

15. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966, стр. 86.
 16. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. М., «Наука», 1971, стр. 41.
 17. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., «Металлургия», 1968, стр. 144.

УДК 532.593

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С КЛИНОВИДНОЙ ПОЛОСТЬЮ

*Н. С. Козин, В. А. Симонов
(Новосибирск)*

Работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию вопроса о падении ударной волны на клиновидную полость в металле.

Определение кинематических параметров

Для рассмотрения задачи в работе [1] было использовано звуковое приближение. Полученное решение позволяет построить профиль свободной поверхности полого клина в процессе схлопывания следующим образом. Обозначим через $v_n(r, t)$ нормальную к свободной поверхности скорость движения частиц внутрь полости, где t — время, а r — расстояние от вершинного ребра полого клина. Смещение точек свободной поверхности определяется по формуле

$$\delta(r, t) = \int_0^t v_n(\tau) d\tau.$$

Профиль свободной границы для некоторого фиксированного момента времени схематично представлен на рис. 1. Точку C пересечения кривой $\delta(r, t)$ с линией симметрии назовем точкой схлопывания, скорость w движения точки C по линии симметрии — скоростью схлопывания, а угол γ , образованный линией симметрии и профилем границы $\delta(r, t)$ — динамическим углом схлопывания. Из рис. 1 видно, что кривая $\delta(r, t)$ может отражать истинную форму границы только при $r > r_c = \frac{OC}{\cos \gamma}$. Используя выражение для нормальной скорости движения свободной границы, полученное в [1], определим аналитически w и γ :

$$\frac{w}{c_0} = A(\gamma) \cdot e^{\omega \gamma}, \quad (1)$$

где

$$A(\gamma) = \frac{2\alpha(\gamma)}{\cos \gamma} \left(\frac{4\omega(\gamma)}{\pi - 2\gamma} \cdot \cos \frac{\pi\gamma}{2(\pi - \gamma)} \cdot \frac{1}{\tan \gamma} \right)^{\omega(\gamma)},$$

$$\omega(\gamma) = \frac{2(\pi - \gamma)}{3\pi - 4\gamma}, \quad \alpha(\gamma) = \frac{3\pi - 4\gamma}{5\pi - 6\gamma} \cdot \frac{\pi}{2(\pi - \gamma)}, \quad (2)$$

$$\bar{\gamma} = \gamma + \operatorname{arctg} \left(\frac{\pi - 2\gamma}{2(\pi - \gamma)} \cdot \tan \gamma \right).$$

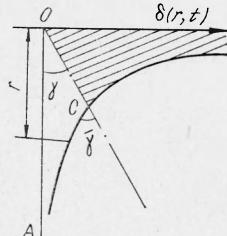


Рис. 1.

Из выражений (1), (2) следует, что w и $\bar{\gamma}$ не зависят от времени и могут служить кинематическими характеристиками процесса схлопывания. При малых углах γ формула (1) упрощается:

$$\frac{w}{c_0} = \left(\frac{8\epsilon}{3\pi \sqrt{2}\cdot\gamma} \right)^{2/3}. \quad (3)$$

Полученные соотношения позволяют провести сравнение рассчитываемых величин с их значениями, определяемыми экспериментально.

Ударная волна малой длительности

Решение задачи в акустическом приближении, приведенное в [1], получено в предположении, что в процессе схлопывания давление за фронтом ударной волны остается постоянным. Рассмотрим случай, когда давление за ударной волной уменьшается по линейному закону от p_0 до нуля за время τ (τ — длительность импульса давления, а p_0 — давление на фронте ударной волны, причем $\frac{p_0}{p_0 c_0^2} = \epsilon \ll 1$). Профиль давления имеет вид $p(t) = f(t)$, где

$$f(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ \epsilon \left(1 - \frac{t}{\tau} \right), & 0 < t < \tau, \\ 0, & t > \tau. \end{cases}$$

Решение задачи для этого случая можно получить из работ [1, 2]. Обозначим через $p_1(x, y, t)$ давление, полученное в [1], и, следуя [2], получим:

$$p(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\omega} \frac{df(\theta)}{d\theta} p_1(x, y, t - \theta) d\theta. \quad (4)$$

