

при $\lambda = 0$

$$\varphi_0(j) = A + Bj^\alpha, \psi_0(\theta) = C + D\theta \quad (C_1, C_2, C_3, C_4, A, B, C, D = \text{const})$$

Параметр λ определяется как собственное значение задачи Штурма — Лиувилля. Решение задачи п. 3 в этом случае имеет вид

$$Q(j, \theta) = -\frac{I}{2\theta_0}\theta - \frac{I}{\pi} \sum_{\lambda=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda} \left(\frac{j}{j_1}\right)^{1/2\alpha+\alpha\lambda} \sin \frac{\pi\lambda\theta}{\theta_0} \quad (4.4)$$

где j_1 — плотность тока на выходе из сосуда, $\alpha < 1$. Если зависимость $\sigma(j)$ записывать как $\sigma = be^{j\beta}$, где b, β — параметры, определяющиеся из эксперимента и постоянные в определенных интервалах изменения j , то уравнения (1.3) имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 P}{\partial j^2} + \frac{1-j\beta}{j^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + \frac{1+j\beta}{j} \frac{\partial P}{\partial j} &= 0 \\ \frac{\partial^2 Q}{\partial j^2} + \frac{1-j\beta}{j^2} \frac{\partial^2 Q}{\partial \theta^2} + \frac{1-j\beta+j^2\beta^2}{j(1-j\beta)} \frac{\partial Q}{\partial j} &= 0 \end{aligned} \quad (4.5)$$

В отличие от соотношений (4.1) и (4.2) уравнения (4.5) допускают непрерывный переход процесса из области эллиптичности в область гиперболичности при постоянном α , что приводит к возможности постановки смешанных краевых задач для уравнений электродинамики в плоскости годографа. Однако А. Г. Куликовский и С. А. Реггер (ПММ, 32, вып. 4, 1968) показали невозможность постановки краевых задач в чисто гиперболических областях.

Автор благодарит С. В. Фальковича за полезные обсуждения.

Поступила 3 VI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Е м е ц Ю. П. Метод годографа в электродинамике сплошных нелинейно проводящих сред. ПММ, 1967, т. 31, вып. 6.
2. Ч а п л ы г и н С. А. О газовых струях. Сочинения, т. II. М., Гостехиздат, 1948.
3. Г и н з б у р г В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Изд. 2. М., «Наука», 1967.
4. У и т т е к е р Э. Т., В а т с о н Д. Н. Курс современного анализа. Изд. 2. М., Физматгиз, 1963.

К ЗАДАЧЕ О СИЛЬНОМ ВЗРЫВЕ НА ГРАНИЦЕ ПОЛУПРОСТРАНСТВА, ЗАПОЛНЕННОГО СОВЕРШЕННЫМ ГАЗОМ

Л. В. Шуршалов

(Москва)

Рассматривается осесимметричная задача о сильном точечном взрыве [1] на границе полупространства, занятого невесомым совершенным газом с показателем адиабаты γ . В начальный момент времени $t = 0$ в некоторой точке на этой границе выделяется конечная энергия E_0 , т. е. происходит точечный взрыв. Эта задача может представлять интерес в связи с проблемой исследования движения, вызванного сильным ударом по поверхности среды в случае, если кинетическая энергия ударяющего тела достаточно велика. Эта проблема рассматривалась рядом авторов. В работах [2-4] содержится подход к этой задаче с точки зрения приложения ее к вопросам кратерообразования при ударе тела, летящего с большой космической скоростью, по плоской границе твердого тела. При этом считается, что ударная волна распространяется так же, как при взрыве в неограниченной среде. В [5] среда рассматривается как несжимаемая жидкость и считается, что импульс вещества, охваченного движением, постоянен во времени и равен импульсу ударяющего тела. В [6] получены некоторые приближенные характеристики на основе построенного точного частного решения дифференциальных уравнений, описывающих течение. В [7,8] приближенно исследовано распределение энергии между двумя средами в случае сильного точечного взрыва на поверхности раздела этих сред. В [9] получено численное решение задачи о взрыве на поверхности медной пластинки при использовании для меди моделей упруго-пластической среды и идеальной жидко-

сти. В работах [10,11] приведены экспериментальные результаты по точечному взрыву на поверхности воды. В работе [12] эта задача решалась в линеаризованной постановке. Решение находилось в виде разложений в ряды Фурье по переменной θ — углу, отсчитываемому от оси симметрии, с коэффициентами, зависящими от автономной пространственно-временной переменной. В качестве нулевых членов рядов использовалось известное решение Л. И. Седова задачи о сильном точечном взрыве [1]. Значительное место в работе [12] было уделено анализу взаимодействия ударной волны со свободной поверхностью в точке их пересечения. Однако при этом были допущены существенные неточности, которые привели к качественному и количественному искажению картины течения в целом. В предлагаемой работе эти неточности устраняются.

