

ВЛИЯНИЕ ЭКРАНИРУЮЩИХ СЛОЕВ ГАЗОВЗВЕСИ НА ОТРАЖЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН

А. И. Ивандаев, А. Г. Кутушев

(Москва)

В последние годы исследованию актуальной проблемы нестационарных волновых течений газовзвесей уделяется все большее внимание. Основные полученные результаты нашли отражение в ряде работ [1—4] и достаточно подробно рассмотрены в [5]. В [6] представлен анализ распространения слабых ударных волн в газовзвесях на основе уравнения Бюргерса, а в [7, 8] исследованы сильные ударные волны в газе с дисперсными частицами. Анализ литературы показывает, что распространение и взаимодействие с преградами стационарных ударных волн в газовзвесях изучены достаточно хорошо. В то же время работы, посвященные исследованию нестационарного процесса взаимодействия с преградами ударных волн конечной длительности, практически отсутствуют [5].

В данной работе представлены результаты численного исследования влияния экранирующего слоя газовзвеси на отражение плоской нестационарной ударной волны от жесткой стенки. Результаты могут быть полезны при проектировании систем пылевой защиты от воздействия ударных волн и анализе возможностей газодинамических методов нанесения порошковых покрытий [9].

1. Постановка задачи. Пусть на однородный слой газовзвеси ширины l_s , экранирующий жесткую неподвижную стенку, набегают плоская ударная волна конечной длительности. Требуется изучить влияние слоя на воздействие волны на преграду. Движение смеси газа с твердыми дисперсными частицами будем рассматривать при основных допущениях [1—4]. Предположим, что расстояния, на которых средние параметры течения меняются, значительно больше размеров частиц и расстояний между ними (вне поверхностей ударных скачков в несущей фазе); частицы сферические, а смесь монодисперсная; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; дробление и столкновение частиц отсутствуют; фазовые превращения не происходят. Для описания неустановившихся течений газовзвесей используем модель двухскоростного и двухтемпературного континуума [1]. Несущий континуум будем считать идеальным калорически совершенным газом, а вещество дисперсной фазы — несжимаемым. Расчеты будем проводить, численно интегрируя замкнутую систему дифференциальных уравнений плоского одномерного движения газовзвеси [10] методом крупных частиц [4, 11, 12] с выделением различных контактных границ при помощи алгоритмов локализации типа [13].

Отметим, что сила межфазного взаимодействия f в общем случае представляет собой совокупность нескольких сил различной природы (силы вязкого трения f_μ , Архимеда f_A , присоединенной массы f_m и Бассэ f_B [14]):

$$f = f_\mu + f_A + f_m + f_B.$$

Однако вклад наследственной силы Бассэ f_B в f при больших числах Рейнольдса Re_{12} относительного обтекания частиц менее значим, чем вклад f_A и f_m (вклад которых в свою очередь обычно значительно меньше вклада f_μ). Интересно провести соответствующие оценки. Известное интегральное выражение для f_B строго обосновано для $Re_{12} \ll 1$, однако при $Re_{12} \gg 1$ с учетом того, что роль наследственных эффектов при увеличении Re_{12} уменьшается, может быть использовано для оценки f_B сверху. Можно показать, что при больших $Re_{12} \gtrsim 10^4$, когда реализуется режим Ньютона обтекания частиц с коэффициентом сопротивления $C_d^0 = 0,44$, отношение f_B к f_μ характеризуется безразмерным параметром K_N :

$$K_N = \sqrt{\frac{\mu_s}{\rho_{1*}^0 \tau_* u_*^2}} = \sqrt{\frac{Sh}{Re_*}}, \quad Sh = \frac{d}{u_* \tau_*}, \quad Re_* = \frac{d \rho_{1*}^0 u_*}{\mu_{1*}},$$

где ρ_{1*}^0 , u_* , τ_* — характерные значения плотности газа, относительной скорости фаз и времени ее изменения; d — диаметр частиц. Анализ зависимости отношения f_B/f от числа Струхала Sh показывает, что при $Re_{12} \geq 10^4$ максимум $f_B/f < 0,06$. Таким образом, даже заведомо завышенная и по максимуму оценка f_B свидетельствует о малом вкладе f_B в f при больших $Re_{12} \geq 10^4$. Следует подчеркнуть, что оценка f_B дана сверху; кроме того, отношение плотностей фаз ρ_1^0/ρ_2^0 в ударных волнах, как правило, не очень мало, поэтому вклад f_m и f_A в f обычно составляет более значимую величину, чем вклад f_B . Указанные обстоятельства позволяют пренебрегать наследственной силой f_B , что сильно упрощает проведение численных расчетов.