Из формулы (4) получаем выражение для нормальной скорости $v_n(r, t)$ движения частиц на свободной поверхности клиновидной полости

$$v_n(r, t) = 2\epsilon c_0 [a(r, t) + b(r, t) + c(r, t)], \quad (5)$$

где

$$a(r, t) = \begin{cases} 0, & \frac{t}{\tau} < \frac{r}{c_0 \tau} \\ \int_0^{q(r, t)} \Phi(\xi) d\xi, & \frac{t}{\tau} > \frac{r}{c_0 \tau}, \end{cases}$$

$$b(r, t) = \begin{cases} 0, & \frac{t}{\tau} < \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau}, \\ \sin \gamma \left[1 + \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau} - \frac{t}{\tau} \right], & 0 < \frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau} < 1, \\ 0, & 1 < \frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau}; \end{cases}$$

$$c(r, t) = \begin{cases} - \int_0^{q(r, t)} \Phi(\xi) \left[\frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \operatorname{ch} \xi}{c_0 \tau} \right] d\xi, & 0 < \frac{t}{\tau} - \frac{r}{c_0 \tau} < 1 \\ - \int_0^{q(r, t-\tau)} \Phi(\xi) d\xi - \int_{q(r, t-\tau)}^{q(r, t)} \Phi(\xi) \left[\frac{t}{\tau} - \frac{r \operatorname{ch} \xi}{c_0 \tau} \right] d\xi, & 1 < \frac{t}{\tau} - \frac{r}{c_0 \tau}; \end{cases}$$

$$\Phi(\xi) = \frac{\alpha \cdot \sin \alpha \pi \cdot \operatorname{sh} \alpha \xi \cdot \operatorname{sh} \xi}{\operatorname{sh}^2 \alpha \xi + \cos^2 \alpha \pi}, \quad \alpha = \frac{\pi}{2(\pi - \gamma)};$$

$$q(r, t) = \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{r}{c_0 \tau} \right)^2}}{\frac{r}{c_0 \tau}} \right].$$

Зная $v_n(r, t)$, можно определить смещение свободной границы $\delta(r, t)$ по формуле

$$\frac{\delta(r, t)}{c_0 \tau} = \frac{1}{c_0} \int_0^{t/\tau} v_n(r, \theta) d\theta,$$

откуда находим

$$\delta(r, t) = 2\varepsilon c_0 \tau [d(r, t) + l(r, t) + g(r, t)], \quad (6)$$

где

$$d(r, t) = \begin{cases} 0, & \frac{t}{\tau} - \frac{r}{c_0 \tau} < 0, \\ \int_0^{q(r, t)} \Phi(\xi) \left[\frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \operatorname{ch} \xi}{c_0 \tau} \right] d\xi, & \frac{t}{\tau} - \frac{r}{c_0 \tau} > 0; \end{cases}$$

$$l(r, t) = \begin{cases} 0, & \frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau} < 0, \\ \frac{1}{2} \sin \gamma, & 1 < \frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau}, \\ \frac{\sin \gamma}{2} \left[\frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau} \right] \left[2 - \frac{t}{\tau} + \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau} \right], & 0 < \frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \cos \gamma}{c_0 \tau} < 1; \end{cases}$$

$$g(r, t) = \begin{cases} 0, & \frac{t}{\tau} - \frac{r}{c_0 \tau} < 0, \\ -\frac{1}{2} \int_0^{q(r, t)} \Phi(\xi) \left[\frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \operatorname{ch} \xi}{c_0 \tau} \right]^2 d\xi, & 0 < \frac{t}{\tau} - \frac{r}{c_0 \tau} < 1, \\ -\frac{1}{2} \int_0^{q(r, t)} \Phi(\xi) \left[\frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \operatorname{ch} \xi}{c_0 \tau} \right]^2 d\xi + \frac{1}{2} \int_0^{q(r, t-\tau)} \Phi(\xi) \times \\ \left[\frac{t}{\tau} - \frac{r \cdot \operatorname{ch} \xi}{c_0 \tau} - 1 \right]^2 d\xi, & 1 < \frac{t}{\tau} - \frac{r}{c_0 \tau} < 1. \end{cases}$$

Полученные формулы позволяют рассчитать форму свободной поверхности клиновидной полости в некоторый момент времени t . На рис. 2 представлены профили свободной поверхности, рассчитанные по формулам (6), для случая, когда $\gamma = 15^\circ$, $\varepsilon = 0,42$, при $t/\tau = 1, 2, 3, 5, 8, 12, 20$.

