

Выражения (3.7), (3.8) при  $M = 0$  не отличаются от соответствующих формул, даваемых плоской теорией. Таким образом, в случае несжимаемой жидкости при  $N \rightarrow \infty$ ,  $r_2 \rightarrow \infty$ ,  $h \rightarrow 1$  модель плоского течения является достаточно хорошим приближением для расчета аэродинамических характеристик осевого компрессора.

В случае сжимаемого потока появляются дополнительные члены, содержащие  $M^2$ , и функции, зависящие от угла выноса решетки на периферии, и, следовательно, не удается получить эквивалентного течения несжимаемой жидкости через решетку при помощи преобразования Прандтля — Глауэрта. Это связано с тем, что уравнение (2.1) не сводится к уравнению Лапласа, которое получилось бы в плоской теории в используемой системе координат.

Поступила 4 III 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. McCune J. E. A three-dimensional theory of axial compressor blade rows-application in subsonic and supersonic flows.— J. Aero/Space Sciences, 1958, vol. 25, N 9.
2. Okugounmu O., McCune J. E. Lifting surface theory of axial compressor blade rows: part I — subsonic compressor.— AIAA J., 1974, vol. 12, N 10. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1974, т. 12, № 10.
3. Namba M. Lifting surface theory for a rotating subsonic or transonic blade row. British Aeronautical Research Council. Rept. and Memo, 1972, N 3740.
4. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963.
5. Моргунов Г. М. Трехмерный аналог обобщенной формулы Коши и одно его приложение в гидродинамике.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 2.
6. Ватсон Г. И. Теория бесселевых функций. Ч. 1. М.: ИЛ, 1949.
7. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962.

УДК 533.601.18

### КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СИЛЬНОГО ВЗРЫВА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

В. П. Башурин, Г. В. Долголева, Ю. К. Кочубей, В. А. Терехин  
(Москва)

Теоретическому исследованию газодинамических течений, возникающих при взрыве в газе, посвящено большое количество работ. Получено автомодельное решение, изучены эффекты, связанные с неидеальностью газа, конечным противодавлением и т. д. (см. библиографию работ [1, 2]).

При взрыве в сильно разреженной среде газодинамическое описание не применимо. Если кинетические эффекты относительно слабы, их можно учесть введением вязкости и теплопроводности в систему уравнений газовой динамики [3, 4]. Однако в ряде задач представляет интерес стадия взрыва, на которой размеры области, охваченной движением, сравнимы или не намного превосходят длину свободного пробега частиц газа и продуктов взрыва. Для строгого описания этой стадии необходим кинетический подход.

В данной работе путем численного решения системы уравнений Больцмана для функций распределения частиц среды и продуктов взрыва исследуется динамика сильного взрыва в разреженном газе. Обсуждается применимость газодинамического приближения для описания таких взрывов.

**1. Постановка задачи.** Система уравнений Больцмана, описывающая возникающее при взрыве течение, имеет вид

$$(1.4) \quad \frac{\partial F_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial F_\alpha}{\partial \mathbf{r}} = \sum_{\beta=1,2} J_{\alpha\beta}(F_\alpha, F_\beta),$$

$$J_{\alpha\beta} = \int d\mathbf{v}_\beta \int d\sigma_{\alpha\beta} v_{\alpha\beta} \{ F'_\alpha F'_\beta - F_\alpha F_\beta \},$$

где индексом  $\alpha=1, 2$  различаются функции распределения и параметры, характеризующие состояние продуктов взрыва ( $\alpha = 1$ ) и состояние окру-

жающей среды ( $\alpha = 2$ ); штрихами обозначены функции скоростей после столкновений;  $v_{\alpha\beta}$  — модуль относительной скорости при столкновении;  $d\sigma_{\alpha\beta}$  — дифференциальное сечение упругого рассеяния частиц сорта  $\alpha$  на частицах сорта  $\beta$  в элемент телесного угла  $d\Omega$  в системе центра масс сталкивающихся частиц. Чтобы не усложнять постановку задачи, предполагается, что сечения рассеяния не зависят от углов и полные сечения рассеяния для частиц разных сортов равны, т. е.  $d\sigma_{\alpha\beta} = (\sigma_0/4\pi)d\Omega$ . Кроме того, предполагается, что полное сечение  $\sigma_0$  не зависит от значения относительной скорости сталкивающихся частиц. В газодинамической постановке задачи о сильном взрыве пренебрегают давлением среды по сравнению с давлением на фронте ударной волны. Это приближение в кинетической постановке эквивалентно выбору начальных условий для функции распределения частиц среды в виде

$$(1.2) \quad F_2(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t = 0) = n_0 \delta(\mathbf{v}),$$

