что свидетельствует о возникновении ударной волны размагничивания.

Система уравнений (4.6) служит для определения момента времени и места образования ударной волны.

Аналогично показывается, что в парамагнитной жидкости ударные волны, возникающие при деформировании профиля простой волны, являются волнами намагничивания. В отличие от альфвеновских эти ударные волны слабой интенсивности имеют стационарную структуру [13].

Автор выражает благодарность И. Е. Тарапову за постоянное внимание к работе.

Поступила 14 II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. **Вонсовский С. В.** Магнетизм. М., Наука, 1971.
2. **Каган И. Я., Рыков В. Г., Янтовский Е. И.** Ферромагнитные электропроводные жидкости.— Магнитн. гидродинамика, 1970, № 3.
3. **Таранов И. Е.** К гидродинамике поляризующихся и намагничивающихся сред.— Магнитн. гидродинамика, 1972, № 1.
4. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. Т. 1. М., Наука, 1976.
5. **Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.** Теоретическая гидромеханика. Ч. 2. М., ГИТТЛ, 1963.
6. **Тарапов И. Е.** Звуковые волны в намагничивающейся среде.— ПМТФ, 1973, № 1.
7. **Шапошников И. Г., Шлиомис М. И.** Гидродинамика намагничивающихся сред.— Магнитн. гидродинамика, 1975, № 1.
8. **Пацегон Н. Ф., Тарапов И. Е.** Звуковые и простые волны в проводящей намагничивающейся среде.— Укр. физ. ж., 1974, т. 19, № 6.
9. **Куликовский А. Г., Любимов Г. А.** Магнитная гидродинамика. М., ГИФМЛ, 1962.
10. **Электродинамика** плазмы. Под редакцией А. И. Ахиезера. М., Наука, 1974.
11. **Тарапов И. Е.** Поперечные волны и разрывы в идеальной намагничивающейся жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1973, № 6.
12. **Пацегон Н. Ф., Половин Р. В., Тарапов И. Е.** Простые волны и сильные разрывы в намагничивающейся среде.— ПММ, 1979, № 1.
13. **Пацегон Н. Ф.** Структура скачка слабой интенсивности в проводящей намагничивающейся жидкости.— Магнитн. гидродинамика, 1978, № 2.

УДК 538.4

О МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ ТЯЖЕЛЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Р. Х. Зейтунян

(*Лилль, Франция*)

При рассмотрении стационарного потока идеальной сжимаемой вращающейся плазмы в поле тяжести в уравнениях появляются четыре безразмерных параметра: числа Фруда Fr, Россби Ro, Маха M_0 и Альфвена A_0. Здесь предполагается, что A_0 и M_0 одновременно очень малы и удовлетворяют соотношению подобия $A_0^2/M_0 = \nu_0$, где $\nu_0 = O(1)$ — константа. Сначала анализируется случай, когда $Fr \to 0$ и $A_0^2/Fr^2 = \lambda_0$, где $\lambda_0 = O(1)$—константа; получается классическое приближение статического равновесия. Если заметить, что $Fr^2 = \gamma M_0^2/\beta_0$, где β_0— отношение характерных длин, то необходимо рассмотреть два случая. Первый случай соответствует $\beta_0 = O(1)$ и получается предельная система уравнений, позволяющая изучать атмосферные движения вблизи планет солнечной системы, для которых характерная угловая скорость вращения не очень высока $\left(A_0^2/Ro \ll 1\right)$. Второй случай соответствует $\beta_0 \to 0$ и $\beta_0/M_0 = \mu_0$, где $\mu_0 = O(1)$ — новая константа; можно получить предельную систему уравнений, подходящую для анализа развития солнечных пятен, где магнитные и конвективные эффекты тесно связаны.