За систему определяющих параметров рассматриваемой задачи можно принять $r, \theta, t, E_0, \rho_1, \gamma$; где ρ_1 — начальная плотность среды, r и θ — переменные сферической системы координат с началом на невозмущенной свободной поверхности; угол θ отсчитывается от оси симметрии.

Все характеристики течения зависят от безразмерных параметров [1].

$$\lambda = \frac{r}{E^{1/5} \rho_1^{-1/5} t^{2/5}}, \quad \theta, \quad \gamma \quad (E_0 = \alpha E, \quad \alpha = \alpha(\gamma))$$

В этих переменных основные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} R \left[\lambda \frac{\partial U}{\partial \lambda} \left(U - \frac{2}{5} \right) + V \frac{\partial U}{\partial \theta} + U^2 - U - V^2 \right] + \lambda \frac{\partial P}{\partial \lambda} + 2P &= 0 \\ R \left[\lambda \frac{\partial V}{\partial \lambda} \left(U - \frac{2}{5} \right) + V \frac{\partial V}{\partial \theta} + 2UV - V \right] + \frac{\partial P}{\partial \theta} &= 0 \\ \lambda \frac{\partial R}{\partial \lambda} \left(U - \frac{2}{5} \right) + V \frac{\partial R}{\partial \theta} + R \left(\lambda \frac{\partial U}{\partial \lambda} + 3U + \frac{\partial V}{\partial \theta} + V \operatorname{ctg} \theta \right) &= 0 \\ \lambda \frac{\partial P}{\partial \lambda} \left(U - \frac{2}{5} \right) + V \frac{\partial P}{\partial \theta} + 2P \left(U - 1 \right) - \frac{\gamma P}{R} \left[\lambda \frac{\partial R}{\partial \lambda} \left(U - \frac{2}{5} \right) + V \frac{\partial R}{\partial \theta} \right] &= 0 \\ U = \frac{t}{r} u, \quad V = \frac{t}{r} v, \quad R = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad P = \frac{t^2}{\rho_1 r^2} p & \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь U и V — безразмерные значения радиальной и трансверсальной составляющих скорости u и v , а R и P — безразмерные значения плотности и давления ρ и p .

Граничные условия на поверхности ударной волны

$$r_2(t, \theta) = \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/5} t^{2/5} \lambda_2(\theta) \quad (2)$$

имеют вид

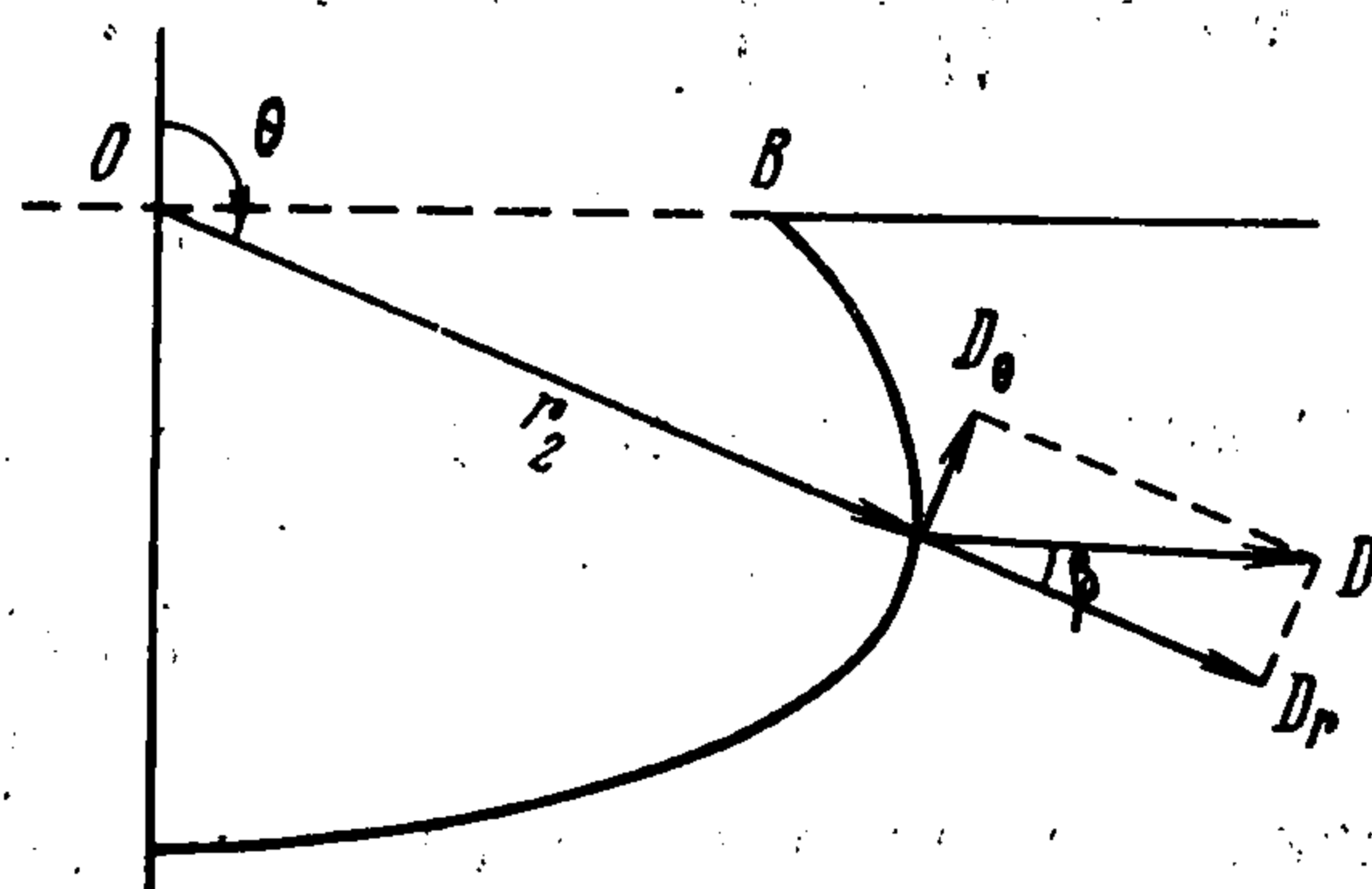
$$u_2 = \frac{2}{\gamma + 1} D_r, \quad v_2 = \frac{2}{\gamma + 1} D_\theta, \quad \rho_2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_1, \quad p_2 = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_1 D^2 \quad (3)$$