где  $n_0$  — концентрация частиц окружающей среды;  $\delta(\mathbf{v})$  — дельта-функция Дирака. Начальная функция распределения продуктов взрыва, моделирующая точечное энергосодержание, имеет вид

$$(1.3) \quad F_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t = 0) = N \delta(\mathbf{r}) F_0(\mathbf{v}),$$

где  $N$  — полное число частиц продуктов взрыва;  $F_0(\mathbf{v})$  — нормированная на единицу функция распределения продуктов взрыва. Функция  $F_0(\mathbf{v})$  соответствует распределению плотности к моменту наступления инерционного разлета продуктов взрыва в пустоту, которое формируется на начальной газодинамической стадии взрыва. Предполагается, что  $F_0(\mathbf{v})$  имеет вид, соответствующий изотермическому разлету [5]:

$$(1.4) \quad F_0(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2} v_0^3} e^{-v^2/v_0^2}.$$

Величина  $v_0$  характеризует скорость разлета продуктов взрыва.

В рассматриваемой задаче (1.1)–(1.4) удобно перейти к безразмерным переменным  $\mathbf{x}$ ,  $\mathbf{u}$ ,  $\tau$ ,  $f_\alpha$ , определяемым соотношениями

$$(1.5) \quad \mathbf{r} = R_0 \mathbf{x}, \mathbf{v} = v_0 \mathbf{u}, t = \frac{R_0}{v_0} \tau, F_\alpha = \frac{n_0}{v_0^3} f_\alpha,$$

где 
$$R_0 = (3N/4\pi n_0)^{1/3}.$$

В этих переменных система уравнений Больцмана имеет вид (1.1) с новым безразмерным сечением

$$\sigma = n_0 R_0 \sigma_0 = \text{Kn}^{-1}.$$

Начальные условия (1.2)–(1.4) переписутся следующим образом:

$$f_1(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \tau = 0) = \frac{4\pi}{3} \frac{\delta(\mathbf{x})}{\pi^{3/2}} e^{-u^2}, f_2(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \tau = 0) = \delta(\mathbf{u}).$$

Поставленная задача полностью определяется двумя безразмерными параметрами: числом Кнудсена  $\text{Kn} = (n_0 R_0 \sigma_0)^{-1}$  и отношением масс частиц продуктов взрыва и среды  $m_1/m_2$ .

**2. Метод решения.** Численное решение системы уравнений (1.1) является очень сложной задачей. Эта сложность связана в основном с высокой размерностью и нелинейностью уравнений Больцмана, описывающих течения разреженного газа. Существующие разностные методы решения таких уравнений требуют слишком больших вычислительных затрат, лежащих за пределами возможностей современных ЭВМ. Поэтому численное решение задач проводилось методом Монте—Карло. При этом для более аккуратного учета особенностей решения, а также для повышения эффективности метода Монте—Карло проводилось явное выделение нерассеянных, т. е. не испытавших ни одного столкновения, частиц. Та-

кое выделение сделать довольно просто, поскольку известны распределения нерассеянных частиц по скорости — скорости нерассеянных частиц продуктов взрыва в точке  $\mathbf{x}$  в момент времени  $\tau$  равны  $\mathbf{x}/\tau$ , а среды — нулю. Поэтому нерассеянные частицы можно описывать их плотностями и рассчитывать разностными методами.

Представим функции распределения в виде

$$(2.1) \quad \begin{aligned} f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \tau) &= n_{\alpha}(\mathbf{x}, \tau) p_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \tau) + \varphi_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \tau), \\ p_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, \tau) &= \delta(\mathbf{u} - \mathbf{u}_{\alpha}), \quad \mathbf{u}_1 = \mathbf{x}/\tau, \quad \mathbf{u}_2 = 0, \end{aligned}$$

где  $n_{\alpha}$  — плотности нерассеянных частиц;  $\mathbf{u}_{\alpha}$  — скорости нерассеянных частиц;  $\varphi_{\alpha}$  — функции распределения рассеянных частиц.