Начальные условия. Параметры газа за ударным скачком (отмечены индексом n) связаны с параметрами газа перед скачком (отмечены индексом 0) соотношениями Гюгонио

$$\frac{u_{1n}}{a_{10}} = \frac{2}{\gamma+1} \left(M_n - \frac{1}{M_n} \right), \quad \frac{p_n}{p_0} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_n^2 - 1), \quad \frac{\rho_{1n}^0}{\rho_{10}^0} = \frac{(\gamma+1) M_n^2}{2 + (\gamma-1) M_n^2},$$

где p — давление; u — скорость; M — число Маха; a_1 , γ — скорость звука и показатель адиабаты газа. Здесь и далее нижние индексы 1 и 2 использованы для обозначения параметров газа и частиц.

Распределение параметров газа за ударной волной в начальный момент времени $t = 0$ зададим, полагая профиль скорости за скачком прямолинейным, а состояние среды — изэнтропическим [10]:

$$\begin{aligned} u_1/u_{1n} &= x/x_n, \quad \rho_1^0/\rho_{1n}^0 = [\sigma(x)]^\delta, \quad p/p_n = [\rho_1^0/\rho_{1n}^0]^\gamma, \quad \alpha_1 = 1 \\ (0 \leq x \leq x_n), \quad \delta &= 2/(\gamma-1), \quad \sigma(x) = 1 - u_{1n}(1 - x/x_n)/a_{1n}\delta, \\ u_1 &= 0, \quad \rho_1/\rho_{10}^0 = 1, \quad \alpha_1 = 1, \quad p/p_0 = 1 \quad (x_n < x < x_s), \\ u_1 &= 0, \quad \rho_1/\rho_{10}^0 = \alpha_{10}, \quad \alpha_1 = \alpha_{10}, \quad p/p_0 = 1 \quad (x_s \leq x \leq x_w). \end{aligned}$$

Здесь и далее ρ_i , α_i — средняя плотность и объемное содержание i -й фазы ($i = 1, 2$); x — пространственная координата. Индексами n , s и w внизу отмечены начальные координаты ударного скачка, границы экранящего дисперсного слоя и преграды.

Распределение параметров частиц в слое при $t = 0$ (в том числе их температуры T_2) будем полагать однородным:

$$u_2 = 0, \quad \rho_2/\rho_{20} = 1, \quad \alpha_2 = \alpha_{20}, \quad T_2/T_0 = 1 \quad (x_s \leq x \leq x_w).$$

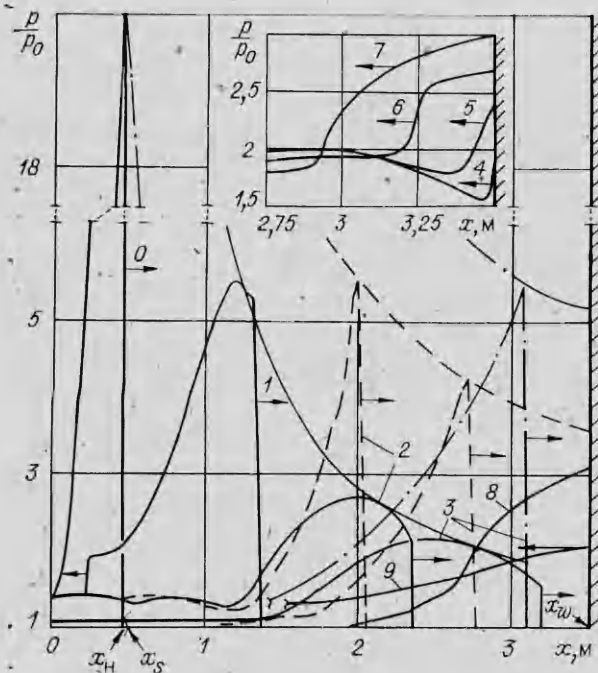
Граничные условия. Численные расчеты проводились на разностной сетке, покрывающей ограниченный отрезок $[0, x_w]$ оси x . Его левая граница $x = 0$ всегда полагалась открытой, и на ней ставились условия свободного протекания фаз [4]:

$$u_i(0_+, t) = u_i(0_-, t) \quad (i = 1, 2).$$

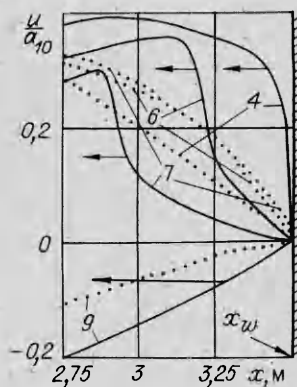
При $x = x_w$ (жесткая стенка) задавались условия нулевой скорости для газа и свободного протекания для частиц [4] (последнее моделировало «выход частиц из игры» при их неупругом взаимодействии со стенкой):

$$u_1(x_w, t) = 0, \quad u_2(x_{w+}, t) = u_2(x_{w-}, t).$$

Возможность постановки такого граничного условия для частиц в рассматриваемой задаче следует из оценок и тестовых расчетов, свидетельствующих о малости импульса попадающих на стенку частиц. Последнее связано с тем, что частицы, находящиеся в непосредственной близости к стенке, не успевают ускориться, так как процесс их вовлечения в движение быстро прерывается отраженной ударной волной. Частицы, более удаленные от стенки и успевшие ускориться в падающей волне, также не доносят свой импульс до стенки, так как успевают затормозиться о газ за отраженной волной.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

2. Некоторые результаты. Расчеты проводились для смесей воздуха с частицами кварцевого песка со следующими значениями теплопроводности λ , теплоемкости c , вязкости μ и других термодинамических параметров фаз: $T_0 = 293$ К, $p_0 =$

$= 0,1$ МПа, $c_p = 1005$ м²/(с²·град), $\gamma = 1,4$, $a_{10} = 341$ м/с, $\rho_{10}^0 =$
 $= 1,21$ кг/м³, $\lambda_1 = 0,026$ (кг·м)/(с³·град), $\mu_1 = 1,85 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\rho_2^0 =$
 $= 2500$ кг/м³, $c_2 = 710$ м²/(с²·град).

Расстояние от фронта ударной волны до стенки задавалось равным 3,05 м, длина волны 0,45 м, число Маха ударной волны 4,2. Точность расчетов контролировалась путем пересчета с уменьшенными шагами по пространству и времени.

Процесс отражения взрывной волны от стенки при наличии слоя аэровзвеси проиллюстрирован на фиг. 1, 2; расчетные профили давления (фиг. 1) и скоростей (фиг. 2) газа (сплошные линии) и частиц (точечные линии) на ряд моментов времени. Расчет выполнен для слоя газозвеси с параметрами: $l_s = 3$ м, $m = \rho_{20}/\rho_{10} = 2,1$, $d = 60$ мкм. Кривая 0 ($t = 0$) характеризует ударную волну, падающую на слой газозвеси по газу без частиц ($m = 0$). Кривые 1–9 соответствуют $t = 0,9; 2,8; 4,6; 5,5; 5,8; 6,9; 7,3; 8,3; 14,8$ мс. Штриховые и штрихпунктирные линии на фиг. 1 иллюстрируют термодинамически-равновесное (случай очень мелких частиц, $d \rightarrow 0$) и замороженное (влияние частиц отсутствует, $d \rightarrow \infty$) решения. Стрелки показывают направления движения волн.

