

точки. На этом пути в данной работе были получены условия существования и вид линейных интегралов в случаях Лагранжа — Пуассона и кинетической симметрии тела, а также частных линейных интегралов в случаях Гесса — Аппельрота и Бобылева — Стеклова.

Автор благодарит В. В. Румянцева, Л. М. Мархашова и Л. Г. Хазина за постоянное внимание и полезные обсуждения.

Поступила 15 V 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Г о л у б е в В. В. Лекции по интегрированию уравнений движения тяжелого твердого тела около неподвижной точки. М., Гостехиздат, 1953.
2. П о л у б а р и н о в а - К о ч и н а П. Я. Об однозначных решениях и алгебраических интегралах задачи о вращении тяжелого твердого тела около неподвижной точки. В сб.: Движение твердого тела вокруг неподвижной точки. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1940.
3. Х а з и н Л. Г., Ц е л ь м а н Ф. Х. О нелинейном взаимодействии резонирующих осцилляторов. Докл. АН СССР, 1970, т. 193, № 2.
4. Ц е л ь м а н Ф. Х. О «перекачке энергии» между нелинейно-связанными осцилляторами в случае резонанса третьего порядка. ПММ, 1970, т. 34, вып. 5.
5. Ц е л ь м а н Ф. Х. О «резонансе» в задаче о малых колебаниях сферического маятника. Докл. АН СССР, 1972, т. 203, № 2.
6. Ч а п л ы г и н С. А. Линейные частные интегралы задачи о движении твердого тела, подпертого в одной точке. Тр. Отд. физ. наук об-ва любителей естествознания, 1898, т. 10, вып. 1 (см. также собр. соч., т. 1, М., Гостехиздат, 1948).
7. Б о г о я в л е н с к и й А. А. О частных случаях движения тяжелого твердого тела вокруг неподвижной точки. ПММ, 1959, т. 22, вып. 5.
8. Х а р л а м о в П. В. О линейных интегралах уравнений движения тяжелого твердого тела вокруг неподвижной точки. Докл. АН СССР, 1962, т. 143, № 4.
9. Х а р л а м о в а Е. И. О линейном инвариантном соотношении уравнений движения тела, имеющего неподвижную точку. В сб.: Механика твердого тела, 1, Киев, «Наукова думка», 1969.
10. Ч е т а е в Н. Г. Устойчивость движения. Изд. 3. М., «Наука», 1965.
11. П у а н к а р е А. Новые методы небесной механики. Собр. соч., т. 1, Изд-во АН СССР, 1971.

УДК 534.222.2

РЕГУЛЯРНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КОСОГО СКАЧКА В ПЛОСКОМ ПОТОКЕ ИДЕАЛЬНО ДИССОЦИИРУЮЩЕГО ГАЗА ПРИ НАЛИЧИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Р. Рам, В. Д. Шарма

(Индия)

