

ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах.— М.: Наука, 1982.
2. Ляхов Г. М. // Проблемы термомеханики грунтов.— М.: Изд-во МГУ, 1986.
3. Белинский И. В., Бойко И. Ф., Михалюк А. В. и др. // Взрывное дело.— М.: Недра, 1979.— Вып. 81/38.
4. Winson T. S. J. Geotechn. Engng Division, 1978, 104, 10.
5. Czajkowski R. L., Winson T. S. Ibid., 1980, 106, 9.
6. Дроговейко И. З. Разрушение мерзлых грунтов взрывом.— М.: Недра, 1981.
7. Ляхов Г. М., Фраш Г. Б. ПМТФ, 1983, 6.
8. Труханов Ю. Я. ФГВ, 1967, 3, 1.
9. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н. ПМТФ, 1973, 2.
10. Уилкинс М. Л. // Вычислительные методы в гидромеханике.— М.: Мир, 1967.
11. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах.— М.: Недра, 1974.
12. Крымский А. В., Ляхов Г. М. ПМТФ, 1984, 3.

Поступила в редакцию 27/VII 1987

УДК 534.222.2

О ЗАТУХАНИИ ПЛОСКИХ УВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ В СРЕДЕ ВЗРЫВОМ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ РЕЖИМОВ НЕДОСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. В. Аттетков, М. М. Бойко, Л. Н. Власова, В. С. Соловьев

(Москва)

В практических приложениях, связанных с использованием методов взрывного нагружения, особое внимание уделяется вопросу создания контролируемых профилей нагрузки на исследуемое вещество. К таким приложениям, в частности, относятся задачи создания эффективных способов регулирования термодинамическими параметрами конденсированных веществ при динамическом сжатии [1], взрывного компактирования быстрозакаленных материалов [2]. Применение нетрадиционных схем взрывного нагружения и режимов распространения детонации в нагружающем заряде взрывчатого вещества (ВВ) позволяет осуществлять режимы течения продуктов детонации с постоянными в течение некоторого времени параметрами. Одна из возможных схем взрывного нагружения проанализирована в [3]. Требуемый профиль динамической нагрузки достигается организацией режима нагружения, при котором направление распространения детонационной волны (ДВ) в заряде ВВ противоположно направлению движения ударной волны (УВ) в нагружаемой среде. Практически это осуществляется иницированием детонации на контактной границе заряда ВВ со средой [4].

В [3] исследованы газодинамические особенности течения продуктов детонации в режиме детонации Чепмена — Жуге. В данной работе рассматриваются особенности нагружения конденсированной среды взрывом в режимах недосжатой (слабой) детонации. Так называемая «мгновенная» детонация — предельный случай анализируемого детонационного режима.

Рассмотрим плоское одномерное нагружение среды взрывом. Пространственно-временная диаграмма процесса нагружения представлена на рис. 1. Начало координат совмещено с контактной границей. На противоположной от нагружаемой среды границе заряд ВВ граничит с вакуумом. Детонация возбуждается в плоскости $x = 0$.

Введем в рассмотрение параметр $R = |D_{ср}|/D_w (R \in [-1; 0])$, величина которого характеризует степень недосжатия. Параметр R и волновая скорость D в выбранной системе координат отрицательны, поскольку направление распространения ДВ противоположно положительному направлению оси X . Индексы W и $C - J$ здесь и далее определяют параметры недосжатой детонации и Чепмена — Жуге соответственно

(рис. 2, а). При $R = -1$ ($D_w = -|D_{cJ}|$) реализуется детонация Чепмена — Жуге, при $R = 0$ ($D_w \rightarrow \infty$) — «мгновенная».