1. Введение. Предположим, что на «жидкую среду», рассматриваемую как идеальная плазма, действуют только силы тяжести и электромагнитные силы (по поводу определения идеальной плазмы см. работу [1]). Уравнения, описывающие нестационарное адиабатическое течение бесконечно проводящей плазмы, вращающейся с угловой скоростью $\mathbf{\Omega}$, в пренебрежении вязкостью и теплопроводностью имеют вид (магнитная проницаемость μ предполагается постоянной):

$$\rho\{D\mathbf{v}/Dt + 2[\mathbf{\Omega}\cdot\mathbf{v}]\} + \nabla p + \rho g\mathbf{e}_3 = (1/\mu)[\mathrm{rot}\mathbf{B}\cdot\mathbf{B}]; \tag{1.1}$$

$$\partial\rho/\partial t + \mathrm{div}(\rho\mathbf{v}) = 0; \tag{1.2}$$

$$\mathrm{div}\,\mathbf{B} = 0; \tag{1.3}$$

$$\frac{DT}{Dt} - \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{T}{p}\frac{Dp}{Dt} = 0; \tag{1.4}$$

$$\partial\mathbf{B}/\partial t + \mathrm{rot}\,[\mathbf{B}\cdot\mathbf{v}] = 0. \tag{1.5}$$

Плазма рассматривается как идеальный газ с постоянными теплоемкостями c_p и $c_V(\gamma = c_p/c_V)$; поэтому

$$p = R\rho T, \tag{1.6}$$

где $R = c_p(\gamma - 1)/\gamma$. Уравнения (1.1) — (1.6) образуют замкнутую систему для вектора скорости $\mathbf{v}$ относительно среды ($D/Dt \equiv \partial/\partial t + (\mathbf{v}\cdot\nabla)$), вектора магнитной индукции $\mathbf{B}$ и скаляров p (давление), ρ (плотность) и T (температура).

Уравнения (1.1)—(1.6) записаны в системе прямоугольных декартовых координат $Ox_1x_2x_3$; $\mathbf{e}_i$ — единичные векторы по осям;

$$\nabla \equiv \frac{\partial}{\partial x_i}\mathbf{e}_i.$$

Разумеется, необходимо дополнить эти уравнения начальными и граничными условиями; в частности, для скорости нужно было бы записать условие скольжения вдоль стенки. Что касается магнитного поля, то, поскольку электропроводность предполагается бесконечной, для $\mathbf{B}$ нужно поставить условия, аналогичные условиям для $\mathbf{v}$. В работе получены некоторые предельные формы системы (1.1)—(1.6) и выявлены безразмерные параметры, которые определяют течения, удовлетворяющие уравнениям (1.1)—(1.6).

2. Редуцированные уравнения. Уравнение (1.1) содержит пять безразмерных параметров, позволяющих судить об относительной важности различных эффектов. Сделаем замену переменных:

$$\mathbf{v} = U_0\mathbf{u},\ \mathbf{B} = B_0\mathbf{b},\ \mathbf{x} = L_0\xi,\ t = t_0\tau,$$
$$p = p_0p',\ T = T_0T',\ \rho = \rho_0\rho',\ \mathbf{\Omega} = \Omega_0\mathbf{\omega},$$

где U_0, B_0, L_0, t_0, p_0, T_0, ρ_0, Ω_0 — характерные скалярные величины. Тогда уравнение (1.1) можно записать в виде

$$\rho'\left\{\mathrm{St}\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial\tau} + (\mathbf{u}\nabla)\mathbf{u} + \frac{1}{\mathrm{Ro}}[\mathbf{\omega}\cdot\mathbf{u}]\right\} + \frac{1}{\gamma\mathrm{M}_0^2}\nabla p' + \frac{1}{\mathrm{Fr}^2}\rho'\mathbf{e}_3 = \frac{1}{\mathrm{A}_0^2}[\mathrm{rot}\,\mathbf{b}\cdot\mathbf{b}], \tag{2.1}$$

где введены безразмерные параметры

$$\mathrm{St} = L_0/t_0U_0,\ \mathrm{Ro} = U_0/2\Omega_0L_0,\ \mathrm{M}_0 = U_0/(\gamma RT_0)^{1/2},$$
$$\mathrm{Fr} = U_0/(gL_0)^{1/2},\ \mathrm{A}_0 = U_0/[B_0/(\mu\rho_0)^{1/2}],$$

которые соответственно есть числа Струхаля, Россби, Маха, Фруда и Альфвена.

