ответствует угол наклона $\delta = 90°$, а крайним левым точкам кривых — углы $\delta_1 = 14°$, $\delta_2 = 34°$, $\delta_3 = 79°$. Это означает, что, например, при $q = 10^9$ Вт/м^2 течение будет устойчивым по отношению к бесконечно малым плоским возмущениям при наклоне, меньшем 14°. А при $q > 2{,}01 \cdot 10^9$ Вт/м^2 (для $q = 2{,}01 \cdot 10^9$ Вт/м^2 нейтральная кривая вырождается в точку) течение будет устойчивым вплоть до вертикального положения пленки.

Поступила 14 III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. **Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н.** Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества.— Тр. ФИАН. Квантовая радиофизика, 1970, т. 52.
2. **Линь Цзя-цзяо.** Теория гидродинамической устойчивости. М.: ИЛ, 1958.
3. **Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.** Теоретическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Физматгиз, 1963.
4. **Варгафтик Н. Б.** Теплофизические свойства веществ. М.—Л.: Гос. энерг. изд., 1956.
5. **Чиркин В. С.** Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1968.

УДК 532.526.2

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЙ РАСПЛАВА В АМПУЛЕ

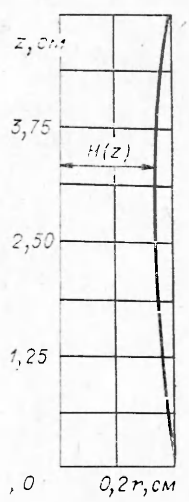
В. В. Кузнецов

(*Новосибирск*)

В настоящее время возникла задача определения распределения примеси легирующей добавки при кристаллизации в условиях пониженного тяготения. Физические особенности таких процессов рассмотрены в [1—3]. Для решения этой задачи необходимо знать поле скоростей течения расплава. В ряде работ [4, 5] предложены схемы расчета этой задачи в основном для умеренных чисел Рейнольдса и Марангони.

В данной работе предлагается асимптотическая схема стационарной термокапиллярной конвекции в цилиндрической ампуле при больших числах Рейнольдса и Марангони; такая ситуация реализуется при достаточно больших перепадах температуры вдоль боковой стенки ампулы и малой вязкости расплава. Течение состоит из совокупности пограничных слоев Прандтля и Марангони, которые сопрягаются с ядром течения. Осесимметричное циркуляционное течение в ядре рассчитано на основе схемы Прандтля — Бэтчелора. По указанной схеме произведен расчет термокапиллярной конвекции расплава в ампуле.

1. Рассматривается задача определения поля скоростей термокапиллярной конвекции расплава в цилиндрической ампуле при направленной кристаллизации в условиях отсутствия силы тяжести. Область течения изображена на фиг. 1. Объемное сжатие полупроводниковых материалов при расплавлении обусловливает наличие в ампуле пустот, которые предполагаются распределенными вдоль боковой стенки ампулы. Течение полагается ламинарным, стационарным и осесимметричным. Предположение стационарности объясняется тем, что время кристаллизации всей ампулы обычно составляет несколько часов, поэтому скорость продвижения фронта кристаллизации имеет порядок 10^{-4} см/с, что существенно меньше скорости термокапиллярной конвекции при достаточно большом перепаде температуры вдоль ампулы.



Фиг. 1

При сделанных предположениях течение описывается системой уравнений Навье — Стокса

$$uu_r + wu_z = -\frac{p_r}{\rho} + \nu\left(u_{rr} + \frac{1}{r}u_r - \frac{1}{r^2}u + u_{zz}\right), \tag{1.1}$$

$$uw_r + ww_z = -\frac{p_z}{\rho} + \nu\left(w_{rr} + \frac{1}{r}w_r + w_{zz}\right),$$

$$u_r + \frac{1}{r}u + w_z = 0,$$

где u, w — поперечная и продольная компоненты вектора скорости. На фронте кристаллизации $z = L$ и на дне ампулы $z = 0$ заданы условия прилипания

(1.2) $$u = w = 0,$$

а на свободной боковой поверхности $r = H(z)$ условия

(1.3) $$p = p_0 + 2\sigma K + 2\rho\nu\mathbf{n}\cdot D\cdot\mathbf{n},\quad 2\rho\nu\mathbf{s}\cdot D\cdot\mathbf{n} = \partial\sigma/\partial s,\quad wH_z = u,$$

где $\mathbf{s}$, $\mathbf{n}$ — векторы касательной и внешней нормали к поверхности $r = H(z)$; D — тензор скоростей деформации расплава; ρ, ν — плотность и коэффициент кинематической вязкости; K — средняя кривизна поверхности $r = H(z)$; коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = \sigma_0 - \sigma_T(T - T_0)$, где $\sigma_T = d\sigma/dT = \text{const}$. Температура вдоль боковой поверхности расплава предполагается заданной функцией координаты z.

