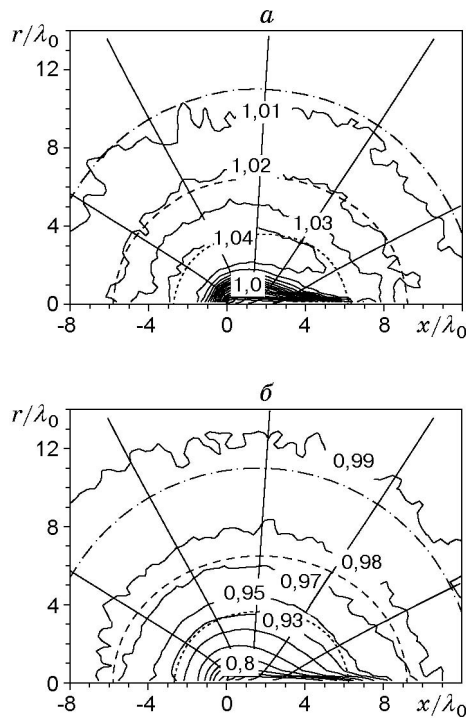


Рис. 1. Линии тока (прямые) и поля компонент температуры, параллельной (а) и перпендикулярной (б) линии тока ( $M = 1$ ,  $S = 1$ ):

пунктирные, штриховые, штрихпунктирные кривые — поверхности релаксации энергии, температуры и компонент температуры соответственно

стях энергии инжектируемых и фоновых частиц в процессе релаксации практически не различаются (хотя инжектируемый газ находится в существенно неравновесном состоянии), а размер области релаксации полной энергии равен нулю [11].

Для проверки программы выполнены расчеты при параметрах задачи, взятых из [9, 10]. Вычислялись глубина проникновения инжектируемых частиц в фоновый газ  $X(t)$  [9] и размер области релаксации импульса  $L_i$  [10]. Полученные результаты совпадают с результатами работ [9, 10].

**2. Пространственная конфигурация области релаксации.** Анализ характера неравновесности в зоне релаксации проведен на основе сравнения определенных в разных направлениях компонент температуры. На рис. 1 представлены поля компонент температуры, параллельной  $T_{\parallel}$  и перпендикулярной  $T_{\perp}$  линии тока, для случая  $M = 1$ ,  $S = 1$ . Изотермы имеют грушевидную форму. Температура изменяется от нуля в точке инъекции до фонового значения на периферии. Параллельная компонента (рис. 1, а) достигает максимума ( $T_{\parallel} \approx 1,04T_0$ ) на поверхности эллипсоида с полуосями  $4\lambda_0$  и  $3\lambda_0$  и затем уменьшается до значения фоновой температуры. Перпендикулярная компонента (рис. 1, б) монотонно возрастает до значения фоновой температуры. Сравнение  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  показывает, что распределение скоростей частиц в разных направлениях может значительно различаться (в пределах эллипсоида с характерным размером  $R = 4\lambda_0$  различие между  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  составляет более 10 %).

Полученный в расчете размер области смешения зависит от критерия, по которому определяется граница релаксации. Энергия инжектируемых частиц становится равной энергии фоновых частиц (различие не более 1 %) за пределами эллипсоида с центром вблизи фиктивного источника ( $x_s \approx 1,5\lambda_0$ ) с характерным размером  $R \approx 4\lambda_0$  (пунктирные кривые на рис. 1). Температура инжектируемого газа становится равной фоновой температуре частиц (различие не более 1 %) только за пределами эллипсоида с размером  $R \approx 7\lambda_0$  (штриховые кривые на рис. 1), причем на этой поверхности компоненты температуры существенно различаются:  $T_{\parallel} \approx 1,02T_0$ ,  $T_{\perp} \approx 0,975T_0$ . Полная релаксация, когда

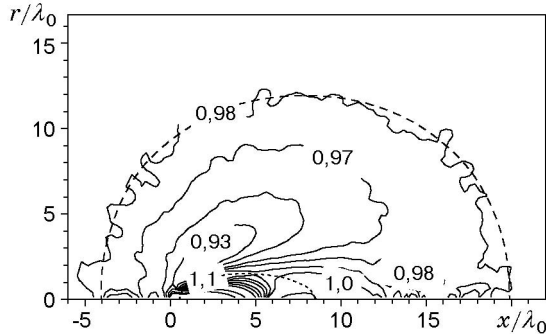


Рис. 2. Поле температуры ( $M = 10, S = 1$ ): пунктирная кривая — поверхность максимальной температуры, штриховая — поверхность, за пределами которой отличие температуры от фоновой не более 2 %

температуры инжектируемого и фоновых газов совпадают и распределение скоростей инжектируемых частиц по направлениям является изотропным (различие между  $T_{\parallel}$  и  $T_{\perp}$  не более 1 %), имеет место только за пределами сферы с радиусом  $R = 11\lambda_0$  (штрихпунктирные кривые на рис. 1).