В предположении, что продукты детонации подчиняются уравнению состояния политропного газа, параметры слабой детонации можно представить в виде [5]

$$\pi_w = \frac{1}{1 + \sqrt{1 - R^2}}, \quad \sigma_w = \frac{k + 1}{k + \sqrt{1 - R^2}}, \quad U_w = \frac{R}{(k + 1)(1 + \sqrt{1 - R^2})},$$

$$C_w = \left[\frac{k(k + \sqrt{1 - R^2})}{(k + 1)^2(1 + \sqrt{1 - R^2})} \right]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь введены следующие безразмерные параметры:

$$\pi = p/p_{cJ}, \quad \sigma = \rho/\rho_0, \quad U = u/D_{cJ}, \quad C = c/D_{cJ}, \quad (2)$$

где p , ρ , u , c — давление, плотность, массовая скорость и скорость звука; $p_{cJ} = \rho_0 D_{cJ}^2 / (k + 1)$ — давление в точке Чепмена — Жуге; ρ_0 — начальная плотность заряда ВВ с толщиной слоя l ; k — показатель политропы.

На π , U -диаграмме (рис. 2, б) геометрическое место точек возможных состояний в ДВ при различных значениях R и $k = 3$ изображено штриховой линией. Точка пересечения кривой с осью ординат ($\pi = 0,5$, $U = 0$) определяет параметры состояния в режиме «мгновенной» детонации, точка с координатами $\pi = 1,0$, $U = -0,25$ — параметры детонации Чепмена — Жуге.

Динамические свойства нагружаемой среды в дальнейшем предполагаются известными и представляются в виде линейной зависимости между волновой N и массовой u скоростями УВ: $N = a + bu$ (a и b — экспериментально измеряемые постоянные величины). Уравнение p , u -диаграммы ударных переходов для рассмотренного закона ударной сжимаемости имеет вид

$$p = \rho^0 u (a + bu).$$

При переходе к безразмерным параметрам (2)

$$\pi = fU(A + bU), \quad (3)$$

$f = (k + 1)\rho^0/\rho_0$; $A = a/D_{cJ}$ (ρ^0 — начальная плотность нагружаемой среды). На плоскости π , U (см. рис. 2, б) диаграмма ударных переходов, описываемая уравнением (3), изображена кривой 1.

Начальные параметры нагружения. Волновая конфигурация распада разрыва, образующегося в начальный момент времени, включает для анализируемой схемы нагружения УВ, возникающую в среде, волну разрежения, возникающую в продуктах детонации, и контактный разрыв. Результирующее состояние распада разрыва определяется на π , U -диаграмме точкой пересечения

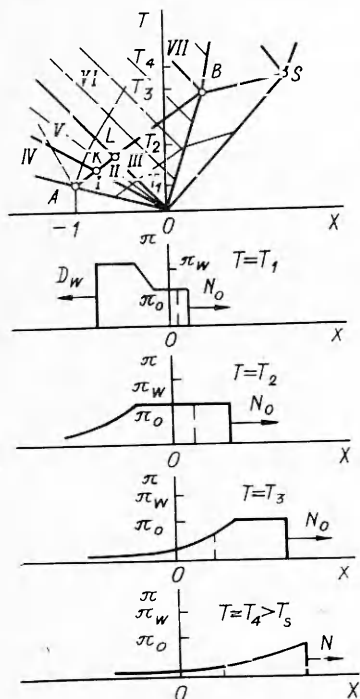


Рис. 1

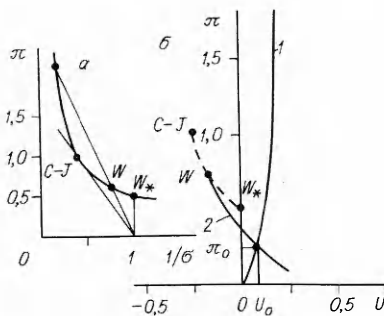


Рис. 2.

ударной адиабаты нагружаемой среды (кривая 1 на рис. 2, б) с изоэнтропой разгрузки продуктов детонации (кривая 2). Последнее определяется из решения выражения

$$u = u_W + \int_p^{p_W} dp' / (\rho c) \quad (4)$$

совместно с формулой для адиабаты Пуассона, которая для среды, подчиняющейся уравнению состояния политропного газа, может быть записана в виде

$$p/p_W = (c/c_W)^{\frac{2k}{k-1}} = (\rho/\rho_W)^k. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4), интегрируя полученное выражение и переходя к безразмерным параметрам (2), получим

$$\pi = (1 + \sqrt{1 - R^2})^{-1} \left\{ 1 + \frac{(k-1) [R - (k+1) (1 + \sqrt{1 - R^2}) U]}{2 [k (k + \sqrt{1 - R^2}) (1 + \sqrt{1 - R^2})]^{1/2}} \right\}^{\frac{2k}{k-1}}. \quad (6)$$

