ОБ ОДНОМЕРНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН СЖАТИЯ И ГОРЕНИЯ

Е. А. Дынин

(Москва)

В работах [1, 2] в приближении идеальной жидкости получены результаты, описывающие различные режимы распространения возмущений при искривлении фронта ударной волны. Однако частный случай этой задачи, отвечающий одномерному возмущению, не исследован ранее и рассматривается в первом разделе настоящей работы.

При выходе за рамки приближения идеальной жидкости задача об устойчивости проанализирована лишь для слабых волн сжатия в вязких средах, описываемых модельным одномерным уравнением Бюргерса [3, 4]. Во втором разделе статьи доказывается одномерная устойчивость стационарных ударных волн для более широкого класса модельных уравнений гидродинамики вязкой среды.

Граничные условия играют важную роль и в проблеме устойчивости стационарных волн горения. Здесь, при подобии полей концентрации и температуры, задача сводится к решению некоторого нестационарного уравнения Шредингера, а волновая функция теории горения в отличие от квантовой механики может экспоненциально расти на бесконечности. В связи с этим традиционный подход [5, 6], связанный с поиском собственных функций и использованием их характеристических свойств [7], может оказаться недостаточным. В заключительной части работы рассматриваются модели, для которых реакция, отсутствуя в начальном состоянии, происходит вблизи него.

Устойчивость разрывных течений

Пусть невозмущенная ударная волна движется по покоящейся среде с волновой $D>0$ и массовой скоростью u в направлении оси x. Ее важными характеристиками являются скорость звука за и перед фронтом $c=(D-u)\mathrm{M}^{-1}$ и $c_0<D$, а также величина $\chi=(d\rho/dp)_{\text{н}}(D-u)^2$, где производная плотности ρ по давлению p взята вдоль ударной адиабаты. Если при наложении возмущения координата разрыва $x_f(t)$ определяется из условия $x_f(t)=Dt+\eta e^{-i\omega t}$, то малое возмущение характеристик среды за разрывом следует искать в виде $\sim\exp(-i\omega\tau+ily)$, где $\tau=t$, $y=x-x_f(t)$, l — волновой вектор возмущения, ω — частота возмущения.

В принятых обозначениях результат линеаризации исходной системы уравнений гидродинамики [1] записывается в виде системы

$$[\omega+(D-u)l)^2=c^2l^2, \tag{1}$$

$$2\omega=[\omega+(D-u)l](1-\chi). \tag{2}$$

Отметим, что помимо прямого использования формул из [1] для одномерного случая эквивалентная (1), (2) система может быть получена и с помощью точных соотношений на разрыве, подобных выведенным в [8].

Система всегда имеет тривиальное решение $\omega=0$, $l=0$, соответствующее сдвигу профиля как целого. Согласно [6], такое решение следует интерпретировать как устойчивую моду. Ограничиваясь, как обычно [1], областью $\mathrm{M}<1$, мы должны исключить решение, отвечающее $\chi=\mathrm{M}=1$, $\omega=0$, $l\neq0$. Однако отсюда еще не следует, что при $D>c_0$, $D-u<c$ волна с плоским фронтом всегда устойчива, как это вытекает из соображений об эволюционности [9]. Оказывается, существуют вырожденные случаи, когда формальное применение такого рода соображений, основанных на сравнении числа параметров, определяющих возмущение,

и числа граничных условий, не оправдано. В этих случаях число независимых граничных условий уменьшается и возникают нетривиальные решения системы (1), (2), позволяющие полностью исследовать вопрос об одномерной устойчивости.

Если $\mathrm{Im}(\omega/l)=0$, то из вида возмущений и условий его спадания при $y\to-\infty$ ($\mathrm{Im}\,l<0$) вытекает, что при $(\omega/l)>0$ волна устойчива ($\mathrm{Im}\,\omega<0$), а при $(\omega/l)<0$ — неустойчива.