Для качественного исследования полученных результатов рассмотрим профиль свободной поверхности при условии $\frac{t}{\tau} \gg 1$, т. е. при

достаточно коротких импульсах давлений. В этом предположении для смещения свободной поверхности получим асимптотическое выражение

$$\frac{\delta}{c_0 \tau} \approx \varepsilon \frac{\alpha \cdot \sin \alpha \pi}{1 - \alpha} \left(\frac{c_0 t}{r} \right)^{1-\alpha}. \quad (7)$$

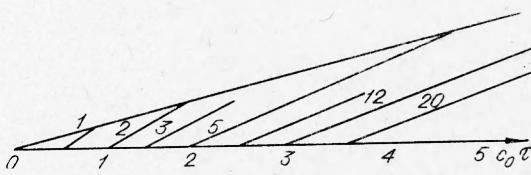


Рис. 2.

Из формулы (7) найдем расстояние $l(t)$ от вершины полого клина O до точки схлопывания C :

$$\frac{l}{c_0\tau} \sim B \left(\frac{t}{\tau} \right)^\beta,$$

где

$$B = \frac{1}{\cos \gamma} \left[\frac{2^{1-\alpha} \varepsilon \cdot \alpha \sin \alpha \pi}{(1-\alpha) \operatorname{tg} \gamma} \right] \quad \beta = \frac{1-\alpha}{2-\alpha}. \quad (8)$$

Из формулы (8) можно определить скорость точки схлопывания:

$$\frac{w(t)}{c_0} = \beta B \left(\frac{t}{\tau} \right)^{\beta-1}. \quad (9)$$

Из соотношений (7), (8) для некоторого момента времени t можно построить приближенный профиль свободной поверхности, изображенный на рис. 1, где заштрихованная область представляет собой ту часть вещества, которая является дефектом массы, возникающим из-за нарушения звукового приближения в окрестности точки O [1]. С. К. Годуновым была высказана гипотеза о том, что в струйных режимах схлопывания дефект массы компенсируется выбрасываемой вперед кумулятивной струей. Используя полученные результаты, можно оценить количество вещества, составляющего дефект массы:

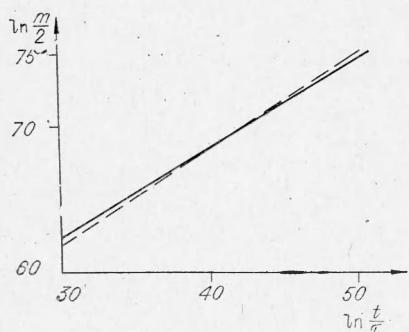


Рис. 3.

$$m(t) = \rho_0 c_0^2 \tau^2 \int_0^{r_c/c_0 \tau} \delta(x, t) dx,$$

где $r_c = l \cdot \cos \gamma$. При $\frac{t}{\tau} \gg 1$ имеем

$$m(t) \approx 2 \left[2^{1-\alpha} \varepsilon B^\alpha \sin \alpha \pi (1-\beta) - \frac{1}{2} B^2 \operatorname{tg} \gamma \right] \left(\frac{t}{\tau} \right)^{2\beta}. \quad (10)$$

Формула (10) проверялась численно. На рис. 3 представлена зависимость $1n m/2$

как функция от $1n t/\tau$, полученная из численных расчетов на ЭВМ (сплошная линия) и по формуле (10) (штриховая линия) для значений $\gamma = 15^\circ$ и $\varepsilon = 0,42$. Графики показывают хорошее совпадение при $1n \frac{t}{\tau} > 3$.

Из формул (9), (10) можно вычислить характерный линейный размер $\bar{\lambda}$, который может иметь отношение к процессам, происходящим в точке схлопывания:

$$\bar{\lambda} = \frac{dm}{wdt} \approx \frac{2-\alpha}{\alpha} l \cdot \operatorname{tg} \gamma.$$

При малых углах γ имеем

$$\bar{\lambda} \approx 3 \gamma x, \quad (11)$$

где x — расстояние от вершины клина.

Волнообразование

Экспериментальное исследование взаимодействия ударной волны с клиновидной полостью в металле проводилось по методике, изложенной в работе [3].