Соотношение (6) есть обобщенное уравнение семейства изоэнтроп продуктов слабой детонации. При $U \equiv 0$ (6) определяет начальные параметры нагружения абсолютно жесткой среды. Для режима детонации Чепмена — Жуге ($R = -1$) (6) преобразуется:

$$\pi = \left\{ \frac{k+1}{2k} [1 - (k-1) U] \right\}^{\frac{2k}{k-1}}.$$

Влияние степени недосжатия детонации на давление нагружения абсолютно жесткой среды рассматривалось в [5].

Анализ области течения. Можно выделить семь характерных областей течения продуктов детонации (см. рис. 1): *II*, *IV*, *VI* — области простых волн, причем *II*, *IV* — области центрированных простых волн разрежения; *I* — установившееся течение, параметры которого описываются системой (1). При реализации режима детонации Чепмена — Жуге область *I* отсутствует. Режимы течения в зоне *III* в задачах метания [5] и нагружения различаются, поскольку в последнем случае она есть также область установившегося течения, в которой

$$u + c = u_0 + c_0 \equiv \text{const.}$$

Индекс «нуль» здесь и далее относится к параметрам на контактной границе нагружаемой среды в момент $t = 0$, определяемым из решения задачи о распаде разрыва методом *p*, *u*-диаграмм.

Зоны *V*, *VII* — области общего решения, если показатель политропы продуктов детонации подчиняется условию $k = (3 + 2n)/(1 + 2n)$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ [6]. В противном случае аналитическое решение системы одномерных изоэнтропических уравнений газовой динамики невозможно. При $k = 3$ ($u + c$)-характеристики прямолинейны. В общем случае (при $k \neq 3$) характеристики рассматриваемого семейства свойством прямолинейности в областях *V*, *VII* не обладают, причем в *VII* криволинейны и ($u - c$)-характеристики.

Обращаясь к анализу закономерностей течения нагружаемой среды, следует выделить зону *OBS*, течение в которой также установившееся, поскольку на участке траектории *OB* контактная граница движется с постоянной скоростью u_0 . Закон движения контактной границы на участке траектории *OB* имеет вид

$$\begin{aligned} X &= U_0 T, \\ X &= x/l, \quad T = D_{cJ} t/l. \end{aligned} \quad (7)$$

Рассматриваемая область стационарного течения ограничена фронтом *UB*, движущейся с постоянной скоростью N_0 (линия *OS* на рис. 1),

и первой характеристикой волны разрежения (линия BS), образующейся в результате преломления волны разрежения на контактной границе.

Для определения координат точки B , разделяющей два участка траектории движения контактной границы, необходимо определить траекторию первой $(u+c)$ -характеристики центрированной волны разрежения (см. рис. 1, AB), образующейся при выходе ДВ на свободную границу заряда ВВ. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

На участке AK $(u+c)$ -характеристика прямолинейна, уравнение траектории ее движения имеет вид

$$X = (U_w + C_w)(T + R) - 1. \quad (8)$$

Координаты точки K определяются из совместного решения выражения (8) с уравнением траектории сопряженной $(u-c)$ -характеристики областей I, II (линия OK)

$$T_K = [1 - R(U_w + C_w)]/2C_w, \quad X_K = (U_w - C_w)T_K.$$

Для нахождения траектории движения характеристики на участке KL воспользуемся тем обстоятельством, что II — область простой волны, течение продуктов детонации в которой описывается особым решением одномерных изоэнтропических уравнений движения

$$\begin{aligned} X &= (U - C)T + F(U), \\ U + 2C/(k-1) &= I(R, k), \\ I(R, k) &= U_w + 2C_w/(k-1). \end{aligned} \quad (9)$$