Если ввести обозначения:

$$\begin{aligned} J_{\alpha\beta}^{-}(\varphi, \psi) &= \int d\mathbf{u}_{\beta} \int \varphi \psi u_{\alpha\beta} d\sigma_{\alpha\beta}, \\ J_{\alpha\beta}^{+}(\varphi, \psi) &= \int d\mathbf{u}_{\beta} \int \varphi' \psi' u_{\alpha\beta} d\sigma_{\alpha\beta}, \quad J_{\alpha\beta}(\varphi, \psi) = J_{\alpha\beta}^{+}(\varphi, \psi) - J_{\alpha\beta}^{-}(\varphi, \psi), \end{aligned}$$

то систему кинетических уравнений (1.1) можно с учетом (2.1) представить в виде

$$(2.2) \quad \frac{\partial n_{\alpha}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}}(n_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha}) = -n_{\alpha} \int d\mathbf{u}_{\alpha} \sum_{\beta=1,2} [n_{\beta} J_{\alpha\beta}^{-}(p_{\alpha}, p_{\beta}) + J_{\alpha\beta}^{-}(p_{\alpha}, \varphi_{\beta})];$$

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{\alpha}}{\partial \tau} + \mathbf{u} \frac{\partial \varphi_{\alpha}}{\partial \mathbf{x}} &= \sum_{\beta=1,2} J_{\alpha\beta}(\varphi_{\alpha}, \varphi_{\beta}) + \\ &+ \sum_{\beta=1,2} J_{\alpha\beta}^{+}(p_{\alpha}, p_{\beta}) n_{\alpha} n_{\beta} + \sum_{\beta=1,2} [J_{\alpha\beta}(\varphi_{\alpha}, p_{\beta}) n_{\beta} + J_{\alpha\beta}^{+}(p_{\alpha}, \varphi_{\beta}) n_{\alpha}]. \end{aligned}$$

Выражения, стоящие в правых частях, имеют следующий смысл:  $J_{\alpha\beta}^{-}(p_{\alpha}, p_{\beta})$  и  $J_{\alpha\beta}^{+}(p_{\alpha}, p_{\beta})$  — убыль нерассеянных и прибыль рассеянных частиц соответственно за счет столкновений нерассеянных частиц между собой. Отметим, что поскольку относительные скорости нерассеянных частиц одного сорта равны нулю, то  $J_{\alpha\alpha}^{-}(p_{\alpha}, p_{\alpha}) = J_{\alpha\alpha}^{+}(p_{\alpha}, p_{\alpha}) = 0$ , а  $J_{12}^{-}(p_1, p_2) = J_{21}^{-}(p_1, p_2) = \sigma \left| \frac{\mathbf{x}}{\tau} \right|$ , где  $J_{\alpha\beta}^{-}(p_{\alpha}, \varphi_{\beta})$  — убыль нерассеянных частиц при столкновениях их с рассеянными;  $J_{\alpha\beta}^{+}(p_{\alpha}, \varphi_{\alpha})$  — прибыль рассеянных частиц за счет столкновений нерассеянных с рассеянными;  $J_{\alpha\beta}(\varphi_{\alpha}, p_{\beta})$  — интеграл столкновений, описывающий столкновение рассеянной частицы на нерассеянной;  $J_{\alpha\beta}(\varphi_{\alpha}, \varphi_{\beta})$  — больцмановские интегралы столкновений рассеянных частиц.

Система уравнений (2.2), (2.3) решалась методом расщепления. Каждый временной шаг решения задачи разбивается на три дробных шага. На первом дробном шаге решалась система уравнений (2.2), описывающая убыль нерассеянных частиц при столкновениях их друг с другом и с рассеянными частицами. Для решения уравнений применялась схема  $DS_N$ -метода второго порядка точности с модификацией Вендроффа [6] и итерациями по нелинейности в правой части. Коэффициенты  $J_{\alpha\beta}^{-}(p_{\alpha}, \varphi_{\beta})$  рассчитывались на предыдущем временном шаге. На втором дробном шаге методом Монте—Карло решалась система уравнений

$$(2.4) \quad \frac{\partial \varphi_{\alpha}}{\partial \tau} + \mathbf{u} \frac{\partial \varphi_{\alpha}}{\partial \mathbf{x}} = \sum_{\beta=1,2} [n_{\beta} J_{\alpha\beta}(\varphi_{\alpha}, p_{\beta}) + n_{\alpha} J_{\alpha\beta}^{+}(p_{\alpha}, \varphi_{\beta})] + S_{\alpha}$$