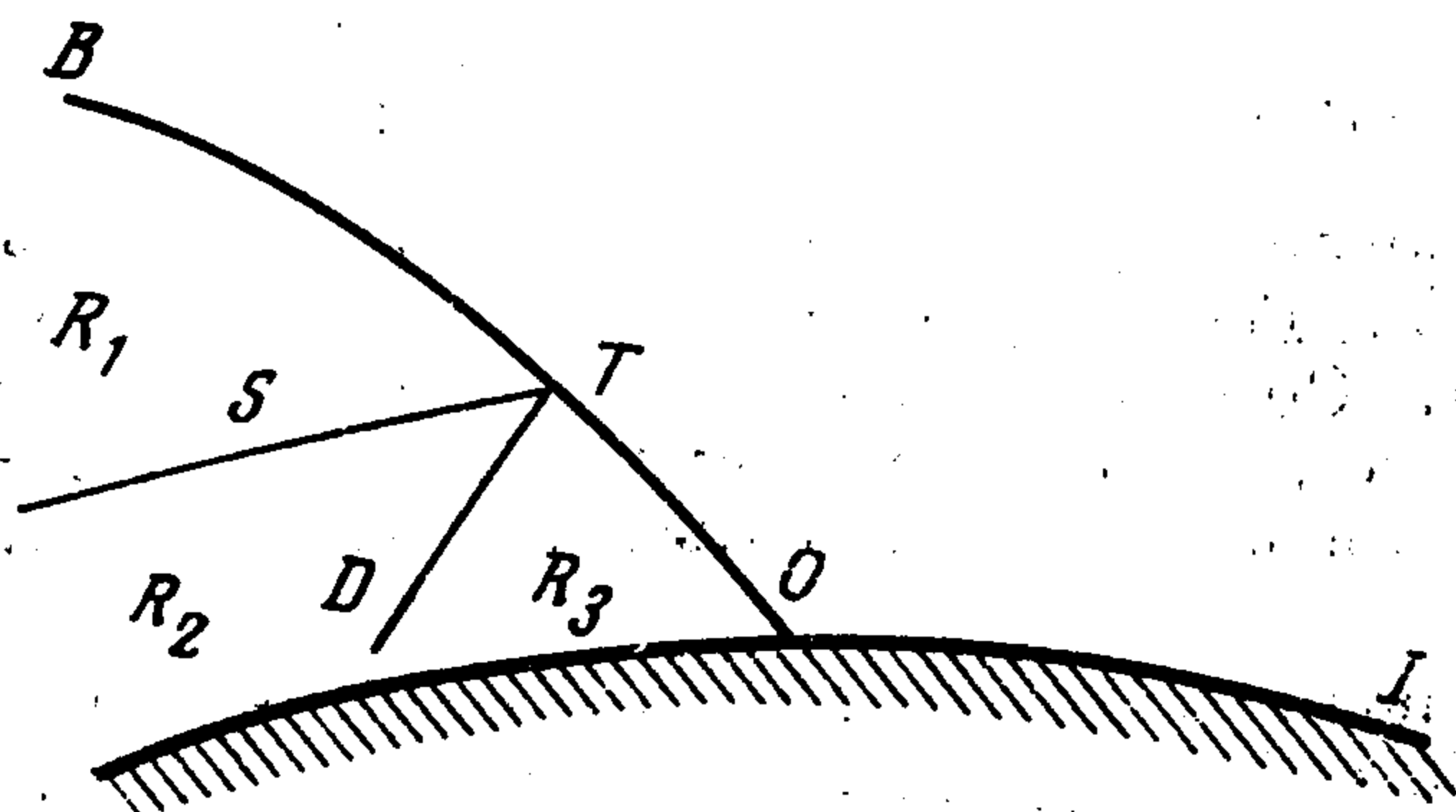
Рассматривается косое регулярное отражение плоской ударной волны от твердой стенки в установившемся потоке совершенного идеально диссоциирующего газа с бесконечной электропроводностью при наличии магнитного поля, нормального плоскости течения. Исследуется течение за отраженной ударной волной в окрестности тройной точки — точки, где кривизна ударной волны становится отличной от нуля. В предположении, что в тройной точке имеет место разрыв первого порядка, получено выражение для скачка производных от параметров течения на линии тока, выходящей из этой точки, а также для скачков плотности тока и вихря.

Впервые свойства течения в тройной точке, как особой точке на отраженном скачке, рассматривались в работе [1]; краткие выводы из теоретических работ на эту тему даны в [2]. В работах [3, 4] представлены экспериментальные данные об углах ударной волны в тройной точке. Дано сравнение теоретических и экспериментальных резуль-

татов [5, 6]. Анализ маховского отражения имеется в работах [7, 8]. Приведены теоретические и экспериментальные результаты по магнитогазодинамическому взаимодействию отраженной ударной волны и однородного магнитного поля [9].

Данная работа представляет собой обобщение работы [10] на случай идеально проводящего, диссоциирующего газа в присутствии поперечного магнитного поля.

1. Постановка задачи. Вводятся следующие упрощающие предположения: 1) вязкостью, диффузией и теплопроводностью пренебрегается, 2) диссоциирующий газ



считается двухатомным, а каждая из реагирующих компонент — совершенным газом, 3) температура газа меняется от 1000 до 7000° К, так что существенна только диссоциация, а энергией, идущей на возбуждение электронов и ионизацию, можно пренебречь, 4) потери энергии на излучение не учитываются.