Определяя интегральный размер области релаксации по отдельным траекториям частиц (по осевой компоненте скорости), получим  $L_E = 3,46\lambda_0$ ,  $L_f = 4,03\lambda_0$ , что достаточно хорошо согласуется с размером области релаксации энергии, определенным по пространственной конфигурации ( $R \approx 4\lambda_0$ ). Таким образом, интегральный размер области релаксации характеризует размер области с неравновесным состоянием газа на начальном этапе релаксации, в то время как область полной релаксации может быть значительно больше.

При увеличении или уменьшении  $M$  и  $S$  относительно единицы структура релаксационной зоны существенно меняется. При увеличении  $M$  релаксационная зона вытягивается в направлении инжекции. При уменьшении  $M$  релаксационная зона принимает форму, близкую к сферической. Представляет интерес рассмотреть изменение области релаксации при увеличении массы инжектируемых частиц.

На рис. 2 представлено поле температуры при  $S = 1, M = 10$ . Положение фиктивного источника сдвинуто в направлении инжекции и находится на расстоянии  $L_f \approx 9,4\lambda_0$  от источника, что соответствует сильной анизотропии релаксационной зоны. Особенностью температурного поля является немонотонность изменения температуры по нормали к линии инжекции. Экстремально высокую температуру имеет инжектируемый газ в окрестности некоторой поверхности, близкой к эллипсоиду с осью вращения вдоль направления инжекции (пунктирная кривая на рис. 2). Большая и малая полуоси эллипсоида равны  $4\lambda_0$  и  $1,5\lambda_0$ . Внутри эллипсоида создается область с существенно неравновесным состоянием газа. В этой области, как и в случае  $M = 1$ , поведение компонент температуры, параллельной и перпендикулярной линии тока, существенно различное. За пределами этой поверхности с повышенной температурой находится область пониженной температуры. Температура уменьшается вниз по потоку от максимального значения  $1,2T_0$  до  $0,9T_0$  и затем постепенно увеличивается до фонового значения. Температура становится изотропной (различие температур инжектируемого и фоновых газов не более 2 %) только за пределами сферической поверхности с центром в точке  $x = 8\lambda_0$  и радиусом  $12\lambda_0$  (штриховая кривая на рис. 2).

**3. Интегральные характеристики процесса.** Исследование кинетики релаксации атомарного пучка позволяет получить достаточно полную информацию об интегральных характеристиках, в частности, уточнить данные работ [10, 11].

Зависимости размера области релаксации импульса от отношения масс и скоростей имеют достаточно простой вид (рис. 3). На основе результатов расчета сделана попытка подобрать функцию, описывающую изменение размера области релаксации импульса.