Случай $\mathrm{Fr} = \infty$ соответствует классической магнитной гидродинамике без учета силы тяжести. Когда $\mathrm{Fr} \neq \infty$, более удобно проводить анализ, используя возмущения термодинамических величин [2]:

$$\pi = (p - p_\infty)/p_\infty, \quad \Theta = (T - T_\infty)/T_\infty, \quad \sigma = (\rho - \rho_\infty)/\rho_\infty,$$

где p_∞, ρ_∞, T_∞ являются, вообще говоря, функциями вертикальной координаты x_3, характеризуют термодинамическое стандартное состояние и удовлетворяют соотношениям

$$p_\infty = R\rho_\infty T_\infty, \quad dp_\infty/dx_3 + \rho_\infty g = 0, \quad -dT_\infty/dx_3 = \Gamma_\infty \tag{2.2}$$

(величина Γ_∞ предполагается известной).

Необходимо отметить, что стандартное состояние (2.2) согласуется с системой уравнений (1.1)—(1.6), если, в частности,

$$\mathbf{v} \equiv \mathbf{v}_\infty^0 = U_\infty^0 \mathbf{e}_1 + V_\infty^0 \mathbf{e}_2$$

есть постоянный вектор скорости, а $\mathbf{B} \equiv \mathbf{B}_\infty$ — гармонический вектор, т. е. $\mathrm{rot}\, \mathbf{B}_\infty = 0$ и $\mathrm{div}\, \mathbf{B}_\infty = 0$, перпендикулярный $\mathbf{v}_\infty^0$ $(\mathbf{v}_\infty^0 \cdot \mathbf{B}_\infty = 0)$ и $\Omega_0 = 0$. Таким образом, если $\Omega_0 \equiv 0$ ($\mathrm{Ro} \equiv \infty$) и положить $\Gamma_\infty \equiv \Gamma_\infty^0 = \mathrm{const}$, то вместо уравнений (1.1)—(1.6) можно написать следующие безразмерные уравнения:

$$(1+\sigma)\left\{\mathrm{St}\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u}\right\} + \frac{T'_\infty}{\gamma \mathrm{M}_0^2}\nabla\pi - \frac{1}{\mathrm{Fr}^2}(1+\sigma)\Theta\mathbf{e}_3 = \frac{1}{\mathrm{A}_0^2}[\mathrm{rot}\,\mathbf{b}\cdot\mathbf{b}], \tag{2.3}$$

$$\mathrm{St}\frac{\partial\sigma}{\partial\tau} + \mathbf{u}\cdot\nabla\sigma + (1+\sigma)\left[(\alpha_0 - \beta_0)\frac{u_3}{T'_\infty} + \mathrm{div}\,\mathbf{u}\right] = 0,$$

$$(1+\sigma)\left\{\mathrm{St}\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} + \mathbf{u}\cdot\nabla\Theta\right\} - \frac{\gamma-1}{\gamma}\left\{\mathrm{St}\frac{\partial\pi}{\partial t} + \mathbf{u}\cdot\nabla\pi\right\} +$$

$$+ (1+\pi)\left[\frac{\gamma-1}{\gamma}\beta_0 - \alpha_0\right]\frac{u_3}{T'_\infty} = 0,$$

$$\mathrm{St}\frac{\partial\mathbf{b}}{\partial\tau} + \mathrm{rot}\,[\mathbf{b}\cdot\mathbf{u}] = 0, \qquad \mathrm{div}\,\mathbf{b} = 0, \qquad \pi = \sigma + \Theta + \sigma\Theta,$$

где введены два новых безразмерных параметра

$$\alpha_0 = \frac{\Gamma_\infty^0 L_0}{T_0}, \qquad \beta_0 = \frac{gL_0}{RT_0} \equiv \frac{\gamma \mathrm{M}_0^2}{\mathrm{Fr}^2}, \tag{2.4}$$

характеризующих стандартное состояние.

3. Случай $\mathrm{Fr} \to 0$. Рассмотрим уравнение (2.1) в предположении квазистационарности ($\mathrm{St} \equiv 0$). Будем считать, что число Альфвена A_0 является бесконечно малым ($\mathrm{B}_0 \gg \sqrt{\mu\rho_0 U_0}$), и получим предельную форму уравнения

$$\rho'\left\{\mathrm{A}_0^2(\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{u} + \frac{\mathrm{A}_0^2}{\mathrm{Ro}}[\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{u}]\right\} + \frac{1}{\gamma \mathrm{M}_0}\frac{\mathrm{A}_0^2}{\mathrm{M}_0}\nabla p' + (A_0^2/\mathrm{Fr}^2)\rho'\mathbf{e}_3 = [\mathrm{rot}\,\mathbf{b}\cdot\mathbf{b}], \tag{3.1}$$

когда $\mathrm{A}_0 \to 0$ при фиксированном ξ.