Видно, что наличие экранирующего слоя приводит к заметной трансформации падающей на стенку «треугольной» волны: волна становится размазанной, более слабой и более длинной. В случае достаточно сильной взрывной волны процесс ее взаимодействия с преградой условно может быть разбит на стадию мгновенного (скачкообразного) повышения давления на стенке, стадию последующего плавного подъема давления и стадию его дальнейшего постепенного падения до начального. Первая из них связана с отражением от стенки переднего ударного скачка в газовой фазе, при этом давление на ней резко повышается, возникает движущаяся в область газозвеси отраженная ударная волна. Стадия плавного повышения давления на стенке обусловлена взаимодействием падающей и отраженной нестационарных волн в неоднородном потоке газозвеси. При этом фронт отраженной волны движется навстречу двухфазному потоку, давление и скорость которого перед фронтом в эти моменты времени плавно возрастают. В связи с этим давление как за отраженным скачком, так

и во всей зоне релаксации параметров газа и частиц между фронтом и стенкой постепенно увеличивается. Максимальное значение давления за отраженной волной реализуется на границе зоны релаксации, вблизи стенки, где тормозится поток.

В дальнейшем происходит взаимодействие отраженной волны уплотнения с волной разрежения, результатом которого является начало третьего этапа — этапа разгрузки преграды. Уменьшение давления на ней сопровождается инверсией потока за отраженной ударной волной, направленного ранее в сторону стенки. В обратное от стенки движение сначала вовлекается несущая, а затем и дисперсная фазы. Тяжелые частицы, движущиеся медленнее, чем газ, препятствуют его оттоку от стенки, увеличивая тем самым время действия избыточного давления на преграду.

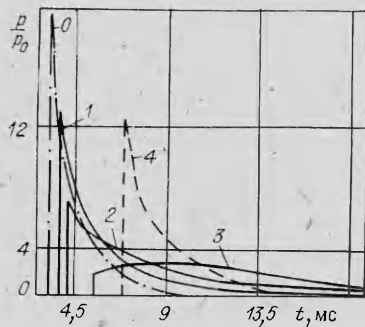
Следует отметить, что процесс отражения от стенки «короткой» (взрывной) ударной волны в газозвеси (с длительностью, меньшей или сравнимой с характерными временами выравнивания параметров фаз) существенно отличается от процесса отражения «длинной» волны (с длительностью, значительно превышающей указанные характерные времена). В частности, он сильно отличается от процесса отражения стационарной ударной волны бесконечной длительности, исследованного в [13, 15]. При отражении от стенки взрывной волны наблюдается обратное движение обеих фаз от преграды, сопровождающееся постепенным уменьшением давления на стенке. При отражении стационарной волны уплотнения в газозвеси возникает отраженная стационарная волна, где в зоне равновесных параметров фаз вблизи преграды давление однородно, а движение газа и частиц относительно стенки отсутствует [13, 15].

Влияние экранирующего слоя частиц на закон изменения давления на стенке во времени проиллюстрировано на фиг. 3 расчетными «осциллограммами» давления. Кривая 0 показывает закон изменения давления при отсутствии взвешенных частиц. Кривые 1—3 характеризуют изменение давления на стенке при ее экранировании слоем газозвеси с размером частиц 60 мкм, толщиной 3 м при различных массовых содержаниях взвешенной фазы ($m = 0,3; 0,8$ и $2,1$ соответственно). Кривая 4 (ср. с кривой 3) показывает, как менялось бы давление на стенке, если бы диаметр частиц в слое газозвеси $m = 2,1$ был очень мал ($d \rightarrow 0$, термодинамически-равновесное приближение).

