ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Մեխանիկա XXXVII, № 4, 1984 Механика

ПРОНИКАНИЕ ТОНКОГО КОНУСА В МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКУЮ ЖИДКОСТЬ

АВАГЯН С. Г., БАГДОЕВ А. Г.

Рассматривается задача о движении тонкого твердого конуса в электропроводящей жидкости, находящейся в магнитном поле. Получено решение для точечных источников в бесконечной жидкости. Затем получены формулы для конечного конуса. Ввиду того, что определяется решение в наибольшем порядке, полученные формулы годятся и для задачи проникания конуса в жидкость, поскольку отраженные от поверхности волны, получаемые обычной процедурой, являются малыми более высокого порядка по отношению к главным слагаемым порядка $\lambda^2 \ln \lambda$, где λ — угол полураствора конуса.

Изучается движение осесимметричного тонкого идеально проводящего конуса в электропроводящей жидкости. Принимаем, что начальное магнитное поле H_0 направлено по оси x. Тогда уравнения магнитной гидродинамики в цилиндрических координатах r, x записываются следующим образом:

$$\frac{\partial V_x}{\partial t}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}=0 \tag{1.1}$$

$$\frac{\partial V_r}{\partial t}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}-\frac{\mu_0 H_0}{4\pi\rho}\left(\frac{\partial H_r}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial r}\right)=0 \tag{1.2}$$

$$\frac{\partial P}{\partial t}+\rho a^2\left(\frac{\partial V_x}{\partial x}+\frac{\partial V_r}{\partial r}+\frac{V_r}{r}\right)=0 \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t}=-H_0\left(\frac{\partial V_r}{\partial r}+\frac{V_r}{r}\right) \tag{1.4}$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial t}=H_0\frac{\partial V_r}{\partial x} \tag{1.5}$$

где a — скорость звука, равная $a=\sqrt{dP/d\rho}$.

Обозначая компоненты смещения частиц жидкости u_x, u_r, получим $V_x=\partial u_x/\partial t$, $V_r=\partial u_r/\partial t$, тогда

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2}-a^2\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_r}{\partial r}+\frac{u_r}{r}\right)=0 \tag{1.6}$$

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r}\right) -$$

$$- \frac{\mu_0 H_0^2}{4\pi\rho}\left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2}\right) = 0 \tag{1.7}$$

Уравнение более общей задачи магнитоупругой среды можно получить из уравнений Ламе [1, 2] с учетом силы Лоренца и уравнения для индукции магнитного поля

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r}\right) +$$

$$+ a_1^2\left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2}\right) + b^2 \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial r}\right) \tag{1.8}$$

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_x}{\partial x}\right) - \frac{b^2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial u_r}{\partial x} - r\frac{\partial u_x}{\partial r}\right) \tag{1.9}$$

где a — скорость продольной волны, b — скорость поперечной волны.

$$a_1^2 = \mu_0 H_0^2/4\pi\rho; \; a^2 = \frac{1}{\rho}(\lambda_1 + 2\mu); \; b^2 = \frac{\mu}{\rho}$$

λ_1, μ — упругие коэффициенты. Для жидкости можно принять $b = 0$. Подобно решению задачи для анизотропной упругой среды полагаем [3]

$$\bar{u}_r^{(0)} = \sum_1^2 \int_0^\infty \exp\left[\pm i\bar{\beta}_k (x - x_1)\right] A_k(\bar{\alpha})\, J_1(\bar{\alpha} r)\, d\bar{\alpha} \tag{1.10}$$

$$\bar{u}_x^{(0)} = \sum_1^2 \int_0^\infty \exp\left[\pm i\bar{\beta}_k (x - x_1)\right] B_k(\bar{\alpha})\, J_0(\bar{\alpha} r)\, d\bar{\alpha} \tag{1.11}$$