2. Для решения задачи (1.1)—(1.3) выделим в области, занятой расплавом, характерные зоны. Известно, что при достаточно больших градиентах температуры вдоль свободной поверхности можно выделить пограничный слой Марангони, математическая модель которого дана в [6]. Кроме того, будем выделять пограничные слои вблизи фронта кристаллизации и дна ампулы. Все три погранслоя сопрягаются с основным ядром течения расплава. Предположим, что свободная поверхность расплава $r = H(z)$ слабо искривлена, т. е. $(dH/dz)^2 \ll 1$. Это предположение согласуется с тем, что у многих полупроводниковых материалов, например у германия, углы касания и роста близки соответственно к π и $\pi/2$. При сделанных предположениях второе из условий (1.3) позволяет оценить характерную скорость V движения расплава в погранслое Марангони. Это условие приближенно может быть записано в виде $\rho\nu w_r = |\sigma_T| dT/dz$. Заменяя производные на их средние значения $w_r = V/\delta$, $dT/dz = \Delta T/L$, где толщина погранслоя Марангони $\delta = L/\sqrt{\text{Re}}$, ΔT — перепад температуры вдоль боковой поверхности, число Рейнольдса $\text{Re} = LV/\nu$, получим для характерной скорости значение

(2.1) $$V = (|\sigma_T|\Delta T/\rho\nu)^{2/3}(\nu L)^{1/3}.$$

Интенсивность течения Марангони можно оценить с помощью числа Марангони $\text{M} = |\sigma_T|\Delta T L/\rho\nu^2$, которое представляет собой отношение термокапиллярных сил к вязким. Взяв значение перепада температуры равным 100° и значение материальных констант соответствующим расплавленному германию, получим значение M порядка 10^6. Формула (2.1) дает характерное значение скорости V порядка 5 см/с.

Предположим, что основное ядро течения расплава, с которым сопрягаются течения всех трех пограничных слоев, представляет собой предельное при $\text{Re} \to \infty$ течение с замкнутыми линиями тока. Введем безразмерные величины по формулам $z = LZ$, $r = aR$, $u = UV$, $w = WV$, где a — радиус ампулы. Как показано в [7], единственная ненулевая компонента вихря η в этом случае удовлетворяет соотношению $\eta = C_1R$, где C_1 — некоторая постоянная. Введя функцию тока ψ так, что $U = (1/R)\partial\psi/\partial Z$, $W = -(1/\lambda R)\partial\psi/\partial R$, получим задачу для нахождения функции тока

(2.2) $$\lambda^2\frac{\partial^2\psi}{\partial Z^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial R^2} - \frac{1}{R}\frac{\partial\psi}{\partial R} = CR^2,\quad \lambda = a/L,\quad C = C_1a^2/V$$

с граничным условием

(2.3) $\psi|_\Gamma = 0$, где Γ — граница квадрата $0 \leqslant R \leqslant 1$, $0 \leqslant Z \leqslant 1$.

Решение задачи (2.2), (2.3) дается формулой

(2.4) $$\psi = C\sum_{k=1}^{\infty}\frac{2RJ_1(\lambda_kR)}{J_2(\lambda_k)\lambda_k^2}\left(\frac{\exp(\lambda_k(Z-1)/\lambda) + \exp(-\lambda_kZ/\lambda)}{1 + \exp(-\lambda_k/\lambda)} - 1\right),$$

где J_1 и J_2 — функции Бесселя 1-го рода порядка 1 и 2 соответственно; числа λ_k ($k = 1, 2, \ldots$) — нули функции J_1. Постоянная C, от которой зависит решение задачи (2.2), (2.3), ниже будет определяться численно.