$$D = \frac{\partial r_2}{\partial t} \left[1 + \left(\frac{1}{r_2} \frac{\partial r_2}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2} = \frac{2}{5} \frac{r_2}{t} \left[1 + \left(\frac{\lambda_2'}{\lambda_2} \right)^2 \right]^{-1/2} = \frac{2}{5} \frac{r_2}{t} \cos \beta \quad (4)$$

Здесь D — нормальная скорость ударной волны, D_r и D_θ — компоненты этой скорости по направлениям r и θ ; угол β определен, как показано на фиг. 1; индекс 2 соответствует величинам на ударном фронте; штрих, здесь и в дальнейшем, означает дифференцирование по θ .

Для безразмерного значения скорости ударной волны из соотношения $D = r_2 D^\circ / t$ получим

$$D^\circ = \frac{2}{5} \cos \beta$$



Фиг. 1

В частности, при $\theta = 1/2\pi$ угол β равен углу δ между ударной волной и нормалью к невозмущенной свободной поверхности. В работе [12] используется неверное выражение для безразмерной нормальной скорости ударной волны при $\theta = 1/2\pi$.

Условия на ударной волне можно записать в безразмерной форме

$$U_2(\theta) = \frac{4}{5(\gamma+1)} \left[1 + \left(\frac{\lambda_2'}{\lambda_2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad V_2(\theta) = -\frac{4}{5(\gamma+1)} \frac{\lambda_2'}{\lambda_2} \left[1 + \left(\frac{\lambda_2'}{\lambda_2} \right)^2 \right]^{-1} \\ R_2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad P_2(\theta) = \frac{8}{25(\gamma+1)} \left[1 + \left(\frac{\lambda_2'}{\lambda_2} \right)^2 \right]^{-1} \quad (5)$$

На возмущенной свободной поверхности

$$r_*(t, \theta) = \left(\frac{E}{\rho_1} \right)^{1/5} t^{2/5} \lambda_*(\theta) \quad (6)$$

давление равно нулю и проекция скорости частиц на нормаль к поверхности совпадает с нормальной скоростью самой поверхности. В безразмерной форме эти условия можно записать в виде

$$P_* = 0, \quad U_*(\theta) - \frac{\lambda_*'}{\lambda_*} V_*(\theta) = \frac{2}{5} \quad (7)$$