с плотностями  $n_{\alpha}$  и источниками рассеянных частиц  $S_{\alpha} = n_{\alpha} \sum_{\beta=1,2} n_{\beta} J_{\alpha\beta}^{+}(p_{\alpha}, p_{\beta})$ , рассчитанными на первом дробном шаге. Тем самым находилось изменение  $\varphi_{\alpha}$  из-за переноса и взаимодействия с нерассеянными частицами. С вероятностной точки зрения уравнения (2.4) описывают ветвящийся процесс блуждания рассеянных частиц по заданному фону нерассеянных, с которыми происходят столкновения. При каждом таком столкновении

рассеянная частица изменяет свою скорость в соответствии с оператором  $J_{\alpha\beta}^+(\varphi_\alpha, p_\beta) n_\beta$ , а также рождает новую рассеянную частицу в соответствии с оператором  $J_{\alpha\beta}^+(p_\alpha, \varphi_\beta) n_\alpha$ . Такая вероятностная интерпретация позволяет применить для решения уравнений (2.4) стандартные схемы метода Монте—Карло, разработанные для решения линейных задач переноса [7]. В процессе моделирования блужданий происходит оценка функционалов  $J_{\alpha\beta}^-(p_\alpha, \varphi_\beta)$ , характеризующих скорость убывания нерассеянных частиц при столкновениях с рассеянными и необходимых при расчете первого дробного шага. В качестве оценки выбрана оценка по пробегу.

Наконец, на третьем дробном шаге решалась система пространственно-однородных уравнений Больцмана  $\frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \tau} = \sum_{\beta=1,2} J_{\alpha\beta}(\varphi_\alpha, \varphi_\beta)$  описывающая изменения  $\varphi_\alpha$  из-за столкновений рассеянных частиц друг с другом. Для ее решения применяется метод Монте — Карло, аналогичный методу прямого моделирования столкновений ансамбля частиц, впервые предложенному Бердом [8, 9]. Начальное состояние этого ансамбля есть результат его моделирования на предыдущем шаге.

Суть метода состоит в розыгрыше парных столкновений частиц, находящихся в одной и той же пространственной ячейке. Сталкивающаяся пара выбирается с вероятностью, пропорциональной частоте столкновений. Время столкновения разыгрывается по экспоненциальному закону с показателем, пропорциональным полной частоте.

В начальной стадии решение уравнений (2.2) с учетом сферической симметрии задачи проводилось на сетке, образованной пересечением характеристик  $x/\tau = u_i$  уравнения (2.2) при  $\alpha = 1$  и прямых  $\tau = \tau_n$ . На этой же сетке моделировалось блуждание частиц на втором дробном шаге. Из-за того что на малых временах плотности нерассеянных частиц первого сорта очень велики, непосредственное моделирование блужданий требует расчета большого числа столкновений. Но поскольку влияние столкновений рассеянных частиц с нерассеянными на этой стадии невелико, удалось избежать этой трудности, положив при малых  $\tau < \tau_0$  ( $\tau_0 = 10^{-3} - 10^{-1}$ )

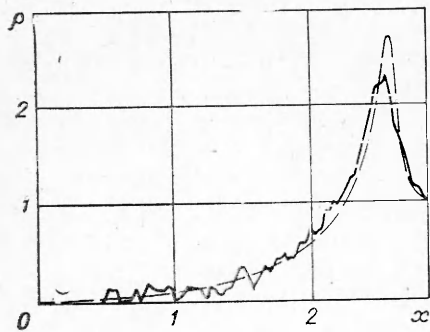
$$J_{\alpha 1}(\varphi_\alpha, p_1) = J_{\alpha 1}^+(p_1, \varphi_\alpha) = 0.$$

Независимость решения от  $\tau_0$  проверялась расчетами. В процессе счета происходила периодическая перестройка сетки так, чтобы внешний радиус ограничивал только ту область, в которой находятся рассеянные частицы. В расчетах на каждом временном шаге моделировалось 5000 частиц. Сетка по радиусу включала 100 ячеек. На каждом шаге вычислялись моменты функций распределения:  $\rho_\alpha$  — плотность,  $(\rho u)_\alpha$  — поток массы,  $\rho_{\alpha \parallel}$ ,  $p_{\alpha \perp}$  — продольная по радиусу и поперечная составляющие тензора потока импульса (продольное и поперечное давление) каждой из компонент и их суммарные значения —  $\rho$ ,  $\rho u$ ,  $p_{\parallel}$ ,  $p_{\perp}$ .