Первый случай реализуется при $\chi=2\mathrm{M}+1$, когда $(\omega/l)=(1-\mathrm{M})$. Второй случай — при $\chi=-(2\mathrm{M}+1)$ и $(\omega/l)=-(1+\mathrm{M})$. Точка $\chi=-(2\mathrm{M}+1)$ отвечает одной из границ области двумерной неустойчивости, найденной в [1], причем проведенный в [2] непосредственно для этой точки расчет свидетельствует об устойчивости волны с первоначально искривленным фронтом. Таким образом, рассмотрение класса одномерных возмущений позволило дополнить область абсолютной неустойчивости ударных волн в гидродинамике идеальной жидкости одной точкой, с учетом которой эта область описывается неравенствами

$$\chi>1,\ \chi\leqslant-(1+2\mathrm{M}). \tag{3}$$

Здесь следует отметить, что свойство устойчивости разрыва в математической литературе (например, в [10]) трактуется в ином смысле, чем используемое здесь условие наличия малых затухающих во времени возмущений. Хотя при этом удается учитывать и нелинейные эффекты, полностью проанализировано лишь уравнение

$$\partial v/\partial t+c(v)\cdot\partial v/\partial x=0. \tag{4}$$

В частности, для стационарной ударной волны с граничными условиями

$$\begin{aligned} &v(x=-\infty)=v_1>0,\\ &v(x=+\infty)=0 \end{aligned} \tag{5}$$

при выполнении в интервале $0\leqslant v\leqslant v_1$ неравенств

$$0\leqslant dc/dv<K,\quad c_-=c(v_1)>D>c(0)=c_+>0 \tag{6}$$

в [10] продемонстрирована устойчивость в указанном смысле.

Спектр малых возмущений для задачи (4), (5) определяется выражением

$$\omega/l=c_--D,$$

правая часть которого в силу (6) положительна, что свидетельствует об устойчивости и в используемом нами смысле экспоненциального затухания амплитуды возмущений.

Устойчивость ударно-волновых структур с конечной шириной фронта

При выводе условий устойчивости (3) кроме предположений о малости возмущения и стационарности невозмущенной волны применялось приближение идеальной жидкости. Выход за рамки этого приближения приводит к появлению в задаче дополнительного размерного параметра (ширины фронта стационарной волны), влияющего на спектр возмущений. Учет подобного влияния, помимо самостоятельного теоретического значения, важен в свете экспериментов [11, 12], указывающих на возможность расширения области (3).

Однако трудности, встретившиеся при анализе сформулированной проблемы даже в сравнительно простом случае идеального газа [3], делают целесообразным в качестве первого этапа исследования обращение к модельным системам, обобщающим уравнение (4). Это уравнение широко используется для описания разнообразных волновых процессов, в том числе и взрывного происхождения [13]. В (4) пренебрегается тепловыми эффектами и явлением отражения волн, а акустические возмущения движутся лишь в одном направлении со скоростью $c(v)$. Обобщенное уравнение, включающее постоянный коэффициент эффективной вязкости $\mu > 0$, имеет вид

$$[\partial/\partial t + c(v)\cdot\partial/\partial x - \mu\partial^2/\partial x^2]v = 0 \tag{7}$$

и, помимо перечисленных ограничений, накладывает условие определенной малости вязкостных эффектов [14]. Доказательство устойчивости стационарных решений задачи (5)—(7) составляет основное содержание этого раздела работы.

После введения переменной

$$\xi = x - Dt \tag{8}$$

задача о стационарном профиле $v_s(\xi)$ сводится к квадратуре

$$\mu dv_s/d\xi = p(v_s) - Dv_s,$$

где $(dp/dv) = c(v)$; $D = p(v_1)/v_1$ и вследствие выпуклости $p(v)$ профиль монотонен.

В частности, для простейшей реализации условий (6) — уравнения Бюргерса — $c(v) = v$, и невозмущенная волна описывается выражением [4, 6]

$$v_s(\xi) = v_1/2[1 - \operatorname{th}(v_1/4\mu)(\xi - \xi_0)], \tag{9}$$

совпадающим с известным результатом [9] теории слабых ударных волн.