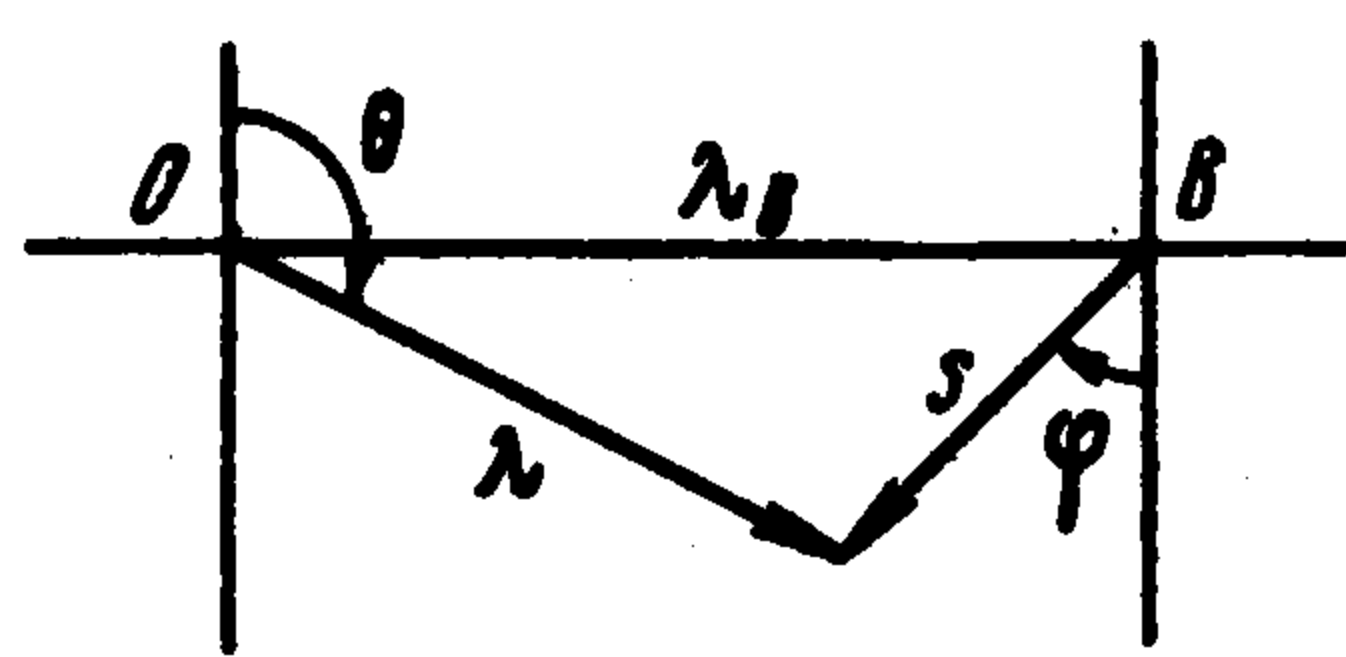
Индекс * относится к величинам на возмущенной свободной поверхности.

Задача состоит в отыскании решения системы уравнений (1), удовлетворяющего условиям (5) и (7) на неизвестных границах $\lambda_2 = \lambda_2(\theta)$ и $\lambda_* = \lambda_*(\theta)$.

Для решения сформулированной задачи необходим анализ движения в окрестности точки пересечения ударной волны и свободной поверхности (точка B на фиг. 2). После перехода, как и в [12], от переменных λ и θ к системе полярных координат s и φ с началом в точке B (фиг. 2) по формулам

$$s = (\lambda^2 - 2\lambda\lambda_B \sin \theta + \lambda_B^2)^{1/2}, \quad \varphi = \arctg \left(\tg \theta - \frac{\lambda_B}{\lambda \cos \theta} \right) \quad (8)$$

и представления искомых функций в виде рядов по s можно из системы (1) получить для предельных значений искомых функций $U_B(\varphi)$, $V_B(\varphi)$, $R_B(\varphi)$ и $P_B(\varphi)$ при $s=0$ следующую систему уравнений:



Фиг. 2

$$R \left(U - \frac{2}{5} + V \tg \varphi \right) \frac{dU}{d\varphi} + \frac{dP}{d\varphi} = 0 \\ R \left(U - \frac{2}{5} + V \tg \varphi \right) \frac{dV}{d\varphi} + \tg \varphi \frac{dP}{d\varphi} = 0 \\ \left(U - \frac{2}{5} + V \tg \varphi \right) \frac{dR}{d\varphi} + R \left(\frac{dU}{d\varphi} + \tg \varphi \frac{dV}{d\varphi} \right) = 0 \quad (9) \\ \frac{dP}{d\varphi} - \frac{\gamma P}{R} \frac{dR}{d\varphi} = 0$$

Индекс B здесь и в дальнейшем опускается. Точка B будет особой. Здесь определены следующие граничные значения функций U , V , R и P при приближении к ней вдоль ударной волны и вдоль свободной поверхности:

$$U_2 = \frac{4}{5(\gamma+1)} \cos^2 \varphi_2, \quad V_2 = \frac{4}{5(\gamma+1)} \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 \quad (10)$$

$$R_2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}, \quad P_2 = \frac{8}{25(\gamma+1)} \cos^2 \varphi_2 \\ P_* = 0, \quad U_* + \tg \varphi_* V_* = 2/5 \quad (11)$$

Здесь φ_2 и φ_* — углы, соответствующие положению ударной волны и свободной поверхности в точке B . Можно поставить вопрос об отыскании в точке B нетривиального решения системы уравнений (9), зависящего от угла φ и удовлетворяющего указанным граничным условиям.