Производная функция $F(U) = 0$, поскольку при $T = 0, X = 0$. Взяв из второго уравнения системы (9) скорость звука и подставляя полученное выражение в первое, находим

$$U = 2/(k+1) \cdot [I(R, k) + X/T]. \quad (10)$$

Траектория рассматриваемой характеристики с учетом соотношений (9), (10) описывается соотношением

$$\frac{dX}{dT} = \frac{2(k-1)}{k+1} I(R, k) + \frac{3-k}{k+1} \frac{X}{T},$$

интегрируя которое при начальных условиях $T = T_K, X = X_K$, получим

$$X = T \left\{ I(R, k) - \frac{k+1}{2} [I(R, k) - U_w] \left(\frac{T}{T_K} \right)^{\frac{2(1-k)}{k+1}} \right\}.$$

Решая эту формулу совместно с уравнением траектории сопряженной $(u-c)$ -характеристики областей II, III (см. рис. 1, OL)

$$X = (T/2)[(k+1)U_0 - (k-1)I(R, k)],$$

определяем координаты точки L :

$$\begin{aligned} T_L &= T_K \left[\frac{U_0 - I(R, k)}{U_w - I(R, k)} \right]^{\frac{k+1}{2(1-k)}}, \\ X_L &= \frac{T_K}{2} \left[\frac{U_0 - I(R, k)}{U_w - I(R, k)} \right]^{\frac{k+1}{2(1-k)}} [(k+1)U_0 - (k-1)I(R, k)]. \end{aligned}$$

В зоне течения продуктов детонации (см. рис. 1, III) $U = U_0, C = (k-1)[I(R, k) - U_0]/2$. Траектория движения $(u+c)$ -характеристики, интерпретируемой линией LB на рис. 1, описывается соотношением

$$X = X_L + (1/2)[(k-1)I(R, k) + (3-k)U_0](T - T_L),$$

совместное решение которого с (7) позволяет определить координаты точки B :

$$T_B = \frac{[(k-1)I(R, k) + (3-k)U_0]T_L - 2X_L}{(k-1)I(R, k) + (1-k)U_0}, \quad \bar{X}_B = U_0 T_B. \quad (11)$$

При реализации режима детонации Чепмена — Жуге ($R = -1$) и $k = 3$ (11) преобразуются к виду

$$T_B = 3/(1 - 2U_0), \quad X_B = 3U_0/(1 - 2U_0).$$

В предельном случае нагружения абсолютно жесткой среды $U_0 \equiv 0$, откуда следует $T_B = 3$, $X_B = 0$.

Закон движения контактной границы нагружаемой среды на участке траектории выше точки B определяется следующим образом. Исследование анализируемой области течения продуктов детонации (см. рис. 1, VII) проводится далее при $k = 3$. Тогда траектория семейства $(u + c)$ -характеристик определяется как

$$X = (U + C)(T - 1) - 1, \quad (12)$$

а траектория движения контактной границы —

$$X = X_B + \int_{T_B}^T U dT'. \quad (13)$$

Система (12), (13) позволяет определить скорость движения контактной границы, если известна функциональная связь величин C и U . Для нахождения последней воспользуемся так называемым квазиизоэнтропическим приближением, справедливость использования которого применительно к задачам нагружения конденсированных сред взрывом обоснована в [7].

В области течения продуктов детонации VII давление и скорость звука связаны соотношением (5), которое при $k = 3$ имеет вид

$$\pi = \pi_w (C/C_w)^3. \quad (14)$$

Уравнение (3) справедливо в квазиизоэнтропическом приближении не только на фронте УВ, но и во всей области течения среды за ударным фронтом. Поэтому, учитывая условие равенства давлений по обе стороны контактного разрыва, т. е. исключая из (3), (14) величину π , нетрудно получить

$$C = F[U(A + bU)]^{1/3}, \quad F = C_w(f/\pi_w)^{1/3}. \quad (15)$$

Подставляя (13), (15) в (12) и дифференцируя его, получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка, частный интеграл которого при начальных условиях $T = T_B$, $U = U_0$ имеет вид

$$T = 1 + (T_B - 1) \left[\frac{U_0(A + bU_0)}{U(A + bU)} \right]^{1/3} \exp \left\{ -\frac{1}{F} \int_{U_0}^U \frac{dU'}{[U'(A + bU')]^{1/3}} \right\}. \quad (16)$$

Формула (16) неявно задает скорость движения контактной границы нагружаемой среды как функцию времени. Закон изменения давления на контактной границе по времени определяется параметрически (считаем U параметром) уравнениями (3), (16).