Из постановки задачи о схлопывании клиновидной полости следует автомодельность ее решения, так как в определяющие параметры не входит характерный линейный размер. На фотографиях шлифов образцов видно, что при одинаковых условиях нагружения параметры волн увеличиваются как с ростом угла γ , так и с увеличением расстояния x от вершины клина в направлении движения ударной волны. Если обозначить длину волны через λ , а ее амплитуду через a , то, очевидно, имеют место соотношения:

$$\lambda = f_1(x, \gamma), \quad (12)$$

$$a = f_2(x, \gamma).$$

Для определения вида функциональной зависимости (12) на шлифах образцов проводились измерения длины волны λ и ее амплитуды в зависимости от координаты x с помощью микроскопа при 20-кратном увеличении. Результаты измерений для стали приведены в виде графиков на рис. 4. Отсюда следует, что длина волны прямо пропорциональна координате x почти на всей длине схлопывания и только в конце несколько уменьшается. Такая зависимость позволяет конкретизировать соотношения (12) следующим образом:

$$\lambda = K(\gamma) \cdot x(\gamma).$$

Значение коэффициента $K(\gamma)$ легко устанавливается из углов наклона прямых на графике $\lambda(x)$. Зависимость оказывается также линейной и дается формулой

$$K = 1,15 + 31,4 \gamma.$$

Окончательно выражение (12) примет вид

$$\lambda/x = (1,15 + 31,4 \gamma) \gamma. \quad (13)$$

Соотношение (13) показывает, что изменение длины волн находится в соответствии с автомодельностью задачи о схлопывании полого клина. Однако при рассмотрении зависимости амплитуды волн от тех же параметров (x, γ) оказывается, что для данного γ амплитуда волн растет прямо пропорционально координате x , а с ростом угла γ изменяется значительно медленнее, чем длина. Значения коэффициента $K(\gamma)$ уже нельзя выразить линейной функцией начального угла γ .

Аналогичные результаты были получены и для параметров волн на медных образцах, в частности, длина волн описывается уравнением

$$\lambda/x = (3,0 + 16,7 \gamma) \gamma. \quad (14)$$

Результаты экспериментов можно сравнить с выражением (11). Достаточно хорошее совпадение зависимостей (11) и (13) при $\gamma \ll 1$ указывает на то, что определяемый теоретически размер λ может быть связан с длиной образующихся волн. Вместе с тем, член с γ^2 в формулах (13), (14) не учитывается в (11), так как в эксперименте не выполнено условие $\frac{t}{\tau} \ll 1$.

Проведенные исследования позволили установить, что характер изменения длины волн близок к автомодельному с линейной зависимостью от расстояния x и нелинейной зависимостью от угла γ . Изменение амплитуды волн имеет более сложный характер.

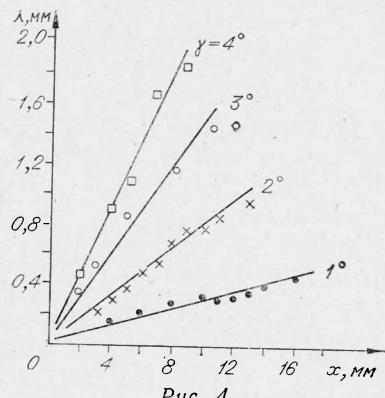


Рис. 4.

Течение с образованием струи

По характеру течения режим с образованием струи существенно отличается от режима волнообразования. В работе [3] определены значения углов $\gamma = \gamma^*$, при которых происходит переход от одного режима схлопывания к другому. Изменение начального угла γ приводит к изменению кинематических параметров схлопывания. При этом изменяется скорость движения возникающей струи. Естественно предположить, что изменение характера течения за точкой соударения связано со скоростью ее движения — w , которую можно рассчитать по формуле (1). С другой стороны, можно измерить скорость движения струи v_i и сравнить полученные значения с известными соотношениями гидродинамической теории кумуляции.

Измерения скорости струи проводились с помощью СФР, который давал непрерывную развертку движения струи в координатах путь — время. Кроме того, при начальных углах $\gamma > 15^\circ$ v_i измерялась также с помощью электроконтактных датчиков, так как при больших углах γ свечение струи становится слабым.