Для получения из (3.1) содержательного уравнения необходимо, чтобы M_0 или Ro также стремились к нулю. Предполагая, кроме того, что $\mathrm{Fr} \to 0$, найдем следующее предельное уравнение:

$$\varkappa_0[\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{u}_0] + \frac{\nu_0}{\gamma}\nabla p'_1 + \lambda_0\mathbf{e}_3 = [\mathrm{rot}\,\mathbf{b}_0\cdot\mathbf{b}_0], \tag{3.2}$$

если допустить существование соотношений подобия

$$\frac{A_0^2}{Ro} = \varkappa_0, \quad \frac{A_0^2}{M_0} = \nu_0, \quad \frac{A_0^2}{Fr^2} = \lambda_0 \tag{3.3}$$

и искать решение уравнения (3.1) в виде асимптотических разложений

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + o(1), \quad \mathbf{b} = \mathbf{b}_0 + o(1), \quad p' = 1 + M_0 p_1' + o(M_0), \quad \rho = $$
$$= 1 + M_0\rho_1' + o(M_0).$$

Полагая

$$T' = 1 + M_0 T_1' + o(M_0),$$

можно объединить предельное уравнение (3.2) со следующими уравнениями:

$$\operatorname{div} \mathbf{u}_0 = 0, \ \operatorname{div} \mathbf{b}_0 = 0; \tag{3.4}$$

$$\operatorname{rot}[\mathbf{b}_0 \cdot \mathbf{u}_0] = 0, \quad \mathbf{u}_0 \cdot \nabla T_1' = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \mathbf{u}_0 \cdot \nabla p_1', \quad \rho_1' = p_1' - T_1'. \tag{3.5}$$

Заметим, что предельная система (3.2), (3.4), (3.5) остается справедливой в предположении

$$\frac{RT_0}{g} \gg L_0 \gg \frac{U_0^2}{g},$$

потому что β_0 должно стремиться к нулю, когда $M_0 \to 0$, согласно соотношению $\beta_0 = \gamma \frac{\lambda_0}{\nu_0} M_0$, которое делает независимым два последних соотношения в (3.3) и второе из (2.4). В более частном случае ($\varkappa_0 = 0$) предельная система (3.2), (3.4), (3.5) распадается на три подсистемы:

$$[\operatorname{rot} \mathbf{b}_0 \cdot \mathbf{b}_0] = \nabla P, \quad \operatorname{div} \mathbf{b}_0 = 0, \quad P \equiv \frac{\nu_0}{\gamma} p_1' + \lambda_0 \xi_3; \tag{3.6}$$

$$\operatorname{rot}\ [\mathbf{b}_0 \cdot \mathbf{u}_0] = 0, \ \operatorname{div} \mathbf{u}_0 = 0; \tag{3.7}$$

$$\mathbf{u}_0 \cdot \nabla T_1' = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \nabla p_1', \quad \rho_1' = p_1' - T_1'. \tag{3.8}$$

Подсистема (3.6), которую назовем «статическим равновесием», проанализирована, в частности, в [3]; эта подсистема при соответствующих граничных условиях позволяет определить $\mathbf{b}_0$ и p_1'. Заметим, что если ввести два скалярных потенциала ψ и χ, согласно условиям

$$\operatorname{div} \mathbf{b}_0 = 0 \Rightarrow \mathbf{b}_0 = [\nabla\psi \cdot \nabla\chi],$$

то первое из уравнений (3.6) дает

$$\mathbf{b}_0 \cdot \nabla P = 0 \Rightarrow P = \Pi(\psi, \ \chi)$$

и предельная форма (3.6) эквивалентна системе двух первых интегралов (см. [4, 2])

$$\operatorname{rot}\ \mathbf{b}_0 \cdot \nabla\psi = \partial\Pi/\partial\chi, \ \operatorname{rot}\ \mathbf{b}_0 \cdot \nabla\chi = -\partial\Pi/\partial\psi.$$

Функция $\Pi(\psi, \ \chi)$ для непрерывных течений определяется с помощью граничных условий. Как только найдены значения $\mathbf{b}_0$ и p_1', можно вычислить $\mathbf{u}_0$ из системы (3.7) линейных уравнений в частных производных первого порядка по ξ, а затем T_1 и ρ_1 из (3.8).