При наложении возмущения решение (7) ищется в виде $v = v_s + \varphi(\xi)e^{-\varepsilon t}$, и после пренебрежения членами порядка ψ^2 получим линейное уравнение с переменными коэффициентами

$$\left\{-\mu\frac{d^2}{d\xi^2} + [c(v_s) - D]\frac{d}{d\xi} + \frac{dc(v_s)}{d\xi}\right\}\varphi = \varepsilon\varphi \tag{10}$$

и граничным условием

$$\varphi(\xi = \pm\infty) = 0. \tag{11}$$

Функция $\varphi_0(\xi) = dv_s/d\xi$ — решение задачи (10), (11) при $\varepsilon = 0$ (ε — собственное значение) и, отвечая сдвигу как целого монотонного профиля, не обращается в нуль при конечных ξ. Для доказательства устойчивости достаточно показать, что среди всех решений (10), (11) низшим значением $\operatorname{Re}\varepsilon$ обладает $\varphi_0(\xi)$.

Производя замену переменной

$$\psi(\xi) = \psi(\xi)\exp\left\{\frac{1}{2\mu}\int_0^{\xi}[D - c(v_s)]\,d\xi\right\}, \tag{12}$$

вместо (10) получим уравнение шредингеровского типа

$$\left\{-\mu\frac{d^2}{d\xi^2} + \frac{1}{2}\frac{dc(v_s)}{d\xi} + \frac{[c(v_s) - D]^2}{4\mu}\right\}\psi = \varepsilon\psi. \tag{13}$$

В отличие от задач квантовой механики решения (13) могут возрастать при $|\varepsilon| \to \infty$. Оценка экспоненциального сомножителя в (12) дает ограничение на скорость этого роста

$$\begin{aligned} &\psi\exp\left[\frac{(c_+ - D)}{2\mu}\xi\right] \to 0, \quad \xi \to \infty,\\ &\psi\exp\left[\frac{(C_- - D)}{2\mu}\xi\right] \to 0, \quad \xi \to -\infty. \end{aligned} \tag{14}$$

Известна теорема [7] о том, что в классе функций, равных нулю на границе области, отсутствие нулей является характеристическим свойством первой собственной функции оператора шредингеровского типа. Хотя функция ψ_0, построенная из φ_0 согласно (12), спадает при $|\xi| \to \infty$ и удовлетворяет условиям теоремы[1]; принципиальная возможность возрастания собственных функций не позволяет непосредственно на этом этапе применить указанную теорему.

Однако если показать, что из предположения о существовании решения ψ краевой задачи (10), (11) с $\operatorname{Re} \varepsilon \leqslant 0$, где $(\psi/\psi_0) \neq \mathrm{const}$, вытекает экспоненциальный спад ψ при $|\xi| \to \infty$, то далее обычными методами теории самосопряженных операторов легко убедиться в вещественности ε и сходимости фигурирующих в доказательстве теоремы интегралов. Тогда теорема становится применимой к функциям ψ и ψ_0 одновременно, т. е. предположение о существовании $\psi \neq \psi_0$ с $\operatorname{Re} \varepsilon < 0$ ложно, и для $\varphi = \varphi_0$ реализуется минимальное $\operatorname{Re} \varepsilon = 0$.

Если асимптотику решений (12) при $\xi \to \pm\infty$ искать в виде соответственно $\psi \sim \exp(\lambda \pm \xi)$, то

$$\lambda_\pm^2 = \left(\frac{c_\pm - D}{2\mu}\right)^2 - \frac{\varepsilon}{2\mu}.$$

В силу ограничений (14) при допущении $\operatorname{Re} \varepsilon < 0$ выбор $\lambda_\pm$ однозначен и приводит к выполнению требуемых неравенств $\operatorname{Re} \lambda_+ < 0$, $\operatorname{Re} \lambda_- > 0$, обеспечивающих спад ψ при $|\xi| \to \infty$.