Рассматриваемая задача решалась также в газодинамическом приближении с учетом вязкости и теплопроводности. Коэффициенты вязкости  $\eta$  и теплопроводности  $\kappa$ , соответствующие изотропному, не зависящему от скорости сечению упругого рассеяния, в выбранных безразмерных единицах (1.5) имеют вид

$$\eta = \frac{1}{\text{Kn}} \frac{5\sqrt{\pi}}{16} \sqrt{T}, \quad \kappa = \frac{1}{\text{Kn}} \frac{75\sqrt{\pi}}{64} \sqrt{T}.$$

В начальный момент времени продукты взрыва с однородной по радиусу плотностью и энерговыделением находились внутри сферы радиусом  $r_0 = 0,1$ . Счет велся по неявной безытерационной лагранжевой разностной схеме. Схема полностью консервативна [10]. Математическая вязкость не использовалась. В расчетах использовалось 50 лагранжевых ячеек для продуктов взрыва и 200 — для окружающей среды.

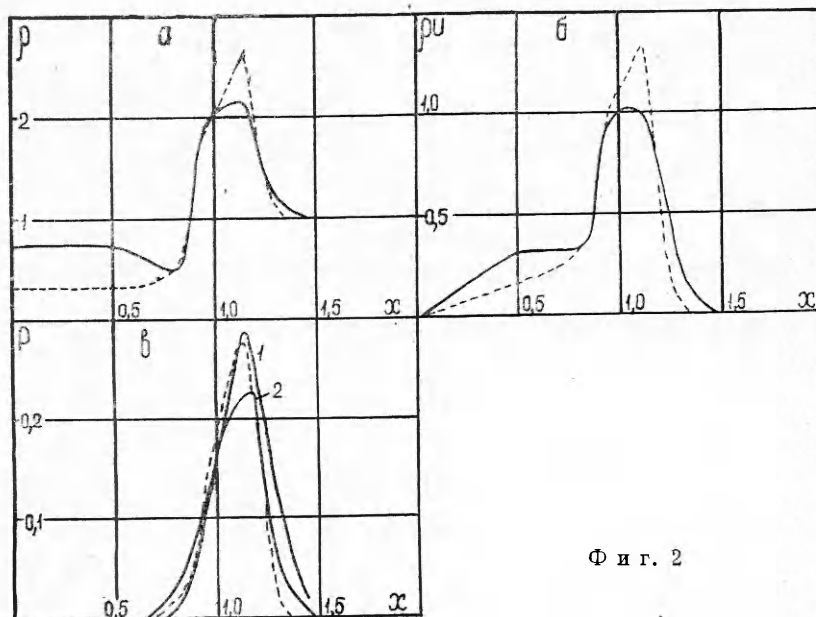


[Фиг. 1]

**3. Результаты.** Расчеты проводились при значениях безразмерных параметров  $Kn=0,1$  и  $m_1/m_2=1$ . Результаты расчетов иллюстрируются фиг. 1—3, где сплошными линиями обозначены профили, полученные в кинетическом расчете, штриховыми — в газодинамическом. На фиг. 2, 3 результаты кинетического расчета представлены сглаженными кривыми. Масштабы флуктуаций, возникающие при решении кинетических уравнений описанным выше методом, иллюстрируются фиг. 1, где приведен несглаженный