4. Случай $\beta_0 = O(1)$. Чтобы четко показать влияние поля тяжести, удобно воспользоваться системой уравнений (2.3). Рассмотрим случай

$\beta_0 = O(1)$, т. е. L_0 порядка RT_0/g. Пусть, кроме того, $A_0 \to 0$ так, что $A_0^2/M_0 = \nu_0$. Будем искать решение уравнений (2.3) в виде следующих асимптотических разложений:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + o(1),\ \mathbf{b} = \mathbf{b}_0 + o(1),\ \pi = M_0\pi_1 + o(M_0),$$
$$\sigma = M_0\sigma_1 + o(M_0),\ \Theta = M_0\Theta_1 + o(M_0). \tag{4.1}$$

Если число Струхаля St фиксировано (или равно тождественно нулю), получаем сильное вырождение в нулевом порядке (когда $M_0 \to 0$), так как из третьего уравнения системы (2.3) следует $u_{3,0} \equiv 0$, если только предположить, что параметр α_0, введенный первым из соотношений (2.4), не является фиксированным, а удовлетворяет условию

$$\alpha_0 = \frac{\gamma - 1}{\gamma}\beta_0 - k_0 M_0, \tag{4.2}$$

где k_0 — постоянный параметр подобия. С ограничением (4.2) предельная система уравнений нулевого порядка, которая с учетом выражений (4.1) «развязывает» уравнения (2.3), принимает следующий вид, если положить $\nu_0 \neq 0$ и $\mathrm{St} \equiv 0$:

$$\pi_1 = \omega_1 + \Theta_1,\quad \operatorname{div}\mathbf{u}_0 = \frac{\mathring{\rho}_0}{\gamma T'_\infty} u_{3,0},\quad \operatorname{div}\mathbf{b}_0 = 0, \tag{4.3}$$
$$[\operatorname{rot}\mathbf{b}_0 \cdot \mathbf{b}_0] = \frac{\nu_0}{\gamma}\{T'_\infty \nabla \pi_1 - \beta_0\Theta_1\mathbf{e}_3\},$$
$$\mathbf{u}_0 \cdot \nabla\left\{\Theta_1 - \frac{\gamma-1}{\gamma}\pi_1\right\} + \frac{k_0}{T'_\infty}u_{3,0} = 0,\quad \operatorname{rot}[\mathbf{b}_0 \cdot \mathbf{u}_0] = 0,$$

где $T'_\infty = 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma}\beta_0\xi_3$; $T_\infty(0) \equiv T_0$. Система (4.3) остается сильно связанной и описывает магнитоконвективные движения в относительно толстых слоях; этот слой тем толще, чем слабее поле тяжести и выше стандартная температура на поверхности земли.

Система (4.3) может, в частности, представить интерес для изучения течений в атмосферах планет Солнечной системы [5]. Необходимо заметить, что предельные уравнения (4.3) применимы для изучения атмосферы планет, характерная угловая скорость вращения которых Ω_0 удовлетворяет неравенству

$$\Omega_0 \ll \frac{gB_0^2}{2R\mu\rho_0 U_0 T_0}.$$

5. Случай $\beta_0 \to 0$. Предположим теперь, что в уравнениях (2.3) $\beta_0 \to 0$ и $M_0 \to 0$ так, что

$$\beta_0/M_0 = \mu_0,$$

где μ_0 — постоянный параметр подобия. Тогда необходимо искать решение уравнений (2.3) в виде

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + o(1),\ \mathbf{b} = \mathbf{b}_0 + o(1),\ \sigma = \sigma_0 + o(1),$$
$$\Theta = \Theta_0 + o(1),\ \pi = M_0\pi_1 + o(M_0).$$