Для углов $\gamma < \gamma^*$ наряду с образованием волн на соударяющихся поверхностях, ограничивающих полый клин, впереди линии соударения образуется облако частиц, имеющее очень малую плотность. Покадровая съемка движения такого облака представлена на рис. 5. Перед об-

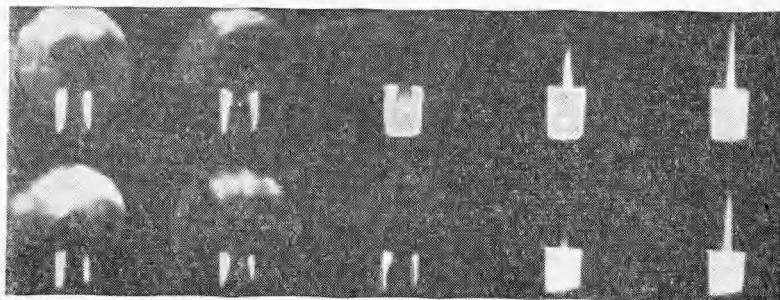


Рис. 5.

лаком частиц образуется фронт свечения, скорость движения которого регистрируется на фотопленке в виде сильно светящегося следа, имеющего почти постоянную скорость.

Результаты измерений скорости струи для стальных, медных и дюралюминиевых образцов в зависимости от угла γ представлены в виде графиков на рис. 6 (1 — сталь, 2 — медь, 3 — дюраль). Значения v_i для углов $\gamma < \gamma^*$ относятся к скорости движения облака частиц, которые оказываются значительно меньше, чем рассчитанные по формуле (1) скорости точки схлопывания. В таблице вычисленные по формуле (9) значения w/c_0 сравниваются с измеренными значениями v_i/D для стальных образцов. Поскольку в проводимых экспериментах [3] c_0 по существу не отличается от скорости ударной волны D , проводимое сравнение результатов показывает, что полученные по формуле (1) значения w значительно расходятся с измеренными значениями v_i для углов $\gamma < \gamma^*$. Очевидно, что w не может превышать D и тем более скорость движения облака частиц. Измеренные значения v_i при этих малых углах γ не согласуются также с гидродинамической теорией кумуляции, из которой следует, что при $\gamma \rightarrow 0$ скорость образующейся струи стремится к пределу, равному $2D$ [4]. При схлопывании клиновидной полости скорость облака частиц превышает D только на 25—30%. В специальных экспериментах со стальными образцами, в которых вместо

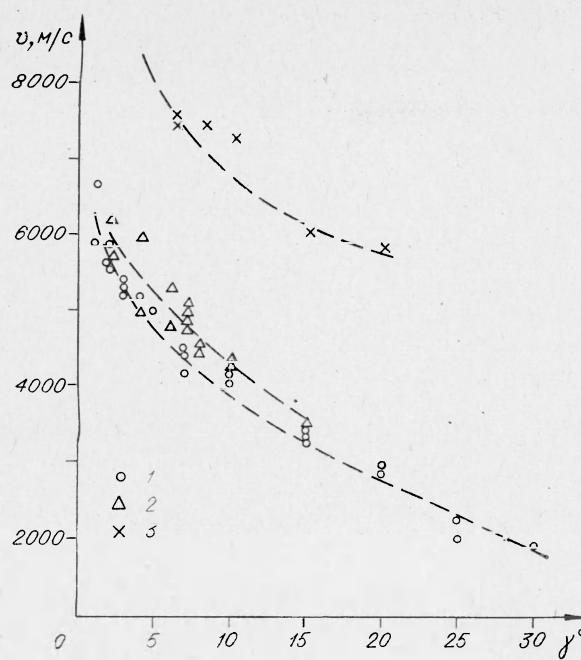


Рис. 6.

хорошо совпадают со значениями γ^* , определенными экспериментально.

Аналогично изменению параметров волн при $\gamma > \gamma^*$ можно было бы ожидать автомодельного характера изменения размеров струи, например ее толщины, т. е. со временем толщина струи должна увеличиваться, а сама струя иметь некоторую «клинообразную» форму. Подобные течения теоретически исследованы в работах [5], [6]. Вместе с тем на фотографиях процесса схлопывания, регистрирующих движение струи, толщина последней с большой точностью остается постоянной. Одна из таких фотографий, полученная с помощью импульсного рентгена, показана на рис. 7. Постоянство толщины струи приводит к выводу, что в рассматриваемом течении струю образуют частицы металла, расположенные в узком поверхностном слое постоянной толщины. Интересным является вопрос о причинах стабилизации размера этого слоя.