Таким образом, в общем виде доказана устойчивость стационарного профиля волн сжатия в модели (7). Особенности задачи проще всего проиллюстрировать на примере уравнения Бюргерса, для которого $c(v) = v$ и все собственные функции допускают аналитическое представление. В этом случае, используя (9)—(13) и полагая $z = v_1\xi/(4\mu)$, $E = 16\,\mu^2\varepsilon/v_1^2$, $\psi = \varphi\,\mathrm{ch}\, z$, имеем уравнение

$$[-d^2/dz^2 - 2/\mathrm{ch}^2 z - (1 - E)]\psi = 0 \tag{15}$$

с граничным условием при $|z| \to \infty$

$$\psi e^{-|z|} \to 0. \tag{16}$$

Помимо отвечающего $E = 0$ решения $\psi_0 = \mathrm{ch}^{-1} z$ задача (15), (16) имеет собственные функции вида

$$\psi_\alpha = \mathrm{ch}\, z \cdot d/dz(e^{\alpha z}/\mathrm{ch}\, z), \tag{17}$$

где $\alpha^2 = 1 - E$; $\operatorname{Re} E > (\operatorname{Im} \alpha)^2$.

Естественно, что именно несамосопряженность задачи вызвала наличие комплексных собственных значений и несовпадение числа нулей и номера собственных функций. Поскольку (17) представляет собой общее решение (15) при $E \neq 0$, тем самым дано еще одно доказательство устойчивости стационарного профиля в уравнении Бюргерса. Этот факт вытекает и из точного решения задачи Коши с учетом нелинейности [14], а для малых возмущений он был получен в [3, 4]. Однако при расчете спектра в [4] не рассматривалась возможность роста ψ на бесконечности, в результате чего были опущены решения вида (17) с $\operatorname{Re} \alpha \neq 0$.

Существенно, что решения одномерной задачи использовались в [4] как система базисных функций при определении сдвига низшего уровня в рамках двумерного обобщения уравнения Бюргерса. Поэтому существование экспоненциально растущих одномерных возмущений, неучтенных в [4], лишает доказательной силы основной вывод этой работы о двумерной неустойчивости стационарных волн сжатия. Таким образом, даже при простейшем варианте модельного уравнения для ударных волн с ко-

---

[1] Доказательство [7] непосредственно переносится на случай рассматриваемых в работе потенциалов, заданных на бесконечном интервале, если наложить на класс функций условие квадратичной интегрируемости на этом интервале.

нечной шириной фронта вопрос о двумерной неустойчивости остается открытым. Ввиду трудностей, встретившихся при аналитическом исследовании вопроса, здесь, по-видимому, целесообразно использовать численные методы.

Устойчивость при распространении пламени

Рассмотрим распространение пламени по однородной горючей смеси для частной реализации термодиффузионного механизма, когда система полностью характеризуется одной величиной θ, удовлетворяющей уравнению

$$\partial\theta/\partial t = \varkappa \cdot \partial^2\theta/\partial x^2 + F(\theta), \tag{18}$$

где $\varkappa$ — постоянный коэффициент переноса; F — функция источника. Хотя дальнейший анализ подробно проводится для модели, описывающей изотермические пламена (θ — концентрация), при этом обсуждается также применимость результата и к случаю подобия температурного и концентрационного полей [5, 6].

Пусть граничные условия имеют вид

$$\theta(x = -\infty) = \theta_+, \ \theta(x = -\infty) = \theta_- > \theta_+. \tag{19}$$

Будем рассматривать модели, частный случай которых изучен в [15], где на F не накладывается условие обращения в нуль на конечном участке вблизи начальной температуры. При условиях $F(\theta_+) = F(\theta_-) = 0$, $F(\theta) > 0$ для $\theta_+ < \theta < \theta_-$ и необходимой гладкости F задача о стационарном профиле разрешима при каждом значении волновой скорости $D \geqslant D_0$ [16]. Этот профиль монотонен и описывается уравнением

$$D \cdot d\theta_D/d\xi + \varkappa \cdot d^2\theta_D/d\xi^2 - F(\theta)_D = 0.$$

Сначала, следуя [5, 6], будем искать возмущения вида $\varphi(\xi)e^{-\varepsilon t}$ на фоне стационарного решения, где $\varphi(\xi)$ удовлетворяет условиям (11) и уравнению

$$\left[-\varkappa\frac{d^2}{d\xi^2} - D\frac{d}{d\xi} - F'_\theta(\theta_D)\right]\varphi = \varepsilon\varphi,$$

являющемуся аналогом (10). После преобразования $\varphi = \exp[-D\xi/(2\varkappa)]\psi$ имеем уравнение шредингеровского типа

$$\left[-\varkappa\frac{d}{d\xi^2} + \frac{D^2}{4\varkappa} - F'_\theta(\theta_D)\right]\psi = \varepsilon\psi \tag{20}$$

с граничным условием $\psi\exp[-D\xi/(2\varkappa)] \to 0$ при $|\xi| \to \infty$.