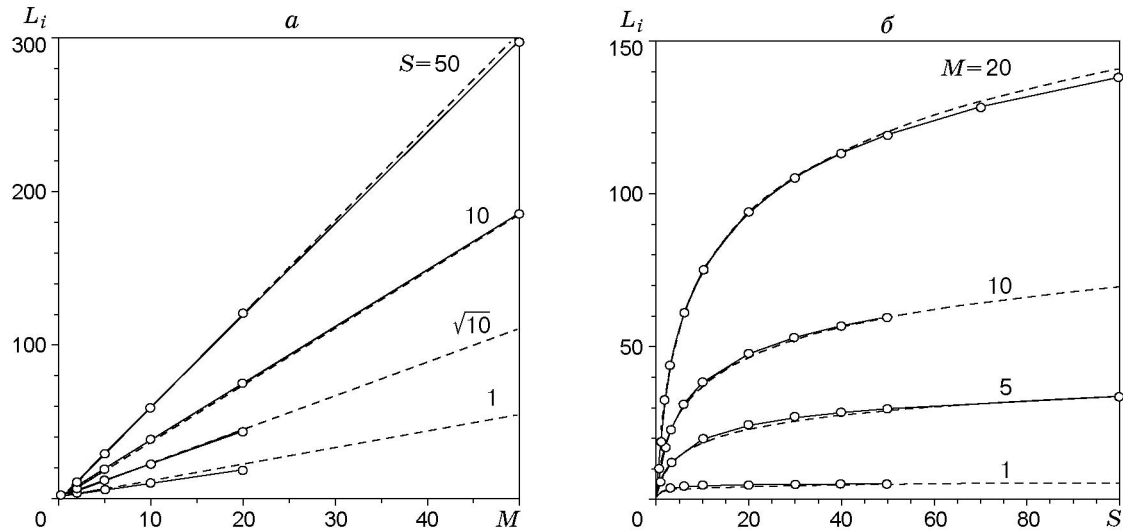


Рис. 3. Зависимости размера области релаксации импульса  $L_i$  от отношения масс при постоянной начальной скорости (а) и от начальной скорости при постоянном отношении масс (б):

сплошные линии — результаты расчета, штриховые — оценка по формуле (3.1)

В диапазоне отношений масс  $1 \leq M \leq 20$  и скоростей  $2 \leq S \leq 50$  такая функция найдена:

$$L_i(M, S) = (1,55M - 0,8) \ln [(S + 1)(10M + 3)/(10M - 9)]. \quad (3.1)$$

На рис. 3 приведено сравнение размера области релаксации импульса, определенного из расчета и по формуле (3.1). Рассматриваются зависимости  $L_i$  от массы при фиксированной начальной скорости  $S = 1; \sqrt{10}; 10; 50$  (рис. 3,а) и от начальной скорости при фиксированной массе  $M = 1; 5; 10; 20$  (рис. 3,б). Видно, что с ростом  $M$  и  $S$  различие между расчетными точками и данными, полученными по формуле (3.1), увеличивается.

Зависимости размера области релаксации энергии и области релаксации функции распределения имеют сложный вид. На рис. 4, 5 представлены соответственно зависимости этих величин от отношения масс при заданной скорости  $S = 0,5; 1; \sqrt{10}; 10$  и от начальной скорости при заданном отношении масс  $M = 0,05; 0,1; 1; 10$ . Видно, что между размером области релаксации энергии и размером области релаксации функции распределения имеет место корреляция.

При фиксированном отношении скоростей  $S$  при  $M \rightarrow 0$  и  $M \rightarrow \infty$  размер области релаксации  $L$  неограниченно увеличивается (см. рис. 4). При любом отношении скоростей величина  $L$  достигает минимума при  $M = 1$ , что соответствует более быстрой релаксации при равенстве масс частиц. Кроме того, при инжекции с большой начальной скоростью ( $S > 1$ ) имеет место второй минимум величины  $L$  при таком отношении масс  $M_{\min}$ , при котором начальная энергия инжектируемого газа  $E_{\min}$  на 20 % меньше энергии фонового газа  $E_0 = 0,75m_0c_0^2$ . Например, при  $S = \sqrt{10}$   $M_{\min} = 0,12$ ,  $E_{\min} = 0,8E_0$  (см. рис. 4,з), при  $S = 10$   $M_{\min} = 0,012$ ,  $E_{\min} = 0,8E_0$  (см. рис. 4,з).

При фиксированном отношении масс  $M$  при  $S \rightarrow \infty$  наблюдается увеличение размера области релаксации  $L$  (см. рис. 5). При  $S \rightarrow 0$  величина  $L$  стремится к некоторому постоянному значению, отличному от нуля. Для тяжелых частиц ( $M > 1$ ) с увеличением  $S$  происходит монотонный рост размера области релаксации, для легких частиц ( $M < 1$ ) зависимость размера области релаксации от начальной скорости имеет точку минимума. Минимальный размер области релаксации  $L_{\min}$  достигается при такой начальной