Состояние перед падающим прямолинейным скачком предполагается однородным. Поэтому (без потери общности)

параметры потока в области $IOVB$ (фигура) могут считаться постоянными. Отраженный скачок становится криволинейным за точкой T из-за действия звуковых возмущений. Линия тока ST , выходящая из тройной точки T , делит область OTB за отраженной ударной волной на область однородных параметров за прямолинейной частью скачка OT и неоднородную область (R_1) за криволинейной частью — TB .

В точке T кривизна скачка разрывна, но первая производная непрерывна, т. е. прямолинейная часть скачка касается криволинейной в точке T . Далее предполагается, что в T имеет место разрыв первого порядка. Тогда в этой точке на линии тока TS выполняются условия непрерывности полного давления (магнитного плюс газодинамического) и непрерывности кривизн линий тока линии TS . Для выполнения последнего условия, следуя [10], предположим, что область за прямолинейной частью ударной волны разделяется криволинейной границей (TD) на две: непосредственно примыкающую к ударной волне OTD (R_3), в которой все однородно, и на область STD (R_2), в которой параметры потока меняются непрерывно специальным образом.

Уравнения неразрывности, движения, энергии и индукции магнитного поля в случае двумерного установившегося движения идеально проводящего газа при наличии поперечного магнитного поля запишем в виде

$$u_i p_{,i} + \rho u_{i,i} = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho u_j u_{i,j} + p_{,i}^* = 0 \quad (p^* = p + H^2 / 8\pi) \quad (1.2)$$

$$\rho u_i h_{,i} - u_i p_{,i} = 0 \quad (1.3)$$

$$u_i H_{,i} + H u_{i,i} = 0 \quad (1.4)$$

Здесь ρ , p , u_i , $h = h(p, \rho, \alpha)$ — плотность, давление, составляющие скорости, энтальпия смеси в целом (α — степень диссоциации). По повторяющемуся индексу имеет место суммирование по области 1, 2, а запятая перед индексом обозначает производную по соответствующей координате.

Будем рассматривать газ как смесь, образующуюся в результате диссоциации двухатомного газа A_2 , молекулы которого состоят из атомов газа A_1 . Считая диссоциацию идеальной, согласно [11], уравнение состояния и энтальпию смеси возьмем в виде

$$p = (1 + \alpha) \rho RT, \quad h = \frac{(4 + \alpha) p}{\rho(1 + \alpha)} + \alpha D \quad (1.5)$$

Здесь T — температура, R — газовая постоянная для A_2 , D — энергия диссоциации. В этом случае, следуя [12] (из уравнения неразрывности для A_1), для степени диссоциации имеем

$$u_j x_{,j} = \frac{4K_p \rho D^2 (1 + \alpha)}{R^2 T_d^2} \left[\rho_d (1 - \alpha) \exp\left(-\frac{T_d}{T}\right) - \rho \alpha^2 \right] \quad (1.6)$$

Здесь ρ_d и T_d — характерные плотность и температура, определенные в [11], K_r — скорость обратной реакции. Наблюдения показывают, что в рассматриваемом диапазоне температуры величина ρ_d меняется мало, так что в дальнейшем она будет считаться постоянной.

Подставляя (1.1), (1.2), (1.5) и (1.6) в (1.3), получим

$$u_i p_{,i} + \rho a_f^2 u_{i,i} + F = 0, \quad a_f^2 = p(4 + \alpha) / 3\rho \quad (1.7)$$

$$F = \frac{4\rho K_r D^2}{3R^2 T_d^2} \left[\rho_d (1 - \alpha) \exp\left(-\frac{T_d}{T}\right) - \rho \alpha^2 \right] [\rho D (1 + \alpha)^2 - 3p]$$

Здесь a_f — замороженная скорость звука.