Бесконечно малому сдвигу соответствует решение $\varphi_0 = d\theta_D/d\xi$ с $\varepsilon = 0$. Функция $\psi_0 = \exp[D\xi/(2\varkappa)]\varphi$ обращается в нуль только при $\xi = \pm\infty$ и является решением уравнения (20). Однако так как граничные условия для ψ допускают рост при $\xi \to \infty$, то отсюда еще не следует, что $\varepsilon = 0$ — минимальное собственное значение.

Применим тот же прием, что и в предыдущем разделе: предположим существование собственной функции ψ с $\operatorname{Re}\varepsilon < 0$ и асимптотикой $\sim\exp\lambda\xi$ при $\xi \to \infty$. Тогда из (20), полагая $F'_\theta(\theta = \theta_+) = a$, имеем

$$\lambda^2 = (D/2\varkappa)^2 - (a + \varepsilon)/\varkappa. \tag{21}$$

Если $a = 0$, то в силу условия $\operatorname{Re}\lambda < D/(2\varkappa)$ необходимо выбрать $\operatorname{Re}\lambda < 0$. Установленное свойство спадания ψ обеспечивает возможность применения теоремы [7] о характеристическом свойстве первой собственной функции, что в полной аналогии с приведенным обсуждением приводит к выводу об устойчивости стационарной волны при $a = 0$.

Естественно, что изложенное выше доказательство непосредственно переносится и на рассмотренную в [5, 6] модель с ненулевым параметром отрезания. Для этого случая необходимый дополнительный по отношению к [5, 6] анализ проведен на основе иной параметризации в работе [17]. При $a > 0$ непосредственно из (21) не вытекает спад функции ψ, соответствующей $\varepsilon < 0$ и граничным условиям вида (11). Представляет интерес вопрос о том, в какой мере необходимо изменить граничные условия, чтобы и для $a > 0$ обеспечить обращение ψ в нуль при $\xi \to \infty$. Это будет достигнуто, если вместо (11) наложить при $\xi \to \infty$ более жесткое ограничение, например

$$\varphi \exp\left[\left(\frac{D}{2} - \sqrt{\frac{D^2 - 4a\varkappa}{3}}\,\frac{\xi}{\varkappa}\right]\right] < \text{const}. \tag{22}$$

«Волновая функция» при условии (22) должна удовлетворять асимптотическому неравенству

$$|\ln\psi/\xi|_{\xi\to\infty} \leqslant \frac{\sqrt{D^2 - 4a\varkappa}}{2\varkappa}, \tag{23}$$

из которого само по себе не следует равенство $\psi(\xi = \infty) = 0$. Однако сопоставление (23) и (21) при $\varepsilon < 0$ вновь приводит к выбору $\operatorname{Re}\lambda < 0$, и требуемое для устойчивости равенство выполняется.

Условие (22) интерпретируется следующим образом. При $\xi \to \infty$ стационарное решение $\theta_D(\xi)$ стремится к нулю $\sim \exp\left[\frac{-D + \sqrt{D^2 - 4a\varkappa}}{2\varkappa}\right]$ (не рассматривается единственная интегральная кривая, отвечающая знаку «минус» перед корнем [15]). Поэтому ограничение (22) сводится к тому, что возмущение, равное при $t = 0$ функции $\varphi(\xi)$, не должно при достаточно больших ξ превосходить возмущаемую функцию $\theta_D(\xi)$.

Поскольку подобные жесткие условия ранее, насколько известно автору, в литературе по устойчивости нелинейных волн не обсуждались, то большая часть материала изложена применительно к традиционным условиям (11). Использование условий (22) позволяет выделить класс функций, для которых устойчивость экспоненциально зависящих от времени возмущений заведомо имеет место и для $a > 0$. Из способа доказательства очевидно, что при этом можно несколько ослабить условие (22), заменяя константу в его правой части функцией, возрастающей при $\xi \to \infty$ по степенному закону.