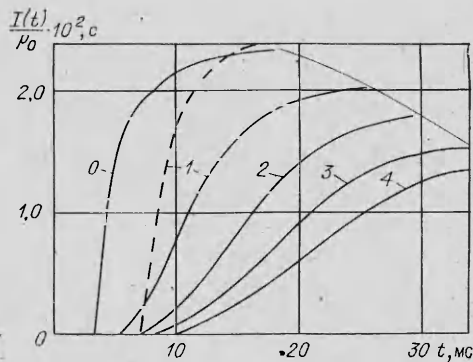
Видно, что в «чистом» газе и при малых массовых содержаниях частиц в слое $m \ll 1$ давление на стенке скачком достигает своего максимального значения, а затем плавно убывает. При больших массовых содержаниях частиц в слое $m \sim 1$ после первого скачкообразного повышения давления на стенке в момент прихода ударной волны наблюдается сначала его дальнейшее плавное повышение и лишь затем последующее уменьшение. Кроме того, с увеличением концентрации частиц в пылевом слое имеет место увеличение характерного времени воздействия ударной волны на преграду. Сопоставление кривых 0, 3, 4 показывает, что равновесная (кривая 0) и замороженная (кривая 4) схемы течения газозвеси полностью непригодны для определения законов изменения давления на стенке при падении взрывных волн. Отметим, что для длинных ударных волн равновесная схема позволяет правильно рассчитывать максимально установившиеся значения давления на стенке, хотя и непригодна для адекватного описания закона нарастания давления во времени на начальной стадии взаимодействия «размытой» волны со стенкой.

3. Анализ импульсного воздействия ударной волны в газозвеси на стенку. Величину импульсного воздействия потока газа с частицами на стенку будем характеризовать суммой $I(t) = I_1(t) + I_2(t)$ ($I_1(t)$ — импульс избыточного давления газа, а $I_2(t)$ — импульс скоростного напора частиц):

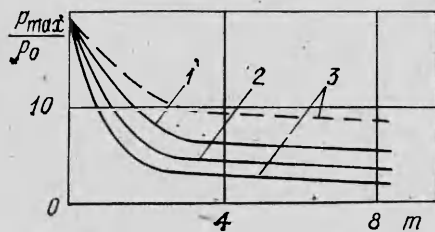
$$I_1(t) = \int_{t_*}^t (p_w - p_c) d\tau, \quad I_2(t) = \int_{t_*}^t \frac{\rho_{2,w} u_{2,w}^2}{2} d\tau,$$



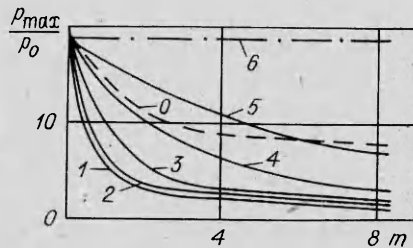
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

где t_* — характерный момент времени начала воздействия волны на преграду; p_0 — начальное невозмущенное давление; p_w — текущее давление на стенке за отраженной волной; $\rho_{z,w}$, $u_{z,w}$ — средняя плотность и скорость потока частиц в момент их взаимодействия со стенкой.

На фиг. 4 в качестве примера показаны расчетные зависимости импульса $I(t)$ на стенке при падении взрывной волны с $M = 4,2$ на экранирующий слой толщиной 3 м с различными массовыми содержаниями взвешенных частиц, имеющих диаметр 60 мкм. Кривые 1—4 (сплошные линии) соответствуют массовым содержаниям взвеси $m = 2,1; 4,1; 6,2$ и $8,3$. Кривая 0 иллюстрирует случай полного отсутствия взаимодействия фаз друг с другом (расчет в рамках «замороженной» схемы экранирующего слоя). Кривая 1 (штриховая линия) показывает изменение импульса $I(t)$ на стенке при массовом содержании частиц $m = 2,1$ и диаметре $d \rightarrow 0$ (расчет в рамках «термодинамически-равновесной» схемы экранирующего слоя). Тонкой сплошной линией приближенно показано геометрическое место максимальных значений $I(t)$.

Из фиг. 4 видно, что с увеличением массового содержания частиц в газе от 0 до 8 наблюдается заметное снижение (\sim в 2 раза) величины максимального импульсного воздействия взрывной волны на стенку. Расчеты показывают, что величина импульса избыточного давления газа на стенке $I_1(t)$ во всех рассмотренных случаях значительно больше импульса скоростного напора частиц $I(t) \cong I_1(t) \gg I_2(t)$, т. е. вклад $I_2(t)$ в величину $I(t)$ пренебрежимо мал. Таким образом, сами дисперсные частицы непосредственно на импульсное воздействие ударной волны на преграду не влияют, их влияние проявляется через воздействие на динамику потока в целом. Из фиг. 4 (ср. кривые 1) видно, что расчет величины максимального импульсного воздействия ударной волны на преграду в рамках равновесной модели газозвеси завышает максимальный импульс на стенке примерно на 20%. Это обстоятельство еще раз иллюстрирует неприменимость равновесной схемы газозвеси для расчета взаимодействия взрывных волн с преградами.