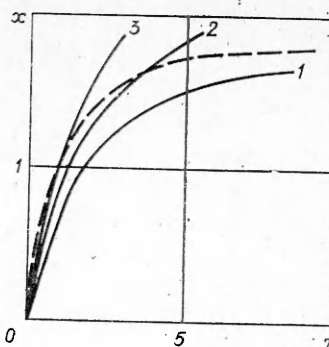
профиль плотности, полученный на момент времени  $\tau = 4,5$ . Профили, изображенные на фиг. 2, соответствуют моменту времени  $\tau = 1$  (на фиг. 2, в кривая 1 соответствует продольному, 2 — поперечному давлению). Как видно из фиг. 1, 2, взаимодействие продуктов взрыва с окружающей средой приводит к возникновению в среде возмущения типа ударной волны. Отметим, что профили, полученные в кинетическом и газодинамическом расчетах, хорошо согласуются между собой в основной части течения. Характерными особенностями профилей, полученных при решении кинетических уравнений, являются более плавный характер поведения всех величин в районе их максимумов и несколько меньшие значения самих максимумов. Влияние кинетических процессов на фронте волны приводит к тому, что максимальное поджатие плотности  $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ , равное в данном случае 4, не достигается в течение длительного времени. Это связано с тем, что характерная ширина профиля плотности в районе фронта намного меньше размеров всей области, охваченной движением. Например, на момент времени  $\tau = 4, 5$  область течения охватывает  $\sim 30$  пробегов, в то время как характерная ширина профиля плотности составляет всего 3—4 пробега. По этой же причине в области фронта на одном — двух пробегах продольное давление больше поперечного, что согласуется с выводами, полученными при исследовании структуры фронта плоских ударных волн [11].

Заметное расхождение в профилях плотности и потока массы, полу-



Ф и г. 2

ченых в кинетическом и газодинамическом расчетах около точки взрыва, объясняется тем, что в этой области находятся разлетающиеся свободно продукты взрыва, не испытывающие столкновений с частицами среды. Частицы среды «выметены» из этой области в результате взаимодействия с более быстрыми частицами продуктов взрыва на ранних временах. Профили плотности и потока массы в этой области определяются видом (1.4) начальной функции распределения продуктов взрыва. Размеры этой области уменьшаются со временем при  $\tau > 1$ .



Ф и г. 3

Существенно различаются в кинетическом и газодинамическом расчетах распределения продуктов взрыва. В газодинамическом расчете продукты взрыва находятся внутри области, ограниченной контактным разрывом, положение которого в зависимости от времени показано на фиг. 3 штриховой линией. В то же время масса продуктов взрыва, находящаяся в этой области в кинетическом расчете, со временем уменьшается. На фиг. 3 приведены зависимости от времени радиусов, ограничивающих области, в которых сосредоточены определенные доли  $\nu$  массы продуктов взрыва ( $\nu = 0,2; 0,5$  и  $0,9$  — кривые 1—3 соответственно). Видно, что уже к моменту времени  $\tau = 3,5$  внутри области, ограниченной контактным разрывом, находится лишь половина продуктов взрыва. Движение продуктов взрыва через контактный разрыв имеет характер диффузии, так что полная масса вещества, сосредоточенная в области, ограниченной контактным разрывом с точностью (10—20%), совпадает на всех временах с массой продуктов взрыва.

Проведенные расчеты показали, что при  $K_p = 0,1$  стадия существенного взаимодействия продуктов взрыва со средой на расстояниях  $\sim R_0$  ( $\sim 1$  в безразмерных переменных) и развитие возмущения в окружающей среде на больших масштабах с точностью (10—20%) описываются уравнениями газовой динамики с вязкостью и теплопроводностью. В то же время такая газодинамическая модель не описывает пространственно-временное распределение продуктов взрыва.

В заключение отметим, что аналогичные исследования течений разреженного газа проводились в работах [12—14], где в отличие от данной работы использовалось упрощенное кинетическое уравнение с  $S$ -модельным интегралом столкновений. В [4] изучалась задача о плоском сильном взрыве в разреженном газе. Представлены результаты для чисел Кнудсена  $K_p = 0,1; 0,5$ . Детальное сравнение с газодинамическим решением отсутствует, но показано (см. рис. 3 в работе [14]), что положение максимума плотности окружающего газа хорошо согласуется с положением фронта ударной волны в газодинамической задаче.

Подробное сопоставление газодинамических решений, учитывающих вязкость и теплопроводность, с решениями кинетических задач об отражении плоской ударной волны от твердой стенки [12] и о сжатии к центру симметрии сферической волны [13] проводилось в [15]. Как и в данной работе, в [15] обнаружено удовлетворительное качественное и даже количественное согласие соответствующих кинетических и газодинамических решений.

Поступила 26 I 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
2. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. М.: Наука, 1974.
3. Шидловский В. П. Автомодельные движения вязкого и теплопроводного газа при внезапном выделении энергии. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 3.