Легко видеть, что система (9) имеет два алгебраических интеграла

$$P = KR^\gamma \quad (K = \text{const}) \quad (12)$$

$$\gamma P / R = [(U - 2/5) \cos \varphi + V \sin \varphi]^2 \quad (13)$$

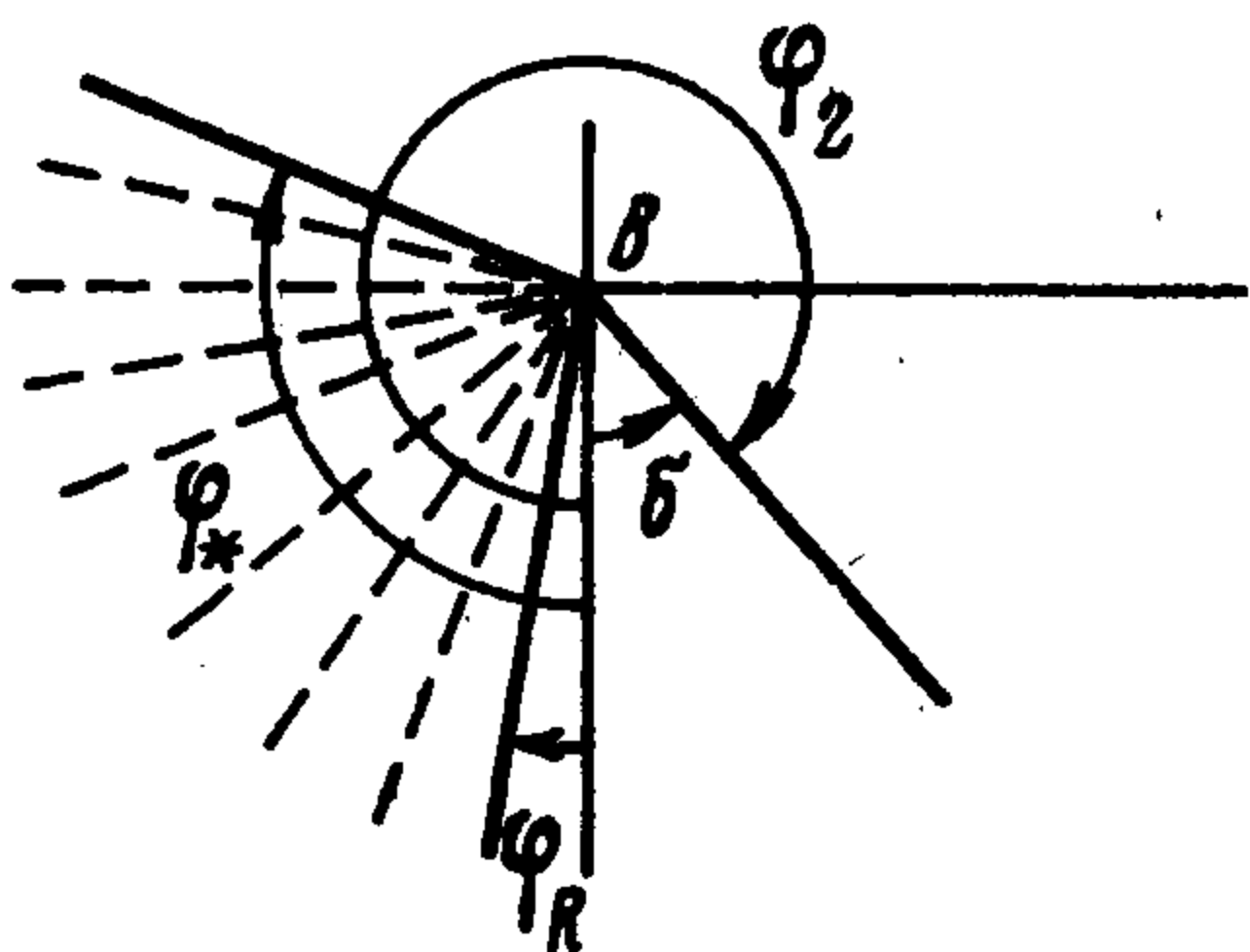
Интеграл (13) есть условие нетривиальной разрешимости системы уравнений (9) относительно производных.