3. В безразмерных переменных задача для пограничного слоя Марангони вблизи свободной боковой поверхности запишется в виде

$$u_1 \frac{\partial w_1}{\partial r_1} + w_1 \frac{\partial w_1}{\partial z_1} = -\frac{\partial p_1}{\partial z_1} + \frac{\partial^2 w_1}{\partial r_1^2}, \tag{3.1}$$

$$\partial u_1/\partial r_1 + \partial w_1/\partial z_1 = 0, \ \partial p_1/\partial r_1 = = 0, \ 0 < z_1 < 1, \ 0 < r_1 < \infty$$

с краевыми условиями

$$\partial w_1/\partial r_1 = d\theta/dz_1, \tag{3.2}$$

$$p_1 = P_0 + P_1 h, \ P_0 = \sigma/\rho V^2 a, \ P_1 = \sigma\delta/\rho V^2 a^2,$$

$$w_1 \partial h/\partial z_1 = u_1 \ \text{при} \ r_1 = h(z_1), \ w_1 \to W(1, z_1) \ \text{при} \ r_1 \to \infty.$$

Формально задача (3.1), (3.2) может быть получена введением безразмерных переменных r_1, z_1, u_1, w_1, p_1, h, θ по формулам $r = a - \delta r_1$, $H = a - \delta h$, $u = -\varepsilon V u_1$, $w = V w_1$, $z = L z_1$, $p = p_0 + \rho V^2 p_1$, $T = T_0 + \Delta T \theta$ подстановкой в задачу (1.1)—(1.3) и удержанием членов одного порядка. Здесь $\varepsilon = 1/\sqrt{\mathrm{Re}}$. Градиент давления находится из интеграла Бернулли, если применить его к ядру течения [7]. Таким образом, $\partial p_1/\partial z_1 = -W(1, z_1)\partial W(1, z_1)/\partial z_1$.

Особенностью задачи (3.1), (3.2) является то, что в отличие от задачи (1.1)—(1.3) положение свободной границы может быть найдено независимо от нахождения компонент скорости u_1, w_1, так как второе условие (3.2) можно использовать для нахождения функции $h(z_1)$. Физически это означает, что в погранслойном приближении капиллярные силы играют главную роль при определении формы свободной поверхности. Запишем задачу (3.1), (3.2) в переменных Мизеса z_1, ψ_1:

$$\frac{\partial \omega}{\partial z_1} = \sqrt{\omega}\frac{\partial^2 \omega}{\partial \psi_1^2} - 2\frac{\partial p_1}{\partial z_1}; \tag{3.3}$$

$$\partial\omega/\partial\psi_1 = 2d\theta/dz_1 = A(z_1) \ \text{при} \ \psi_1 = 0; \tag{3.4}$$

$$\omega \to W^2(1, z_1) \ \text{при} \ \psi_1 \to \infty, \tag{3.5}$$

где
$$\omega = w_1^2; \ u_1 = \partial\psi_1/\partial z_1; \ w_1 = -\partial\psi_1/\partial r_1.$$

Выделим пограничные слои у фронта кристаллизации и у дна ампулы. Введя безразмерные величины r_0, z_0, p_1, u_0, w_0 по формулам $r = a(1 - r_0)$, $z = L - \varepsilon a z_0$, $u = -V u_0$, $w = -\varepsilon V w_0$ и удерживая в системе уравнений (1.1) после подстановки члены одного порядка, получим

$$\frac{\partial u_0}{\partial r_0} - \frac{u_0}{1 - r_0} + \frac{\partial w_0}{\partial z_0} = 0,$$

$$u_0 \frac{\partial u_0}{\partial r_0} + w_0 \frac{\partial u_0}{\partial z_0} = -\frac{\partial p_1}{\partial r_0} + \frac{\partial^2 u_0}{\partial z_0^2}, \quad \frac{\partial p_1}{\partial z_0} = 0$$

с граничными условиями

$$u_0 = w_0 = 0 \ \text{при} \ z_0 = 0, \ u_0 \to U(1 - r_0, 1) \ \text{при} \ z_0 \to \infty.$$

Из интеграла Бернулли $\partial p_1/\partial r_0 = -U(1 - r_0, 1)\partial U(1 - r_0, 1)/\partial r_0$. Полученная задача имеет особенность при $r_0 \to 1$. Используя (2.4), можно заметить, что $\partial p_1/\partial r_0 = O(1 - r_0)$. Если положить, что $\partial p_1/\partial r_0 = \alpha^2(1 - r_0)$, то автомодельное решение может иметь вид

$$u_0 = -\alpha(1 - r_0)d\varphi(\xi)/d\xi, \ w_0 = -\sqrt{2\alpha}\varphi(\xi), \ \xi = z_0/\sqrt{2\alpha}.$$