Типичные для рассмотренной схемы нагружения профили давления представлены на рис. 1. Штриховой линией на зависимости $\pi(X)$ обозначена линия контактного разрыва. Принципиальная особенность схемы нагружения — возможность получения прямоугольного волнового профиля нагрузки с заданной длительностью воздействия. Анализ профилей давления в нагружаемой среде показывает, что давление остается постоянным и равным π_0 в течение времени T_s . Ясно, что протяженность участка с постоянными по времени параметрами пропорциональна длине заряда ВВ. При $T > T_s$ профиль распространяющейся в нагружаемой среде УВ принимает близкую к треугольной форму, при этом фронтальные значения параметров волнового импульса монотонно уменьшаются со временем.

Закон движения ударной волны. Для определения траектории движения УВ введем лагранжеву систему координат Z, T , где Z — безразмерная лагранжева пространственная переменная; ξ и τ — координаты фронта УВ; $\xi = x_\phi/l$; $\tau = D_{c,\tau}t_\phi/l$. Зона течения среды в квазиизоэнтропическом приближении — это область простой волны, в которой (в лагранжевой системе координат) одно из семейств характеристик обладает свойством прямолинейности. Нетрудно показать [7], что в рассматриваемом приближении постоянные значения величин p и u в среде с используемым законом ударной сжимаемости переносятся с контактной границы вдоль прямолинейных $(a + 2bu)$ -характеристик.

Оценим протяженность участка OS стационарного движения УВ. Для траектории ударного фронта

$$\xi = (A + bU_0)\tau, \quad (17)$$

а уравнение траектории $(a + 2bu)$ -характеристики, соответствующей линии BS на рис. 1, в лагранжевой системе координат представляется в форме

$$Z = (A + 2bU_0)(\tau - T_B). \quad (18)$$

Подчеркнем, что в лагранжевой системе координат пространственная координата точки B $Z_B = 0$, а на фронте УВ эйлера и лагранжева координаты совпадают, т. е. $Z = \xi$. Учитывая последнее, из совместного решения (17), (18) определяем координаты точки S :

$$\tau_S = T_S = \frac{(A + 2bU_0)T_B}{bU_0}, \quad \xi_S = Z_S = \frac{(A + bU_0)(A + 2bU_0)T_B}{bU_0}.$$

Закон движения УВ на участке траектории выше точки S в квазиизоэнтропическом приближении можно представить параметрически:

$$\tau = T + (\tau_S - T_B) \left(\frac{U_0}{U} \right)^2 + \frac{1}{bU_0^2} \int_{T_B}^T U(A + bU) dT', \quad (19)$$

$$\xi = \xi_S + (A + 2bU)(\tau - T).$$

Здесь использован способ решения, описанный в [7]. В (19) U — скорость движения контактной границы нагружаемой среды; функциональный вид зависимости $U(T)$ задается уравнением (16). Таким образом, закон затухания УВ в рассмотренной схеме нагружения определяется из решения системы (16), (19).

Нагружение среды взрывом при реализации режима «мгновенной» детонации. Пространственно-временная диаграмма процесса нагружения представлена на рис. 3. Рассмотрим решение задачи при $k = 3$. В момент времени $t = 0$ происходит «мгновенная» детонация заряда ВВ, при этом в нагружаемой среде образуется УВ, а к центру заряда с обоих его торцов распространяются центрированные волны разрежения. Параметры состояния продуктов детонации в начальный момент времени определяются соотношениями (1), которые при $R = 0$ принимают вид

$$\pi_{W*} = 1/2, \quad U_{W*} = 0, \quad C_{W*} = \sqrt{3/8}. \quad (20)$$

Отличие рассматриваемой пространственно-временной диаграммы течения продуктов детонации от X, T -диаграммы, представленной на рис. 1, состоит в наличии области покоя $VIII$, параметры течения в которой определяются соотношениями (20), а также в отсутствии области установившегося течения $I, II, IV-VI$ — области простых волн разрежения, III — установившееся течение. Закономерности течения нагружаемой среды полностью соответствуют рассмотренным выше (см. рис. 1). Начальные параметры нагружения в данном случае будут определяться на π, U -диаграмме точкой пересечения ударной адиабаты нагружаемой среды с изоэнтропой разгрузки продуктов детонации, исходящей из точки с координатами $\pi = 0,5, U = 0$ (точки W на рис. 2, б).