Используя (12), можно записать вместо (9) и (13) систему

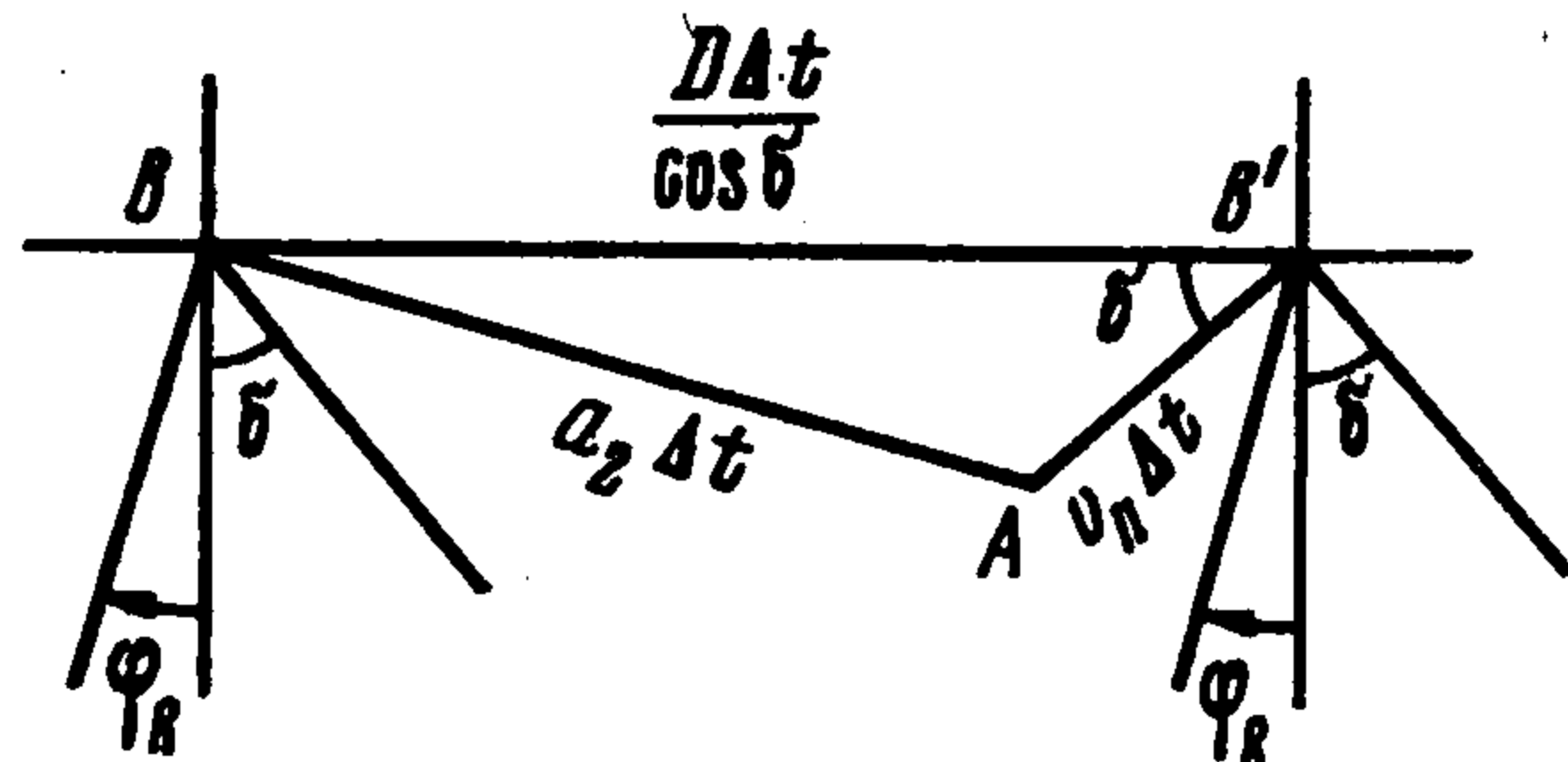
$$\frac{dU}{d\varphi} = \frac{2}{\gamma + 1} \cos \varphi \left[\left(U - \frac{2}{5} \right) \sin \varphi - V \cos \varphi \right], \quad \frac{dV}{d\varphi} = \text{tg } \varphi \frac{dU}{d\varphi} \quad (14)$$

$$R(\varphi) = \left\{ \frac{[(U - 2/5) \cos \varphi + V \sin \varphi]^2}{\gamma K} \right\}^{1/(\gamma-1)} \quad (15)$$

Качественный анализ течения в окрестности точки B подробно описан в [12]. При прохождении ударной волны через точку свободной поверхности в этой точке возникает волна разряжения, в которой давление падает от его значения на ударном фронте до нуля. Возникает течение, подобное течению Прандтля — Майера. Скорость скольжения ударной волны вдоль свободной поверхности равна $D / \cos \delta$, где δ — угол между касательной к ударной волне в точке B и нормалью к невозмущенной свободной поверхности, равный углу β между нормалью к ударной волне и невозмущенной свободной поверхностью. Если угол δ достаточно велик, то волны разряжения не могут догнать ударный фронт и огибающая передних фронтов этих волн будет фронтом волны, отраженной от свободной поверхности. Отражение такого типа называется «регулярным». Если же угол δ мал, то волны разряжения догоняют ударный фронт и взаимодействуют с ним, искривляя его. В этом случае фронт отраженной волны в точке B не определен («нерегулярное» отражение). В [12] приводятся соображения, из которых следует, что в рассматриваемой задаче отражение будет иметь «критический» характер. Условие «критичности» отражения состоит в том, что скорости движения вдоль свободной поверхности ударной волны и переднего фронта волны разряжения равны



Фиг. 3



Фиг. 4

При этом течение, как и в случае регулярного отражения, разбивается на две области: область между ударной волной ($\varphi = \varphi_2$) и передним фронтом волны разряжения ($\varphi = \varphi_R$), где все характеристики течения постоянны, и область самой волны разряжения ($\varphi_R \leq \varphi \leq \varphi_*$), где давление падает до нуля. Расположение этих областей показано на фиг. 3. При записи условия критичности отражения в работе [12] допущена неточность. Правильное выражение для этого условия имеет вид

$$\gamma P_2 / R_2 = (U_2 - 2/5)^2 + V_2^2 \quad (16)$$

где U_2 , V_2 , R_2 и P_2 определены из соотношений (10). Действительно, это условие может быть получено из геометрического построения, представленного на фиг. 4, где показаны два последовательных положения точки B и фронтов ударной волны и волны разряжения, соответствующих моментам времени t и $t + \Delta t$. Схематически распространение фронта волны разряжения можно представить как распространение с местной скоростью звука a_2 по нормали к себе и затем перенос со скоростью частиц за ударной волной v_n в направлении этой скорости. На фиг. 4 это изображено отрезками BA и AB' , соответственно. Для того чтобы отражение было критическим, расстояния, пройденные