Пусть уравнение отраженной ударной волны задано параметрически $x_i = x_i(s)$ ($i=1, 2$), где x_i — декартова координата скачка, а s — длина дуги вдоль скачка. Любая линия тока, пересекающая отраженный скачок, может быть задана как кривая $s = \text{const}$. Пусть τ — длина дуги вдоль линии тока. Перейдем за отраженной ударной волной к системе криволинейных координат s, τ , так что $\tau = 0$ соответствует ударной волне *ОТВ* (фигура). Пусть λ_i и n_i — компоненты единичных векторов касательной и нормали к линии $\tau = \text{const}$. Тогда имеют место следующие соотношения [10]:

$$\frac{\partial x_i}{\partial s} = \lambda_i, \quad \frac{\partial x_i}{\partial \tau} = \frac{u_i}{v}, \quad v^2 = u_i u_i$$

$$u_i = u_i \lambda_i, \quad u_n = u_i n_i$$

$$n_i = e_{ij} \lambda_j \quad (e_{11} = e_{22} = 0, \quad e_{12} = -e_{21} = 1) \quad (1.8)$$

$$f_{,i} = \frac{\partial f}{\partial s} \frac{e_{ik} u_k}{u_n} + \frac{\partial f}{\partial \tau} \frac{v n_i}{u_n}$$

Используя (1.8), запишем уравнения (1.1), (1.2), (1.4) и (1.7) в виде

$$v \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\rho v}{u_n} n_i \frac{\partial u_i}{\partial \tau} - \frac{\rho}{u_n} e_{ij} u_j \frac{\partial u_i}{\partial s} = 0 \quad (1.9)$$

$$\rho v \frac{\partial u_i}{\partial \tau} - \frac{e_{ij} u_j}{u_n} \frac{\partial p^*}{\partial s} + \frac{v}{u_n} n_i \frac{\partial p^*}{\partial \tau} = 0 \quad (1.10)$$

$$\rho \frac{\partial H}{\partial \tau} = H \frac{\partial \rho}{\partial \tau} \quad (1.11)$$

$$v \frac{\partial p}{\partial \tau} - v a_f^2 \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + F = 0 \quad (1.12)$$

2. Свойства течения за отраженной ударной волной. Теорема 1. Изменения характеристик течения вдоль линий тока и кривых $\tau = \text{const}$ связаны следующими соотношениями:

$$v (u_n^2 - a_f^{*2}) \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{\rho v}{H} \left(u_n^2 - a_f^{*2} \right) \frac{\partial H}{\partial \tau} = -\rho u_n e_{ij} u_j \frac{\partial u_i}{\partial s} - F - u_i \frac{\partial p^*}{\partial s} \quad (2.1)$$

$$v (u_n^2 - a_f^{*2}) \frac{\partial p}{\partial \tau} = a_f^2 \left(\rho u_n e_{ij} u_j \frac{\partial u_i}{\partial s} - u_i \frac{\partial p^*}{\partial s} \right) + F \left(\frac{H}{4\pi\rho} - u_n^2 \right) \quad (2.2)$$

$$\rho v \frac{\partial u_i}{\partial \tau} = \frac{e_{ij} u_j}{\partial s} \frac{\partial p^*}{\partial s} - \frac{n_i}{u_n a_f^2} \left[(v (a_f^*)^2 \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{H^2 F}{4\pi\rho}) \right] \quad (2.3)$$

$$(a_f^{*2} = a_f^2 + H^2 / 4\pi\rho)$$

Доказательство. Умножая (1.10) на n_i и исключая $\partial p^* / \partial \tau$ и $n_i \partial u_i / \partial \tau$ при помощи (1.9), (1.11) и (1.12), получаем (2.1). Подставляя (2.1) в (1.12) и (1.10), получим (2.2) и (2.3).

Теорема 2. Градиенты от характеристик течения вдоль криволинейной границы TD даются соотношениями

$$u_{i,j} = Ln'_i n'_j, \quad H_{,j} = -HLn'_j / u'_n \quad (2.4)$$

$$p_{,i} = L \left(\frac{H^2}{4\pi u'_n} - \rho u'_n \right) n'_i, \quad \rho_{,i} = -\frac{\rho Ln'_i}{u'_n} \quad (2.5)$$

$$L = \frac{F}{\rho [(u'_n)^2 - a_f^{*2}]}, \quad u'_n = u'_i n'_i \quad (2.6)$$

Здесь n'_i — компоненты единичного вектора нормали к кривой TD .