Отметим, что полученные результаты ни в коей мере не противоречат выводам работы [15] и гипотезе, обсуждаемой в [18], о неустойчивости в определенном смысле для моделей, допускающих непрерывный набор волновых скоростей. Подобная неустойчивость не была уловлена даже при полученном для класса финитных возмущений решении нелинейной задачи Коши [19]. Кроме того, линеаризованный анализ задачи Коши при отсутствии экспоненциально растущих со временем решений не обязательно приводит к затуханию любого начального возмущения, что связано со спектральными свойствами соответствующих несамосопряженных операторов, определяющих пространственное распределение возмущений.

Основные результаты настоящей работы состоят в следующем:

1. В рамках гидродинамики идеальной жидкости решена задача о спектре одномерных возмущений ударных волн в средах с произвольным уравнением состояния.

2. Для класса одномерных уравнений модельной газодинамики показано, что введение вязкости не нарушает устойчивости волны сжатия.

3. Для модели типа цепного изотермического пламени определены достаточные условия устойчивости экспоненциально зависящих от времени возмущений.

В заключение автор выражает благодарность Л. В. Альтшулеру за полезные обсуждения работы.

 Поступила в редакцию 18/VII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Дьяков. ЖЭТФ, 1954, 27, 3.
2. С. В. Иорданский. ПММ, 1957, 21, 4.
3. M. Marduchov. A. J. Paully. Phys. of Fluids, 1971, 14, 2.
4. Е. А. Кузнецов, М. Д. Спектор, Г. Е. Фалькович. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 6.
5. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович. ПММ, 1957, 21, 6.
6. Г. И. Баренблатт. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
7. Р. Курант, Д. Гильберт. Методы математической физики. Т. 1, М.: Гостехтеориздат, 1951.
8. Е. А. Дынин.— В сб.: Детонация. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черноголовка, ОИХФ, 1978.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехтеориздат, 1954.
10. Б. Л. Рождественский, Н. Н. Яненко. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978.
11. R. W. Griffiths, R. S. Sandeman, H. C. Hornung. J. Phys., 1976, D9, 12.
12. Г. К. Тукмаев, В. Г. Масленников, Е. В. Серова. Письма в ЖТФ, 1980, 6, 6.
13. W. Fickett. Am. J. Phys., 1979, 47, 12.
14. О. В. Руденко, С. И. Солуян. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
15. А. П. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов. Бюл. МГУ, сек. А, 1937, 1, 6.
16. А. И. Вольперт, С. И. Худяев. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. М.: Наука, 1975.
17. В. С. Баушев, В. Н. Вилюнов, А. М. Тимонин. ПММ, 1980, 44, 1.
18. А. П. Алдушин, Я. Б. Зельдович, С. И. Худяев. ФГВ, 1979, 15, 6.
19. Г. И. Капель. Матем. сб., 1962, 59, 101.

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ — АНГАРМОНИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ В БОЛЬЦМАНОВСКОМ ТЕРМОСТАТЕ. ОДНОКОМПОНЕНТНАЯ СИСТЕМА

В. М. Волохов, О. В. Скребков

(Черноголовка)

Наряду с методами квантовой механики и статистики (см. подробный обзор [1]) при решении задач колебательной кинетики полезным, а иногда и более предпочтительным оказывается использование классической диффузионной теории колебательной релаксации [2, 3]. Так, проведенное в [2] исследование вопроса о применимости диффузионного описания колебательно-поступательной (VT)-релаксации ангармонических осцилляторов показало, что область применения классической диффузионной теории значительно шире, чем часто используемого классического предела одноквантовых уравнений баланса. Диффузионное описание колебательной релаксации ангармонических осцилляторов с учетом колебательно-колебательного (VV)-обмена (как одноквантового, так и многоквантового) дано в [3], где получены кинетические уравнения и их коэффициенты; решение кинетических уравнений, т. е. собственно кинетическое исследование, не входило в задачу работы [3].

Кинетическая задача значительно упрощается (при сохранении всех существенных черт процесса) в случае релаксации малой примеси неравновесных в начальный момент (например, возбужденных) молекул в равновесном газе того же сорта — термостате. Такого типа неравновес-