ударной волной и фронтом волны разряжения вдоль свободной поверхности за промежуток времени Δt , должны быть равны. За время Δt ударная волна пройдет вдоль свободной поверхности расстояние, равное $D\Delta t / \cos \delta$. Из $\Delta BAB'$ получим соотношение

$$a_2^2 = (D \sec \delta)^2 + u_2^2 + v_2^2 - 2 D \sec \delta \sqrt{u_2^2 + v_2^2} \cos \delta \quad (17)$$

Здесь $\sqrt{u_2^2 + v_2^2} = |v_n|$ — модуль скорости частиц за ударной волной. Очевидно, что

$$\sqrt{u_2^2 + v_2^2} \cos \delta = u_2$$

После перехода к безразмерным переменным получим условие (16). Это же условие можно получить из алгебраического интеграла (13). При $\varphi = \varphi_R$ имеем

$$\gamma P_2 / R_2 = [(U_2 - 2/5) \cos \varphi_R + V_2 \sin \varphi_R]^2$$

Разрешая это уравнение относительно φ_R , получим

$$\varphi_R = -\arcsin \frac{\sqrt{\gamma P_2 / R_2 V_2 + (U_2 - 2/5) \sqrt{(U_2 - 2/5)^2 + V_2^2} - \gamma P_2 / R_2}}{(U_2 - 2/5)^2 + V_2^2} \quad (18)$$

Из (18) видно, что переход от регулярного отражения к нерегулярному определяется условием (16). Из (16)

$$\varphi_{2*} = -\arccos \sqrt{1/2(\gamma + 1)/\gamma}$$

Здесь φ_{2*} — угол, соответствующий положению ударной волны в точке B при критическом отражении.

Интегрирование системы уравнений (14) при граничных условиях (10), (11), а также условиях непрерывности решения на границе $\varphi = \varphi_R$ проводилось численно для $\gamma = 7$. Дополнительное условие (16) было необходимо, так как два условия (11) в данном случае совпадают тождественно, как это видно из (11), (12) и (15). Результаты расчетов представлены в таблице.

φ°	U	V	R	P	U^*	V^*
$\varphi = \varphi_R = 9^\circ 22'$	0.05713	-0.04949	1.3333	0.02285	0.05713	-0.04949
19°38'	0.05549	-0.04995	1.3268	0.02207	0.05549	-0.05066
31°44'	0.05057	-0.05239	1.3050	0.01966	0.05054	-0.05357
41°16'	0.04506	-0.05651	1.2767	0.01686	0.04497	-0.05808
52°16'	0.03787	-0.06422	1.2308	0.01305	0.03768	-0.06624
64°00'	0.03052	-0.07612	1.1639	0.00883	0.03018	-0.07890
74°16'	0.02548	-0.08943	1.0869	0.00547	0.02500	-0.09294
83°48'	0.02272	-0.10373	0.9948	0.00294	0.02216	-0.10804
96°16'	0.02276	-0.12422	0.8258	0.00080	0.02220	-0.12973
106°32'	0.02625	-0.14151	0.5853	0.00007	0.02584	-0.14812
$\varphi = \varphi_* = 112^\circ 24'$	0.02966	-0.15115	0.2120	0.00000	0.02944	-0.15838

Принципиальное значение имеет положение границы $\varphi = \varphi_*$. В отличие от [12] эта граница расположена выше уровня невозмущенной свободной поверхности. Теоретические и экспериментальные работы (см., например, [9-11]) показывают, что при взрыве на границе полупространства течение не может происходить целиком с одной стороны от невозмущенной свободной поверхности. В рамках используемой здесь постановки это также может быть показано из анализа соотношений (10) — (14). Правильный учет положения свободной поверхности не позволяет непосредственно использовать предложенное в [12] представление для формы свободной поверхности. На фиг. 3 изображено расположение границ φ_2 , φ_R и φ_* , имеющее место при критическом отражении ударной волны от свободной поверхности.