Когда $\mathrm{St} \equiv 0$, получим в нулевом порядке следующее предельное уравнение, приняв во внимание второе из соотношений (3.3) (с ν_0 в качестве второго постоянного параметра подобия):

$$[\operatorname{rot}\mathbf{b}_0 \cdot \mathbf{b}_0] = \frac{\nu_0}{\gamma}\{T'_\infty \nabla \pi_1 + \mu_0\sigma_0\mathbf{e}_3\}, \tag{5.1}$$

$$\mathbf{u}_0\cdot\nabla\sigma_0+(1+\sigma_0)\left\{\alpha_0\frac{u_{3,0}}{T'_\infty}+\operatorname{div}\mathbf{u}_0\right\}=0,$$

$$(1+\sigma_0)\,\mathbf{u}_0\cdot\nabla\Theta_0=\frac{\alpha_0}{T'_\infty}u_{3,0},\quad \operatorname{rot}[\mathbf{b}_0\cdot\mathbf{u}_0]=0,\quad \operatorname{div}\mathbf{b}_0=0,\quad \Theta_0(1+\sigma_0)=-\sigma_0.$$

В системе (5.1) параметр α_0 фиксирован; если предположить, что $\alpha_0\to 0$, тогда получим вместо уравнений (5.1) новую предельную систему:

$$\mathbf{u}_0\cdot\nabla\sigma_0=0,\ \operatorname{div}\mathbf{u}_0=0, \tag{5.2}$$

$$[\operatorname{rot}\mathbf{b}_0\cdot\mathbf{b}_0]=\frac{\nu_0}{\gamma}(\nabla\pi_1+\mu_0\sigma_0\mathbf{e}_3),$$

$$\operatorname{div}\mathbf{b}_0=0,\ \operatorname{rot}[\mathbf{b}_0\cdot\mathbf{u}_0]=0,\ \Theta_0=-\sigma_0/(1+\sigma_0).$$

К форме (5.2) приведена предельная система, соответствующая приближению Буссинеска для малых чисел Россби (см. [6]). Система (5.2) может представить интерес при изучении формирования солнечных пятен, где магнитные и конвективные эффекты являются связанными.

Теория магнитогидродинамических течений тяжелой жидкости при малых числах Альфвена, намеченная выше, аналогична с концептуальной точки зрения теории течений тяжелой вращающейся жидкости при малых числах Россби. Существует также большая аналогия между приближением статического равновесия (3.6), рассмотренным в п. 3, и классическим квазигеострофическим приближением в метеорологии [6].

Поступила 20 III 1979

REFERENCES

1. **Germain P.** Introduction à l'étude de l'aéromagnétodynamique.— Cahiers de Physique, 1959, N 103.
2. **Zeytounian R. Kh.** Notes sur les écoulements rotationnels de fluides parfaits. Vol. 27. Berlin, Springer-Verlag, 1974 (Lecture Notes in Physics).
3. **Grad H.** Mathematical problems in magneto — fluid dynamics and plasma physics.— In: Proceed. of the Intern. Congr. of Maths. Stockholm, 1962.
4. **Zeytounian R. Kh.** Invariants lagrangiens et intégrales premières en magnétodynamique des fluides.— Appl. Sci. Research, 1976, vol. 32, N 6.
5. **Monin A. S.** Weather forecasting as a problem in physics (translated by P. Supepak). M. I. T. Press, 1972.
6. **Zeytounian R. Kh.** La météorologia du point de vue du Mécanicien des Fluides.— In: Fluid Dynamics Transactions. Vol. 8. éd. Polish Acad. of Sci., Warszawa, 1976.

УДК 532.522

СИММЕТРИЧНОЕ СОУДАРЕНИЕ ДВУХСЛОЙНЫХ СТРУЙ ИДЕАЛЬНОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

С. А. Кинеловский, Ю. А. Тришин

(*Новосибирск*)

1. Рассмотрим задачу о нахождении потенциального течения, возникающего при симметричном соударении плоских двухслойных свободных струй идеальной несжимаемой жидкости. Предполагая течение установившимся, разберем условия, которым в этом случае должны удовлетворять течения в разных слоях соударяющихся струй. В силу симметрии можем для простоты заменить плоскость симметрии на жесткую неподвижную