Для отыскания функции φ получим задачу

(3.6) $$d^3\varphi/d\xi^3 + \varphi d^2\varphi/d\xi^2 + (1/2)(1 - (d\varphi/d\xi)^2) = 0,$$
$$\varphi = d\varphi/d\xi = 0 \text{ при } \xi = 0, \; d\varphi/d\xi \to 1 \text{ при } \xi \to \infty.$$

Как показано в [8], задача (3.6) имеет единственное решение. Таким образом, можно ожидать, что при $r_0 \to 1$ $u_0 = O(1 - r_0)$, $w_0 = O(1)$. Введя переменные Мизеса q, r_0, ψ_0 по формулам $\partial\psi_0/\partial z_0 = (1 - r_0)u_0$, $\partial\psi_0/\partial r_0 = -(1 - r_0)w_0$, получим задачу

(3.7) $$\frac{\partial q}{\partial r_0} = (1 - r_0)^2 \sqrt{q}\, \frac{\partial^2 q}{\partial \psi_0^2} - 2\frac{\partial p_1}{\partial r_0}$$

с граничными условиями

(3.8) $$q = 0 \text{ при } \psi_0 = 0, \; q \to U^2(1 - r_0, 1) \text{ при } \psi_0 \to \infty.$$

Проведя аналогичное разложение, получим задачу для нахождения скорости в пограничном слое, примыкающем к дну ампулы. Положив $r = ar_2$, $z = \varepsilon a z_2$, $u = Vu_2$, $w = \varepsilon V w_2$, $p = \rho V^2 p_2$, причем $r_2 u_2 = \partial\psi_2/\partial z_2$, $r_2 w_2 = -\partial\psi_2/\partial r_2$, $v = u_2^2$, получим задачу

(3.9) $$\partial v/\partial r_2 = r_2^2 \sqrt{v}\, \partial^2 v/\partial\psi_2^2 - 2\partial p_2/\partial r_2$$

с граничными условиями

(3.10) $$v = 0 \text{ при } \psi_2 = 0, \; v \to U^2(r_2, 0) \text{ при } \psi_2 \to \infty.$$

4. Все полученные выше задачи становятся определенными, если известна постоянная C из (2.4). Для определения C заметим, что для стационарного жидкого объема Ω с границей Σ справедливо энергетическое тождество

(4.1) $$\int_\Sigma \mathbf{t}\cdot\mathbf{v}\, d\Sigma = 2\rho\nu \int_\Omega D : D\, d\Omega,$$

где $\mathbf{t}$ — вектор напряжения; $\mathbf{v}$ — вектор скорости жидкости на границе Σ; D — тензор скоростей деформации. Используя граничные условия (1.2), (1.3), первое слагаемое тождества (4.1), обозначенное I, запишем в виде

$$I = \frac{1}{\varepsilon}\, \pi\rho\nu V^2 \int_0^1 \sqrt{\omega}\,\big|_{\psi_1 = 0} A(z_1)\, dz_1.$$

Диссипацию энергии будем подсчитывать по всем выделенным зонам жидкого объема. В ядре течения диссипативная функция $\chi_3 = D : D$ будет равна

$$\chi_3 = V^2\left\{\left(\frac{\partial U}{\partial R}\right)^2 + \left(\frac{U}{R}\right)^2 + \left(\lambda\frac{\partial W}{\partial z}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial W}{\partial R} + \lambda\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2\right\}\Big/ a^2 =$$
$$= V^2\left\{\left(\frac{\partial U}{\partial R} + \frac{U}{R} + \lambda\frac{\partial W}{\partial Z}\right)^2 - 2\left(\lambda\frac{\partial U}{\partial R}\frac{\partial W}{\partial Z} + \frac{U}{R}\frac{\partial U}{\partial R} +\right.\right.$$
$$\left.\left. + \lambda\frac{U}{R}\frac{\partial W}{\partial Z}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial W}{\partial R} - \lambda\frac{\partial U}{\partial Z}\right)^2 + 2\lambda\frac{\partial U}{\partial Z}\frac{\partial W}{\partial R}\right\}\Big/ a^2 =$$
$$= V^2\left(\frac{C^2 R^2}{2\lambda} + \frac{2U^2}{R^2} + 2\lambda\frac{\partial W}{\partial R}\frac{\partial U}{\partial Z} - 2\lambda\frac{\partial U}{\partial R}\frac{\partial W}{\partial Z}\right)\Big/ a^2.$$