4. Влияние определяющих параметров экранирующего слоя на величину максимального давления на стенке. Некоторые интегральные результаты исследования влияния протяженности пылевой зоны, а также

массового содержания и размера частиц на величину максимального давления на стенке представлены на фиг. 5, 6. Фиг. 5 иллюстрирует влияние ширины пылевой зоны l_s и массового содержания взвеси m на величину максимального давления на преграде. Кривые 1—3 (сплошные линии) — пылевые зоны толщиной соответственно 1—3 м при диаметре частиц 60 мкм, штриховая линия — значение максимального давления на стенке для пылевых слоев протяженностью 3 м, полученное расчетом по термодинамически-равновесной схеме газозвеси. Видно, что увеличение толщины экранирующего слоя приводит к снижению максимального давления на стенке. Наиболее эффективное снижение максимального давления (в 3—5 раз) достигается при увеличении m от 0 до 3. При дальнейшем увеличении m темп снижения максимального давления заметно падает. При прочих равных условиях увеличение l_s на 1 м приводит к снижению максимального давления на стенке на 0,15—0,3 МПа. Следует подчеркнуть, что расчет по равновесной схеме дает заметно завышенное значение максимального давления на преграде.

На фиг. 6 проиллюстрировано влияние размера частиц d и их массового содержания m на величину максимального давления на стенке. Кривые 1—5 соответствуют диаметрам частиц 30; 60; 120; 240 и 480 мкм. Кривые 0 и 6 иллюстрируют термодинамически-равновесное и замороженное решения соответственно. Видно, что при уменьшении размера частиц от 480 до 30 мкм величина максимального давления на стенке уменьшается. Термодинамически-равновесное решение дает большие значения максимального давления на стенке, чем неравновесное решение с $d = 30$ мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
2. Салтанов Г. А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике однофазных и двухфазных сред. М.: Наука, 1979.
3. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. И., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности. Новосибирск: Наука, 1980.
4. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
5. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесах. Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа, 1981, т. 16.
6. Борисов А. А., Вахгельт А. Ф., Накоряков В. Е. Распространение длинноволновых возмущений конечной амплитуды в газозвесах. — ПМТФ, 1980, № 5.
7. Коробейников В. П., Меньшов И. С. Метод малого параметра в задачах о нестационарных двухфазовых течениях с ударными волнами. — ДАН СССР, 1983, т. 268, № 5.
8. Меньшов И. С. Распространение сильных взрывных волн в дисперсной смеси. — ДАН СССР, 1982, т. 267, № 4.
9. Гладилин А. М., Карпиловский Е. И., Корнев А. Д. Расчет параметров двухфазной среды в стволе детонационной установки, используемой для нанесения покрытий. — ФГВ, 1978, т. 14, № 1.
10. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Численное исследование разлета облака мелкодиспергированных частиц или капель под действием взрыва. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 1.
11. Давыдов Ю. М. Крупных частиц метод. — В кн.: Математическая энциклопедия. Т. 3. М.: Сов. энциклопедия, 1982.
12. Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц (расщепление по физическим процессам). — В кн.: Численные методы решения задач переноса. Материалы Международной школы-семинара. Ч. 1. Минск: ИТМО АН БССР, 1979.
13. Губайдуллин А. А., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. Модифицированный метод «крупных частиц» для расчета нестационарных волновых процессов в многофазных дисперсных средах. — ЖВММФ, 1977, т. 17, № 6.
14. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975.
15. Marconi F., Rudman S., Calia V. One-dimensional unsteady two-phase flow with shock waves. AIAA Pap. N 1448, 1980.

Поступила 30/XI 1983 г.