Решение системы уравнений (14) можно представить в виде следующих разложений

$$\begin{aligned} U(\varphi) &= U_0(\varphi) + \frac{U_1(\varphi)}{\gamma + 1} + \dots + \frac{U_n(\varphi)}{(\gamma + 1)^n} + \dots \\ V(\varphi) &= V_0(\varphi) + \frac{V_1(\varphi)}{\gamma + 1} + \dots + \frac{V_n(\varphi)}{(\gamma + 1)^n} + \dots \end{aligned} \quad (19)$$

Подставляя эти ряды в уравнения (14) и в граничные условия при $\varphi = \varphi_R$, получим

$$\begin{aligned} dU_0/d\varphi = dV_0/d\varphi = 0, \quad U_0(\varphi_R) = V_0(\varphi_R) = 0 \\ dU_1/d\varphi = -2/5 \sin 2\varphi, \quad U_1(\varphi_R) = 4/5 \cos^2 \varphi_2 \\ dV_1/d\varphi = -4/5 \sin^2 \varphi, \quad V_1(\varphi_R) = 2/5 \sin 2\varphi_2 \\ dU_n/d\varphi = U_{n-1} \sin 2\varphi - 2V_{n-1} \cos^2 \varphi, \quad U_n(\varphi_R) = 0 \\ dV_n/d\varphi = 2U_{n-1} \sin^2 \varphi - V_{n-1} \sin 2\varphi, \quad V_n(\varphi_R) = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

($n=2, 3, \dots$)

Самые грубые оценки показывают, что U_n и V_n растут с ростом угла φ не быстрее, чем φ^n и, следовательно, ряды (19) будут равномерно сходящимися, по крайней мере, для $|\varphi| \leq \varphi' < \gamma + 1$, где $\varphi' > 0$ — любое фиксированное значение угла φ меньше, чем $\gamma + 1$. В этой области (19) будет определять непрерывное дифференцируемое решение системы уравнений (14).

Из (20) следуют, например, следующие выражения для коэффициентов первых трех членов разложений:

$$\begin{aligned} U_0 = V_0 = 0 \\ U_1 = 1/5 \cos 2\varphi + C_{11}, \quad C_{11} = 4/5 \cos^2 \varphi_2 - 1/5 \cos 2\varphi_R \\ V_1 = 1/5 \sin 2\varphi - 2/5 \varphi + C_{12}, \quad C_{12} = 2/5 \sin 2\varphi_2 - 1/5 \sin 2\varphi_R + 2/5 \varphi_R \\ U_2 = f(\varphi) + C_{21}, \quad C_{21} = -f(\varphi_R); \quad V_2 = g(\varphi) + C_{22}, \quad C_{22} = -g(\varphi_R) \\ f(\varphi) = -1/2 C_{12} \sin 2\varphi - 1/2 (C_{11} - 2/5) \cos 2\varphi + \varphi (1/5 \sin 2\varphi - C_{12}) + 1/5 \varphi^2 \\ g(\varphi) = 1/2 C_{11} \sin 2\varphi + 1/2 C_{12} \cos 2\varphi - \varphi (1/5 \cos 2\varphi + C_{11} - 1/5) \end{aligned} \quad (21)$$

В таблице приведены значения $U(\varphi)$ и $V(\varphi)$, отмеченные звездочками, найденные при тех же значениях угла φ . Несмотря на то, что при этих вычислениях были использованы лишь коэффициенты (21) первых трех членов разложений (19), отличие от точных значений не превышает 5%.

Для φ_* при использовании первых двух членов рядов (19) получается значение $\varphi_* = 113^\circ 29'$, а с учетом третьего члена значение $\varphi_* = 113^\circ 26'$.

В заключение автор приносит благодарность В. П. Карликову за помощь и поддержку, а также Ю. О. Пазойскому за помощь при составлении программы вычислений на ЭВМ.

Поступила 10 X 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 5. М., «Наука», 1965.
2. Станюкович К. П., Федынский В. В. О разрушительном действии метеоритных ударов. Докл. АН СССР, 1947, т. 57, № 2.
3. Станюкович К. П. Элементы физической теории метеоров и кратерообразующих метеоритов. Метеоритика, 1950, вып. 7.
4. Станюкович К. П. Элементы теории удара твердых тел с большими (космическими) скоростями. В сб.: «Искусств. спутники Земли», М., АН СССР, 1960, вып. 4, стр. 86—117.
5. Лаврентьев М. А. Проблема пробивания при космических скоростях. Искусств. спутники Земли. 1959, вып. 3, стр. 61.
6. Райзер Ю. П. Движение газа под действием сосредоточенного удара по его поверхности (при взрыве на поверхности). ПМТФ, 1963, № 1.
7. Остроумов Г. А. О механизме кавитационного разрушения. Акуст. ж., 1963, т. 9, вып. 2, стр. 198—204.
8. Коробейников В. П., Остроумов Г. А. Еще о кавитационном разрушении. Акуст. ж., 1965, т. 11, вып. 4, стр. 458—462.
9. Уилкинс М. Л. Расчет упруго-пластических течений. В сб.: «Вычислительные методы в гидродинамике». М., «Мир», 1967.
10. Минин В. Ф. О взрыве на поверхности жидкости. ПМТФ, 1964, № 3.
11. Дерибас А. А., Похожаев С. И. Постановка задачи о сильном взрыве на поверхности жидкости. Докл. АН СССР, 1962, т. 144, № 3.
12. Collins R., Holt M. Intense explosions at the ocean surface. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, № 4.