После интегрирования χ_3 по области ядра получим, что диссипация энергии в ядре течения

$$I_3 = 4\pi\rho\nu V^2\left\{\frac{C^2}{6\lambda} + 2\int_0^1\int_0^1 \left(\frac{U}{R}\right)^2 dZ\, dR\right\}.$$

Путем несложных преобразований можно получить, что диссипация энергии в пограничных слоях у фронта кристаллизации, у дна ампулы и возле свободной поверхности равна соответственно

$$I_0 = \frac{1}{2\varepsilon}\pi\rho\nu V^2 \int_0^1\int_0^\infty \frac{(1-x)\,(\partial q\,(x,\,\psi)/\partial\psi)^2}{\sqrt{q}}\,d\psi dx,$$

$$I_2 = \frac{1}{2\varepsilon}\pi\rho\nu V^2 \int_0^1\int_0^\infty \frac{x\,(\partial v\,(x,\,\psi)/\partial\psi)^2}{\sqrt{v}}\,d\psi dx,$$

$$I_1 = \frac{1}{2\varepsilon}\pi\rho\nu V^2 \int_0^1\int_0^\infty \frac{(\partial \omega\,(x,\,\psi)/\partial\psi)^2}{\sqrt{\omega}}\,d\psi dx.$$

Преобразуем интеграл из последнего равенства, используя (3.3), (3.4):

$$\int_0^1\int_0^\infty (\omega_\psi)^2/\sqrt{\omega}\,d\psi dx = 2\int_0^1\int_0^\infty \left(\partial\left(\sqrt{\omega}\omega_\psi\right)/\partial\psi - \sqrt{\omega}\omega_{\psi\psi}\right)d\psi dx =$$

$$= 2\int_0^1 \sqrt{\omega}\omega_\psi\,|_{\psi=0}\,dx - 2\int_0^1\int_0^\infty \partial\,(\omega - W\,(1,\,x))/\partial x d\psi dx =$$

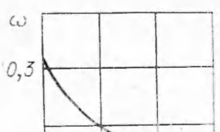
$$= 2\int_0^1 \sqrt{\omega}\,|_{\psi=0}\,A\ \ (x)\,dx - 2\int_0^\infty (\omega - W\,(1,\,x))\,|_0^1\,d\psi.$$

Подставляя полученные соотношения в (4.1), получим уравнение для отыскания постоянной C:

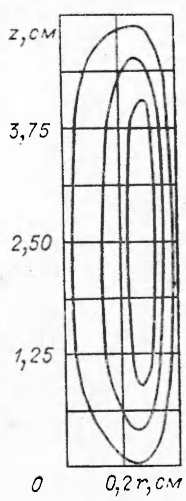
$$F\,(C) = \frac{2\varepsilon C^2}{3\lambda} + 8\varepsilon\int_0^1\int_0^1\left(\frac{U}{R}\right)^2 dRdZ - \int_0^\infty (\omega - W\,(1,\,x))\,|_0^1\,d\psi + \tag{4.2}$$

$$+ \frac{1}{2}\int_0^1\int_0^\infty \left\{\frac{(1-x)\,(q_\psi)^2}{\sqrt{q}} + \frac{x\,(v_\psi)^2}{\sqrt{v}}\right\} d\psi dx = 0.$$

Численный счет производился по следующей схеме: постоянной C придавалось первоначальное значение $C = 5$, по формуле (2.4) находилось течение в ядре, затем численно решались задачи (3.3)—(3.5); (3.7), (3.8); (3.9), (3.10), после чего подсчитывалась левая часть уравнения (4.2) и значение постоянной C корректировалось с помощью метода деления отрезка пополам. Через восемь итераций с точностью до 10^{-3} процесс сошелся к значению $C = 0{,}136$. Материальные постоянные ρ, σ, σ_T, ν выбирались соответствующими расплавленному германию при $T = 937°$C, температура вдоль боковой стенки полагалась распределенной по параболе с вершиной у дна ампулы и перепадом температуры $\Delta T = 100°$. Размеры ампулы выбирались $L = 5$ см, $a = 0{,}4$ см. Малое значение постоянной C показывает, что интенсивное движение расплава происходит только в очень тонком (порядка 10^{-2} радиуса) слое, примыкающем к свободной поверхности. На фиг. 2 изображено затухание квадрата продольной скорости в погранслое Марангони при удалении от свободной поверхности в сечении ампулы плоскостью, равноудаленной от дна ампулы и фронта кристаллизации. На фиг. 3 изображены линии тока в ядре



Фиг. 2



Фиг. 3

течения. Заметно сгущение линий тока у границ, что апостериори оправдывает использование погранслойного приближения.