Доказательство. В области R_3 все параметры постоянны, поэтому на границе TD имеем

$$u_{i,j} \lambda'_j = 0, \quad H_{,j} \lambda'_j = 0, \quad p_{,j} \lambda'_j = 0, \quad \rho_{,j} \lambda'_j = 0 \quad (2.7)$$

$$u_{i,j} = \beta_i n'_j, \quad H_{,i} = \xi n'_j, \quad \rho_{,i} = \zeta n'_i \quad (2.8)$$

Здесь λ'_j — компоненты единичного вектора, касательного к DI . Умножая (1.2) на λ'_i , используя (2.7) и (2.8) с учетом, что $u'_n \neq 0$, имеем

$$\beta_i \lambda'_i = 0 \quad (2.9)$$

Исключив $u_i p_{,i}$ из (1.2) и (1.7) при помощи (1.4) и (2.8), получим

$$u_{i,i} = \beta_i n'_i = \frac{F}{\rho (u_n'^2 - a_f^{*2})} \equiv L \quad (2.10)$$

Сравнивая (2.2) и (2.10), заключаем, что

$$\beta_i = Ln'_i \quad (2.11)$$

Используя (2.8) и (2.10), из (1.4) и (1.2) получим

$$\xi = -HL / u'_n, \quad \zeta = -\rho L / u'_n$$

Это и доказывает теорему.

Замечание. В случае замороженной реакции $F = 0$ в каждой точке потока. В области R_2 течение непрерывное и неоднородное, поэтому из (2.4) — (2.6) следует, что $L \neq 0$, т. е. в R_2 имеет место соотношение

$$a_f^{*2} = u_n'^2$$

В случае $F \neq 0$ в силу (2.7) все величины непрерывны на границе, откуда следует, что на CD

$$a_f^{*2} \neq u_n'^2$$

Теорема 3. Между величинами в областях R_1 и R_2 в точке T имеют место следующие соотношения:

$$\frac{vu_t}{u_n} \left(\frac{\partial p^*}{\partial \tau} \right)_{R_1} - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial p^*}{\partial s} \right)_{R_1} = -\rho u'_n u'_t L \quad (2.12)$$

$$va_f^{*2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} \right)_{R_1} = F - \rho Lu_n'^2 \quad (2.13)$$

Доказательство. Кривизна K линии тока с учетом (1.2) дается выражением

$$-v^3 K = e_{ik} u_k u_j u_{i,j} = \frac{1}{\rho} e_{ij} u_k p_{,i}^*$$

Отсюда в силу непрерывности кривизны линии тока в точке T имеем

$$e_{ik} u_k (p_{,i}^*)_{R_1} = e_{ik} u_k (p_{,i}^*)_{R_2}$$

Выражая градиент давления в области R_1 через производные по τ и s , согласно (1.8), а в области R_2 — по формулам (2.4), (2.5), получим в точке T выражение (2.12). Здесь производная от полного давления по τ в области R_1 определяется соотношениями (2.1) и (2.2). Изменение параметров потока вдоль криволинейной части отраженной ударной волны может быть выражено через интенсивность волны, кривизну ее фронта и параметры набегающего потока [13].

Изменение полного давления вдоль линии тока TS непрерывно, поэтому имеем

$$u_i(p, i^*)_{R_1} = u_i(p, i^*)_{R_2} \quad (2.14)$$

Выражая в точке T правую часть из соотношений (2.4) и (2.5), а левую из (1.8), имеем

$$v \left(\frac{\partial p^*}{\partial \tau} \right)_{R_1} = -\rho L u_n'^2 \quad (2.15)$$

Заменяя левую часть из уравнения (1.11) и (1.12), получим соотношения (2.13), что и требовалось доказать.