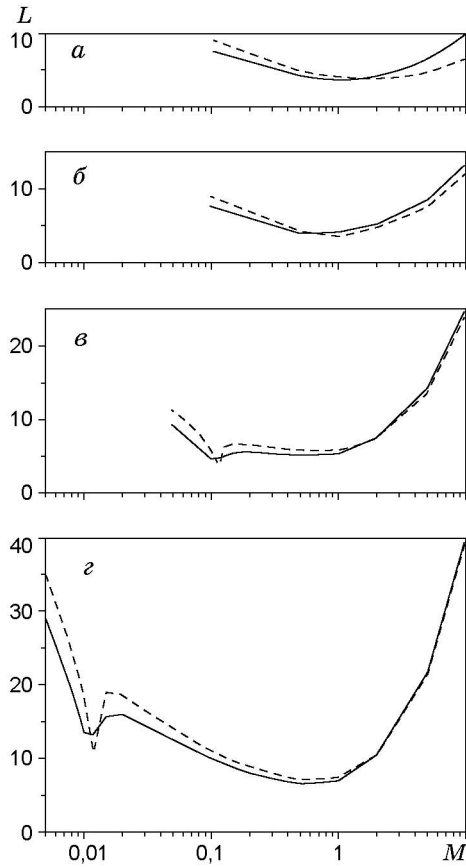


Рис. 4

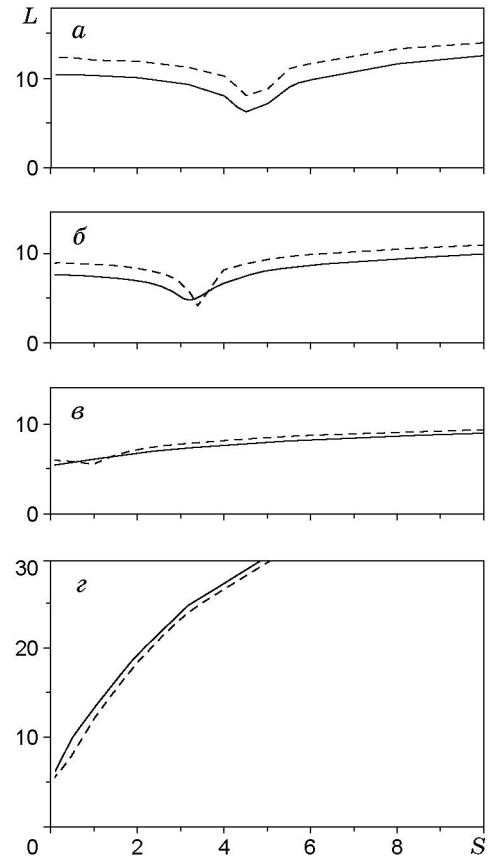


Рис. 5

Рис. 4. Зависимости размера области релаксации функции распределения  $L_f$  (сплошные кривые) и размера области релаксации энергии  $L_E$  (штриховые кривые) от отношения масс при различной начальной скорости:

$a - S = 0,5$ ;  $б - S = 1$ ;  $в - S = \sqrt{10}$ ;  $г - S = 10$

Рис. 5. Зависимости размера области релаксации функции распределения  $L_f$  (сплошные кривые) и размера области релаксации энергии  $L_E$  (штриховые кривые) от начальной скорости при различном отношении масс:

$a - M = 0,05$ ;  $б - M = 0,1$ ;  $в - M = 1$ ;  $г - M = 10$

скорости  $S_{\min}$ , при которой начальная энергия инжектируемого газа  $E_{\min}$  приблизительно на 30 % меньше энергии фонового газа  $E_0$ . Например, при  $M = 0,05$   $S_{\min} = 4,5$ ,  $E_{\min} = 0,67E_0$  (см. рис. 5,  $a$ ), при  $M = 0,1$   $S_{\min} = 3,3$ ,  $E_{\min} = 0,73E_0$  (см. рис. 5,  $б$ ).

Наличие точки минимума при  $M < 1$  объясняется тем, что легкие частицы при столкновениях с тяжелыми быстро теряют направленную скорость и энергия направленного движения перераспределяется между тремя компонентами скорости. Если изначально энергия легких инжектируемых частиц сильно отличалась от энергии фоновых, то после нескольких столкновений инжектируемые частицы будут иметь максвелловское распределение скоростей при температуре, отличной от температуры фонового газа. При последующих столкновениях с фоновыми частицами будет происходить обмен энергией между инжектируемыми и фоновыми частицами с постепенным приближением температуры инжектируемого газа к фоновой. Поскольку массы инжектируемых и фоновых частиц сильно различаются, обмен энергией при каждом столкновении будет незначительным, а про-