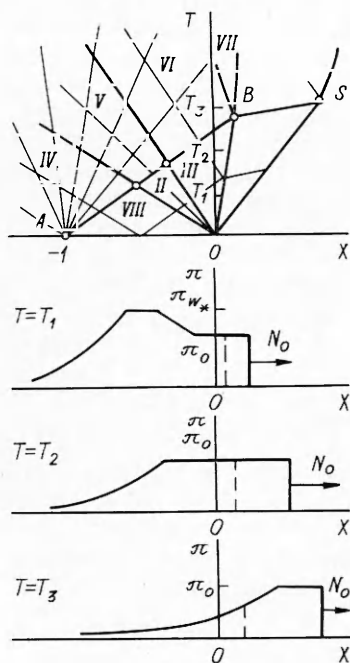


Рис. 3.

Координаты точки B , ограничивающей участок стационарного движения контактной границы, определяются из совместного решения уравнения траектории первой $(u+c)$ -характеристики волны разрежения, центрированной в точке A , с уравнением траектории движения контактной границы на стационарном участке OB :

$$T_B = \frac{1}{\sqrt{3/8 - U_0}}, \quad X_B = \frac{U_0}{\sqrt{3/8 - U_0}}.$$

Закон изменения скорости контактной границы в зоне VII (течение продуктов детонации) определяется следующим образом. Уравнение траекторий семейства $(u+c)$ -характеристик имеет вид

$$X = (U + C)T - 1, \quad (21)$$

а закон движения контактной границы характеризуется выражением (13). Связь скорости звука со скоростью движения контактной границы можно найти из выражения

$$C = F_1 [U(A + bU)]^{1/3}, \quad (22)$$

$$F_1 = \sqrt{3/2} (\rho^0/\rho_0)^{1/3}.$$

Решая систему (13), (21), (22) способом, описанным при определении закона изменения скорости контактной границы в рассмотренной выше схеме нагружения, получим

$$T = T_B \left[\frac{U_0(A + bU_0)}{U(A + bU)} \right]^{1/3} \exp \left\{ -\frac{1}{F_1} \int_{U_0}^U \frac{dU'}{[U'(A + bU')]^{1/3}} \right\}.$$

Параметры нагружения среды в данной схеме находятся по тем же зависимостям, что и ранее. Отличие состоит лишь в изменении закона движения контактной границы нагружаемой среды. Типичные давления $\pi(X)$ представлены на рис. 3.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что использование нетрадиционных схем взрывного нагружения и специальных режимов взрывчатого превращения позволяет не только расширять диапазон уровней нагрузок на исследуемое вещество, но и создавать профили динамической нагрузки с контролируемым законом изменения давления на контактной границе нагружаемой среды. Изменение максимального уровня нагрузки в рассмотренной схеме нагружения достигается изменением степени недосжатия R детонационного процесса, а протяженность участка профиля нагрузки с постоянными по времени параметрами — как изменением параметра R , так и соответствующим выбором толщины слоя нагружающего заряда ВВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ададунов Г. А., Гольданский В. И. Успехи химии, 1981, 50, 10, 1810.
2. Нестеренко В. Ф. ФГВ, 1985, 21, 6, 85.
3. Андреев С. Г., Бойко М. М., Соловьев В. С. и др. // Высокоэнергетическое воздействие на материалы: Тр. 9-й Междунар. конф.— Новосибирск, 1986.
4. Андреев С. Г., Бойко М. М., Кобылкин И. Ф. и др. ФГВ, 1979, 15, 6, 143.
5. Соловьев В. С., Андреев С. Г., Атлетков А. В. и др. ФГВ, 1984, 20, 2, 114.
6. Станюкович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1971.
7. Кондратьев В. Н., Немчинов И. В., Христофоров Б. Д. ПМТФ, 1968, 4, 61.

Поступила в редакцию 9/VII 1987