Автор выражает благодарность В. В. Пухначеву за постановку задачи и за ценные советы и обсуждения.

Поступила 4 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. **Авдуевский В. С., Гришин С. Д., Лесков Л. В.** О физических особенностях направленной кристаллизации в невесомости.— В кн.: Научные чтения по авиации и космонавтике. М.: Наука, 1981.
2. **Markov E. V. et al.** The influence of space conditions on directional crystallization of germanium in space.— In: Proceedings of Symposium. Grenoble ESA-CNES-CEA. Paris, 1979.
3. **Анисимов И. Ю., Лесков Л. В., Савичев В. В.** Особенности направленной кристаллизации расплава в условиях невесомости.— ТВТ, 1982, № 2.
4. **Авдуевский В. С., Бармин И. В., Гришин С. Д. и др.** Проблемы космического производства. М.: Машиностроение, 1980.
5. **Полежаев В. И., Федюшкин А. И.** Гидродинамические эффекты концентрационного расслоения в замкнутых областях.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 3.
6. **Napolitano L. G.** Marangoni boundary layers.— In: Proc. 3 rd European Symp. on Material Science in Space. Grenoble, ESA, SP-142, 1979.
7. **Batchelor G. K.** On steady laminar flow with closed streamlines at large Reynolds number.— J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, N 1.
8. **Хартман Ф.** Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Мир, 1970.

УДК 534.222.2

ВЗРЫВ СФЕРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

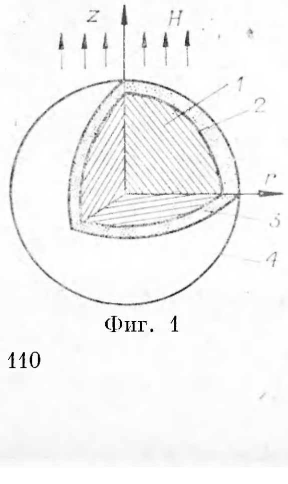
В. П. Коробейников, Б. В. Путятин

(*Москва*)

При исследовании многих явлений, например нестационарных течений космического вещества, а также в практических приложениях, например при создании взрывных МГД-генераторов, возникает необходимость изучения взаимодействия взрывных волн с магнитным полем. В [1] даны постановки и решения некоторых задач о взрыве с учетом влияния магнитного поля для случая точечного взрыва.

В [2] рассмотрена задача о взрыве цилиндрического заряда конденсированного ВВ в газе при наличии внешнего магнитного поля. В настоящей работе изучается аналогичная задача для заряда сферической формы. Основное отличие этой задачи с математической точки зрения от предыдущего случая состоит в том, что решение ее зависит от двух пространственных координат (r, z в цилиндрической системе координат) и времени t, т. е. задача становится двумерной. Схема возникающего течения показана на фиг. 1, где *1* — продукты детонации, *2* — контактная поверхность, *3* — ударно-сжатый газ, *4* — ударная волна.

Взаимодействие с магнитным полем происходит в результате движения нагретого ударной волной электропроводного газа поперек силовых линий магнитного поля. При этом течение будет отличаться от сферически-симметричного, которое имеет место в отсутствие поля. В частности, форма контактной поверхности, ограничивающей продукты детонации, и форма возникающей в окружающем газе ударной волны будут постепенно искажаться, вытягиваясь в направлении силовых линий магнитного поля.



Фиг. 1

Задача решалась в приближении малых магнитных чисел Рейнольдса R_m (в расчетах $R_m \leqslant \leqslant 0{,}1$), при этом не учитываются деформации начального магнитного поля. При учете потерь на излучение использовалось также приближение объемного высвечивания. Продукты детонации считаются неэлектропроводными [3] и неизлучающими. Детонационная волна инициируется в центре заряда. Вплоть до момента выхода волны на поверхность заряда решение является ав-