4. Шидловский В. П. Одномерные неустановившиеся движения вязкого теплопроводного газа с фронтами возмущений.— Численные методы механики сплошной среды, 1977, т. 8, № 1.
5. Fader W. I. Hydrodynamic model of a spherical plasma, produced by  $\Theta$ -spoiled laser irradiation of a solid particle.— Phys. Fluids, 1968, vol. 11, N 10.
6. Басс Л. П. Конечно-разностные методы решения уравнений переноса в задачах со сложной геометрией. Препринт ИПМ АН СССР, 1975, № 4.
7. Спанье Дж., Гелбар Э. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1972.
8. Bird G. A. Direct simulation and Boltzmann equation.— Phys. Fluids, 1970, vol. 13, N 11.
9. Белоцерковский О. М., Яницкий В. Е. Статистический метод для решения задачи динамики разреженного газа.— ЖВММФ, 1975, т. 15, № 5, 6.
10. Попов Ю. П., Самарский А. А. Полностью консервативные разностные схемы.— ЖВММФ, 1969, т. 9, № 4.
11. Lohn P. D., Lundgren T. S. Strong shock structure.— Phys. Fluids, 1974, vol. 17, N 10.
12. Кудин И. И., Рыков В. А. Отражение ударной волны от твердой стенки.— ЖВММФ, 1973, т. 13, № 5.
13. Кудин И. И., Рыков В. А. О сходимости к центру и отражении сферической волны в газе.— ЖВММФ, 1976, т. 16, № 5.
14. Аристов В. В., Шахов Е. М. Задача о сильном взрыве в разреженном газе.— ЖВММФ, 1979, т. 19, № 5.
15. Махмудов А. А., Попов С. П. Сравнение численных решений уравнений Навье — Стокса и кинетической модели в одномерном случае.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 5.

УДК 621.791.1

## РАЗГОН ПЛАСТИН ДО ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЕЙ. УСТРОЙСТВО

*А. Г. Иванов, М. В. Коротченко, Е. З. Новицкий,  
В. А. Огородников, Б. В. Певницкий, С. Ю. Пинчук  
(Москва)*

При решении различных задач технического и физического плана зачастую требуется осуществить разгон пластин до высоких скоростей.

В настоящее время среди множества известных способов [1—7] наиболее дешевым и простым по технической реализации следует считать способ разгона пластины продуктами взрыва при детонации на ее поверхности бризантного взрывчатого вещества (ВВ). К повышению скорости разгоняемой пластины приводит использование так называемых буферных систем, когда между зарядом ВВ и пластиной помещается набор пластин с резко отличными акустическими жесткостями [8—10].

Максимальная скорость, которую может приобрести пластина, находящаяся в контакте с зарядом ВВ (или пластина в буферной системе), равна скорости истечения продуктов взрыва. Последняя приблизительно равна скорости детонации (Д). При скоростях, превышающих  $5-6 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$  ( $\sim 0,7 \text{ Д}$ ), эффективность системы ВВ — пластина быстро падает, и эти скорости можно считать предельными.

Дальнейшее увеличение скорости пластины может быть достигнуто за счет искусственного повышения давления в продуктах взрыва. Известно [7], что, кроме нормального режима, гидродинамическая теория детонации предсказывает также режим пересжатых детонационных волн, которые могут быть осуществлены при ударе по ВВ ударником, летящим со скоростью нескольких километров в секунду. Кроме того, гидродинамическая теория детонации предсказывает существование в детонационной волне зоны повышенных давлений, названной зоной химпика. Для конденсированных ВВ ширина зоны химпика изменяется в диапазоне  $0,5-2,0 \text{ мм}$  [11, 12]. Естественно, что на разгон пластины повышенное давление в зоне химпика может оказывать влияние, когда толщина разгоняемой пластины  $l_2$  соизмерима или меньше  $a$  — ширины зоны химпика. Разгон тонкой пластины продуктами взрыва сопровождается волновым характером обмена энергией между пластиной и продуктами взрыва с временем волнообмена  $2l_2U^{-1}$  ( $U$  — скорость ударной волны в пластине). Можно представить два случая взаимодействия химпика с пластиной.

1. Если  $l_2 \gg a$ , то ударная волна химпика затухает на толщине пластины и скорость последней определяется состоянием Чепмена — Жуге. В координатах давление  $p$  — массовая скорость  $u$  процесс разгона, соответствующий этому случаю, представлен на фиг. 1, где кривые 1—3 — ударные адиабаты пластины, первого сжатия ВВ и ударника; 4, 5 —