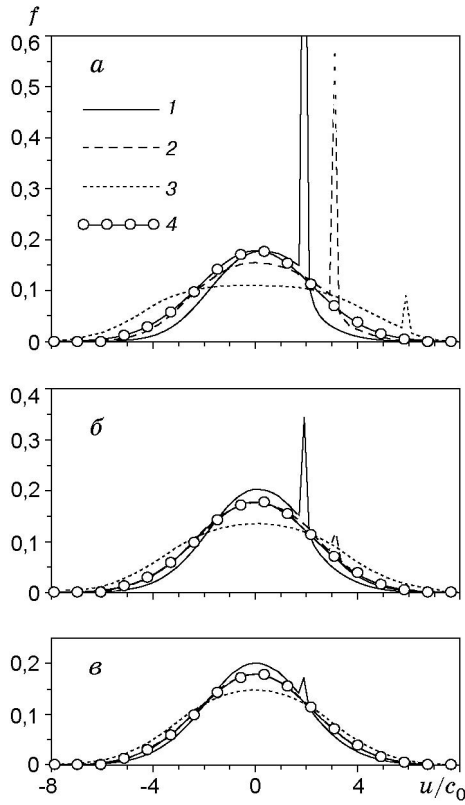


Рис. 6. Эволюция функции распределения  $f(u, t)$  компоненты скорости инжектируемых частиц, параллельной оси инжекции ( $M = 0,1$ ):

$a$  —  $t = t_0$ ;  $б$  —  $t = 2t_0$ ;  $в$  —  $t = 3t_0$ ; 1 —  $S = 2$ ; 2 —  $S = \sqrt{10}$ ; 3 —  $S = 6$ ; 4 — максвелловская функция распределения при температуре фонового газа

цесс релаксации длительным. Если изначально энергия инжектируемых частиц близка к энергии фоновых, то уже после первых столкновений и перераспределения начальной энергии инжектируемые частицы будут иметь равновесное распределение с температурой, близкой к температуре фонового газа. Таким образом, при инжекции легких частиц с энергией, близкой к энергии фонового газа, процесс релаксации значительно ускорится. Подтверждением такого объяснения является представленная на рис. 6 эволюция функции распределения  $f(u, t)$  компоненты скорости, параллельной оси инжекции, для  $M = 0,1$  при начальной скорости  $S = 2$ ;  $\sqrt{10}$ ; 6 в моменты времени  $t = t_0$ ;  $2t_0$ ;  $3t_0$ . Для  $MS^2 = 1$ ,  $S = \sqrt{10}$  ( $E = 0,67E_0$ ) уже при  $t = 3t_0$  функция распределения скоростей отличается от равновесной функции распределения с температурой фонового газа не более чем на 1 %. Для  $S = 2$  и  $S = 6$  ( $E = 0,27E_0$  и  $E = 2,4E_0$ ) функции распределения в данный момент времени близки к максвелловским, но с температурой, соответственно меньшей и большей, чем фоновая температура ( $T \approx 0,8T_0$  и  $T \approx 1,4T_0$ ), при этом время релаксации ( $7t_0$  и  $7,5t_0$ ) намного больше, чем для  $S = \sqrt{10}$  ( $3t_0$ ). Размер области релаксации для рассмотренных отношений скоростей составляет  $7\lambda_0$ ,  $4,7\lambda_0$  и  $8,6\lambda_0$  (см. рис. 5, б), т. е. в точке минимума он уменьшается приблизительно на 40 %.

Следует отметить, что обнаруженные эффекты не зависят от выбираемого критерия для определения размера области релаксации. Размер области релаксации определялся при использовании в качестве критерия различия энергий или значений функции распределения инжектируемого и фонового газов 1 %. Если размер области релаксации определять из условия, что указанные выше различия равны 0,5 или 2 %, то размер области релаксации немного изменится, но характер зависимостей  $L(M)$  и  $L(S)$  останется прежним.

Из сравнительного анализа размера области релаксации импульса, размера области релаксации энергии и расстояния от точки инжекции до фиктивного источника можно сделать следующие выводы. В рассмотренном диапазоне отношений масс и скоростей рас-



стояние от точки инжекции до фиктивного источника незначительно меньше размера области релаксации импульса (приблизительно на  $0,6\lambda_0$ ). Размер области релаксации энергии всегда больше размера области релаксации импульса. Для тяжелых частиц это различие составляет от одной до шести длин свободного пробега. Для легких частиц при  $M \rightarrow 0$  размер области релаксации энергии увеличивается, в то время как размер области релаксации импульса стремится к постоянному значению, равному средней длине свободного пробега для заданной скорости  $S$ . Для тяжелых частиц размер области релаксации энергии и размер области релаксации функции распределения скоростей принимают близкие значения, следовательно, при инжекции тяжелых частиц ( $M > 1$ ) любая из рассмотренных характеристик ( $L_i, L_E, L_f, L_s$ ) может быть использована для оценки размера области релаксации.