Теорема 4. Скачки градиентов параметров потока и магнитного поля на линии тока TS в точке T даются соотношениями

$$[u_{i,j}] = \frac{1}{v^2} \left\{ \frac{1}{\rho u_n} \left(e_{ik} u_k - \frac{u_t}{u_n} u_i \right) \left(\frac{\partial p^*}{\partial s} \right)_{R_1} + \right. \\ \left. + L u_n' (n_i - n_i') \right\} u_j + \frac{1}{v^2} \left\{ L u_n' n_i - L n_t' n_i' - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial u_i}{\partial s} \right)_{R_1} \right\} e_{jk} u_k \quad (2.16)$$

$$[H, i] = \frac{H}{v^2} \left\{ (\rho a_f'^2)^{-1} (F - \rho L u_n'^2) + L \right\} u_i + \\ + \frac{1}{v^2} \left\{ H u_t (\rho u_n a_f'^2)^{-1} (F - \rho L u_n'^2) - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial H}{\partial s} \right)_{R_1} + \frac{u_t'}{u_n'} H L \right\} e_{vj} u_j \quad (2.17)$$

$$[p, i] = \frac{1}{v^2} \left\{ \frac{L}{4\pi} (4\pi u_n'^2 - H^2) - \frac{1}{a_f'^2} \left(\rho L u_n'^2 + \frac{H^2 F}{4\pi \rho} \right) \right\} u_i - \\ - \frac{1}{v^2} \left\{ \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{R_1} + u_t (u_n a_f'^2)^{-1} \left(\rho L u_n'^2 a_f'^2 + \frac{H^2 F}{4\pi \rho} \right) + \frac{L u_t}{4\pi u_n'} (H^2 - 4\pi \rho u_n'^2) \right\} e_{ij} u_j \quad (2.18)$$

$$[\rho, i] = \frac{1}{v^2} \left\{ \rho L + \frac{1}{a_f'^2} (F - \rho L u_n'^2) \right\} u_i + \frac{1}{v^2} \left\{ u_t (u_n a_f'^2)^{-1} (F - \rho L u_n'^2) + \right. \\ \left. + \frac{\rho L u_t'}{u_n'} - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial \rho}{\partial s} \right)_{R_1} \right\} e_{ij} u_j \quad (2.19)$$

Доказательство. Используя непрерывность величин на линии тока TS , представим скачки производных от них в точке T в следующем виде:

$$[f, i] = [a] u_i + [b] e_{ij} u_j \quad (2.20)$$

$$[a] = \frac{1}{v^2} \left\{ (u_i f, i)_{R_1} - (u_i f, i)_{R_2} \right\}$$

$$[b] = \frac{1}{v^2} \left\{ (e_{ij} u_j f, i)_{R_1} - (e_{ij} u_j f, i)_{R_2} \right\}$$

Здесь f — одна из величин u_i, H, p, ρ , а квадратные скобки обозначают скачок величин на линии TS .

Используя (2.4) — (2.6), получим следующие выражения в области R_2 в точке T :

$$(u_j u_{i,j})_{R_2} = L u_n' n_i', \quad (e_{jk} u_k u_{i,j})_{R_2} = L u_t' n_i' \\ (u_i H, i)_{R_2} = -HL, \quad (e_{ij} u_j H, i)_{R_2} = -u_t' H L / u_n' \\ (u_i p, i)_{R_2} = L \left(\frac{H^2}{4\pi} - \rho u_n'^2 \right), \quad (e_{ij} u_j p, i)_{R_2} = L u_t' \left(\frac{H^2}{4\pi} - \rho u_n'^2 \right) \\ (u_i \rho, i)_{R_2} = -\rho L, \quad (e_{ij} u_j \rho, i)_{R_2} = -\rho L u_t' / u_n' \quad (2.21)$$

Далее, используя преобразования координат (1.8) выражения (2.13) и соответственно уравнения (1.10) — (1.12), получим следующие выражения в области R_1 :