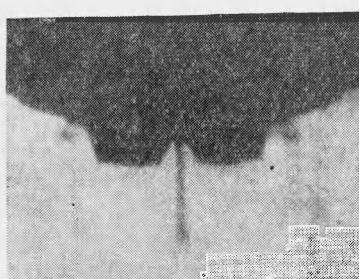


Рис. 7.

Если коэффициент вязкости является определяющим параметром, то безразмерной комбинацией, характеризующей процесс схлопывания, должно являться число Рейнольдса $Re = \frac{Ud}{\nu}$, содержащее характерный линейный размер. Вместе с тем для объяснения этого экспериментального факта могут быть рассмотрены и другие предположения.

Поступила в редакцию
12/XII 1972

клиновидной полости была устроена прямоугольная щель ($\gamma=0$), измеренная v_j равнялась 5000—5100 м/с, что соответствует скорости ударной волны в стали. При углах $\gamma > \gamma^*$ рассчитанные по формуле (1) значения w не противоречат измеренным значениям v_j ($w < v_j$).

Измерения скорости струи показали также, что при γ , близких к экспериментально определенным значениям γ^* , w/c_0 и v_j/D близки к единице. Если формулу (1) разрешить относительно γ при $w/c_0=1$, то получим следующие значения γ : для стали — $4^{\circ}52'$, для меди — $4^{\circ}24'$ и для дюралюминия — $6^{\circ}18'$. Эти значения для стали и дюралюминия

Можно предположить, что стабилизирующим фактором является вязкость металлов, исследование которой при взрывных процессах приведено в работе [7].

Если коэффициент вязкости является определяющим параметром, то безразмерной комбинацией, характеризующей процесс схлопывания, должно являться число Рейнольдса $Re = \frac{Ud}{\nu}$, содержащее характерный линейный размер. Вместе с тем для объяснения этого экспериментального факта могут быть рассмотрены и другие предположения.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. К. Годунов, Я. М. Каждан, В. А. Симонов. ПМТФ, 1969, 6.
2. С. Л. Соболев. Тр. сейсмологического института. № 41, 1934.
3. В. А. Симонов. ФГВ, 1971, 7, 2.
4. Теоретическое и экспериментальное исследования явления кумуляции. Механика. Сб. перев., № 4, 1953.
5. Я. М. Каждан. ПМТФ, 1972, 3.
6. М. Р. Тилин. Проблемы гидродинамики и механики сплошной среды. М., «Наука», 1969.
7. А. А. Дерибас и др. ФГВ, 1971, 7, 1.

УДК 534.222.2

О МЕТАНИИ ПЛОСКИХ ПЛАСТИН СЛОЯМИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

Г. Е. Кузьмин, В. И. Мали, В. В. Пай
(Новосибирск)

Для измерения параметров летящей пластины в схеме метания скользящей детонационной волной применяются многочисленные методы: съемка пластины на рентгене [1], теневая съемка на СФР [2], съемка пластины на СФР в отраженном свете [3] и различные электроконтактные методы. Как правило, эти методы либо накладывают ограничения на размер заряда ВВ, либо дают значительные погрешности.

В настоящей работе предлагается методика, для которой указанные ограничения не являются принципиальными, она позволяет измерять как предельные параметры метаемой пластины (скорость метания v и угол поворота β), так и эти же параметры на начальном участке разгона. Кроме того, появляется возможность измерять параметры метаемой пластины в случае применения больших зарядов ВВ, которые встречаются в большинстве прикладных задач.

Методика экспериментов

На рис. 1 показана схема используемого устройства. Под пластиной 1, на которой находился слой ВВ 2, закреплялись два отрезка никромовой проволоки 3 и 4 толщиной 0,1 мм. Первый отрезок 3 натягивался параллельно пластине на небольшом расстоянии от нее, отрезок 4 — под углом α к пластине. В точке О проволоки находились в контакте с пластиной. В процессе метания пластина налетала на проволоки, и длины тех частей проволок, которые еще не соприкоснулись с пластиной, уменьшались с течением времени. Естественно, пропорционально этим длинам уменьшались и сопротивления проволок. Пусть $l_1(t)$ и $l_2(t)$ — длины частей проволок, не вступивших в контакт с пластиной, а $R_1(t)$ и $R_2(t)$ — соответственно их сопротивления. При стационарном режиме метания и надлежащем выборе угла α