**Заключение.** Исследование кинетики релаксации атомарного пучка в покоящемся газе на основе моделирования методом пробных частиц позволило получить качественные и количественные характеристики релаксации атомарного пучка к тепловому равновесию с фоновым газом в диапазонах отношений масс инжектируемого и фонового газа  $0,005 \div 50$  и отношений скоростей инжекции  $0,1 \div 100$  (при моделировании атомов твердыми сферами). Результаты качественного анализа релаксации справедливы и для более широкого диапазона параметров.

Получена формула, определяющая зависимость размера области релаксации импульса от отношения масс  $M$  и начальной скорости инжектируемых частиц  $S$  в диапазонах  $1 \leq M \leq 20$ ,  $2 \leq S \leq 50$ . Установлена зависимость размера области релаксации энергии и функции распределения скорости частиц от отношения масс и начальной скорости инжектируемых частиц. Эта зависимость в основном немонотонная, при этом имеют место минимумы при  $MS^2 \sim 1$ . Установлено, что при инжекции тяжелых частиц ( $M > 1$ ) любая из рассмотренных характеристик ( $L_i, L_E, L_f, L_s$ ) может быть использована для оценки размера области релаксации. Полученные данные позволяют оценить размеры области неравновесного смещения инжектируемого и фонового газов при малой интенсивности потока атомов в пучке.

Автор выражает благодарность А. К. Реброву и М. Ю. Плотникову за постановку задачи и помощь в работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Иванов В. П.** О газокинетической очистке пучка ионов от нейтральных молекул // Журн. техн. физики. 1974. Т. 44, № 2. С. 380–386.
2. **Куснер Ю. С., Кутателадзе С. С., Приходько В. Г. и др.** Инерционное газокинетическое разделение газовых смесей и изотопов // Докл. АН СССР. 1979. Т. 247, № 4. С. 845–848.
3. **Gallagher R. G., Anderson J. B.** Isotope separation in crossed-jet systems // Proc. of the 11th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Cannes (France), July 3–8, 1978. Paris: Commissariat a l'Energie Atomique, 1979. V. 1. P. 629–637.
4. **Лукьянов Г. А.** Рассеяние гиперзвукового потока на сверхзвуковой струе газа при свободномолекулярном режиме взаимодействия // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973. № 1. С. 176–179.
5. **Хрипунов Б. И.** Релаксация пучков нейтральных частиц в газе // Журн. техн. физики. 1978. Т. 48, № 9. С. 1890–1897.
6. **Чекмарев С. Ф.** Рассеяние пучка тяжелых невзаимодействующих частиц на легком газе // Диагностика потоков разреженного газа: Сб. науч. тр. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1979. С. 189–195.

7. **Boffi V. C., Spiga G.** Exact time-dependent solutions to the nonlinear Boltzmann equation // Proc. of the 15th Intern. symp. on rarefied gas dynamics, Grado (Italy), June 16–20, 1986. Stuttgart: B. G. Teubner, 1986. V. 1. P. 55–63.
8. **Riesco-Chueca P., Fernandez-Feria R., Fernandez de la Mora J.** Interspecies transfer of momentum and energy in disparate mass gas // Phys. Fluids. 1987. V. 30, N 1. P. 45–55.
9. **Anderson J. B.** Low energy particle range // J. Chem. Phys. 1975. V. 63, N 4. P. 1504–1512.
10. **Паклин Б. Л., Ребров А. К.** Взаимодействие молекулярного потока от точечного источника со сплошной средой // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 5. С. 3–6.
11. **Морозов А. А., Плотников М. Ю., Ребров А. К.** Кинетика деградации молекулярного пучка в покоящемся газе // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 4. С. 103–110.
12. **Морозов А. А., Плотников М. Ю., Ребров А. К.** Ударные эффекты при деградации молекулярного пучка // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 17. С. 16–21.
13. **Перлмуттер М.** Решение задач о течении Куэтта и о теплопередаче между параллельными пластинами в разреженном газе методом Монте-Карло // Вычислительные методы в динамике разреженных газов. М.: Мир, 1969. С. 116–139.
14. **Берд Г.** Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981.

*Поступила в редакцию 28/І 2002 г.,  
в окончательном варианте — 15/ІІІ 2002 г.*

---