$$\begin{aligned}
 (u_j u_{i,j})_{R_1} &= Lu'_n n_i + \frac{1}{\rho u_n} e_{ij} u_j \left(\frac{\partial p^*}{\partial s} \right)_{R_1} \\
 (e_{jk} u_k u_{i,j})_{R_1} &= -\frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial u_i}{\partial s} \right)_{R_1} + \frac{u_t}{u_n} \left\{ Lu'_n n_i + \frac{1}{\rho u_n} e_{ij} u_j \left(\frac{\partial p^*}{\partial s} \right)_{R_1} \right\} \\
 (u_i H_{,i})_{R_1} &= H (F - \rho Lu_n'^2) (\rho a_f'^2)^{-1} \\
 (e_{ij} u_j H_{,i})_{R_1} &= \frac{Hu_t}{\rho u_n} \frac{(F - \rho Lu_n'^2)}{a_f'^2} - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial H}{\partial s} \right)_{R_1} + \frac{u'_t}{u'_n} HL \\
 (u_i p_{,i})_{R_1} &= -\frac{1}{a_f'^2} \left(\frac{H^2 F}{4\pi\rho} + \rho Lu_n'^2 a_f'^2 \right) \\
 (e_{ij} u_j p_{,i})_{R_1} &= -\frac{u_t}{u_n a_f'^2} \left(\rho Lu_n'^2 a_f'^2 + \frac{H^2 F}{4\pi\rho} \right) - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{R_1} \\
 (u_i p_{,i})_{R_1} &= \frac{F - \rho Lu_n'^2}{a_f'^2} (e_{ij} u_j p_{,i})_{R_1} = \frac{u_t (F - \rho Lu_n'^2)}{u_n a_f'^2} - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_{R_1} \quad (2.22)
 \end{aligned}$$

Подставляя (2.21), (2.22) в (2.20), получим соотношения (2.16) — (2.19), что и требовалось доказать.

Теорема 5. Скачки вихря ω и плотности тока j на линии тока TS в точке T выражаются по формулам

$$\begin{aligned}
 [\omega] &= \frac{Lu_n'}{v^2} (u_n - u_t) - \frac{1}{\rho u_n} \left\{ u_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial s} \right)_{R_1} + \left(\frac{\partial p^*}{\partial s} \right)_{R_1} \right\} \\
 [J_i] &= \frac{H}{4\pi v^2} \{ (\rho a_f'^2)^{-1} (F - \rho Lu_n'^2) + L \} e_{ij} u_j - \\
 &- \frac{1}{4\pi v^2} \left\{ Hu_t (F - \rho Lu_n'^2) (\rho u_n a_f'^2)^{-1} - \frac{v^2}{u_n} \left(\frac{\partial H}{\partial s} \right)_{R_1} + \frac{u'_t}{u'_n} HL \right\} u_i \\
 \omega &= 1/2 (u_{j,i} - u_{i,j}) e_{ij}, \quad j = e_{,j} H_{ij} / 4\pi
 \end{aligned}$$

Рассматривая скачок этих величин на линии тока TS в точке T и используя формулы (2.16) и (2.17), получим (2.23).

Авторы благодарят Р. С. Мишра за поддержку и глубокий интерес к работе.

Поступила 28 II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Neumann J. V. Explosive research report. Buord, U.S. Navy Dept., 1943, No 12.
2. Polachek H., Seeger R. J. Proc. Sympos. Appl. Math., (A.M.S.), 1949.
3. Smith L. G. Office of scientific research and development. 1945, No. 6271.
4. Harrison F. B. & Bleakney W. Techn. Rept., Dept. of Phys., Princeton University, 1947.
5. Bleakney W., Taub A. H. Interaction of shock waves. Rev. mod. Phys., 1949, vol. 21, No. 4.
6. Fletcher C. H., Taub A. H., Bleakney W. The mech reflection of shock waves at nearly glancing incidence. Rev. mod. Phys., 1951, vol. 23, No. 3.
7. Sternberg I. Triple-shock wave intersection. Phys. of Fluids, 1959, vol. 2, No 2, p. 179—206.
8. Smith W. R. Mutual reflection of two shock waves of arbitrary strengths. Phys. of Fluids, 1959, vol. 2, No. 5, p. 533—541.
9. Boubil Y., Earnshaw K. B. Propagation of a reflected shock wave in a transverse magnetic field. Phys. of Fluids, 1964, vol. 7, No. 6, p. 876—881.
10. Taub A. H. Curved shocks in pseudo-stationary flows. Ann. Math., 1953, vol. 58, No. 3, p. 501—527.
11. Lighthill M. J. Dynamics of a dissociating gas. Equilibrium flow. J. Fluid Mech., 1957, vol. 2, pt 1, p. 1—32.
12. Clarke J. E. The linearized flow of a dissociating gas. J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, pt 4, p. 577—595.
13. Ram R. Unsteady flows behind hydromagnetic shocks. J. Math. and Mech., 1968, vol. 18, No. 1.