где черта обозначает преобразование Лапласа, а значок нуль соответствует решению для точечных источников, причем решение u_r, u_x выражается через решение $u_r^{(0)}$, $u_x^{(0)}$ для точечных источников в виде

$$u_r = \int u_r^{(0)} dx_1, \; u_x = \int u_x^{(0)} dx_1 \tag{1.12}$$

Применяя преобразование Лапласа к (1.8) и (1.9) с параметром $s = -i\omega$, получим для трансформант

$$B_k = \mp A_k \frac{i\bar{\beta}_k \bar{\alpha}(a^2 - b^2)}{\omega^2 - a^2\bar{\beta}_k^2 - b^2\bar{\alpha}^2} \tag{1.13}$$

Отсюда получим, полагая $\bar{\beta}_k = \beta_k\omega$, $\bar{\alpha} = \alpha\omega$, дисперсионное соотношение

$$a^2(b^2 + a_1^2)\beta_{1,2}^4 - (b^2 + a_1^2 - \alpha^2 b^2 a_1^2 - 2\alpha^2 a^2 b^2 + a^2 - a^2 a_1^2 \alpha^2)\beta_{1,2}^2 +$$

$$+ (1 - a^2\alpha^2 - a_1^2\alpha^2)(1 - b^2\alpha^2) = 0 \tag{1.14}$$

Как показывает решение для жидкости [4] при $r \to 0$, асимптотически нужно считать $x_1 \to x$, и для получения нетривиального решения следует полагать, что $\alpha \to \infty$, $\beta \to \infty$, тогда $\beta_1 = i\alpha T_1$, $\beta_2 = i\alpha T_2$, где

$$T_1^2 = \frac{b^2(a_1^2 + a^2)}{a^2(a_1^2 + b^2)}, \quad T_2 = 1 \tag{1.15}$$

Для нахождения A_1 и A_2 используем граничные условия на теле

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} = V_r = -f'(t)\frac{\partial r_k}{\partial x}, \quad r_k = \lambda[f(t) - x] \tag{1.16}$$

и условие, что касательное напряжение равно нулю

$$\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial r} = 0 \tag{1.17}$$

где $f'(t)$ — скорость движения, r_k — уравнение образующей конуса. Ищем A_1 и A_2 в виде [3]

$$A_1 = i\bar{S}\alpha\beta_1'(\alpha)\bar{\mu}_1 \exp\left(-x_1\frac{s}{V}\right) \tag{1.18}$$

$$A_2 = \pm i\bar{S}\alpha\beta_2'(\alpha)\, i\beta_2\bar{\mu}_2 s^{-1} \exp\left(-x_1\frac{s}{V}\right) \tag{1.19}$$

где $\bar{S}$ — преобразование Лапласа для площади сечения конуса со свободной поверхностью. Принято, что скорость проникания постоянна $f'(t) = V$, $\bar{\mu}_1$, $\bar{\mu}_2$ — некоторые постоянные. Подставляем (1.18), (1.19) в (1.10). Используем интегральное представление функции Бесселя [5]. Из (1.10) получим, имея в виду, что умножение на $\pm i\beta_k$, $-i\omega$ соответствует дифференцированию по x, t

$$\bar{u}_r^{(0)} = \sum_{k=1}^{2}\frac{\partial^2}{\partial y_k \partial r}\int_0^\infty \bar{S}\beta_k'(\alpha)\bar{\mu}_k \exp\Big[\pm i\omega\beta_k(x - x_1) -$$

$$- x_1\frac{s}{V}\Big]\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\exp(i\alpha\omega r\sin\varphi')\,d\varphi'\,d\alpha \tag{1.20}$$

где $y_1 = t$, $y_2 = x$. Применяем к экспоненциальному множителю обратное преобразование Лапласа

$$\exp i\omega\left[\frac{x_1}{V} \pm \beta_k(x - x_1) + \alpha r\sin\varphi'\right] \doteq \delta\left[t - \frac{x_1}{V} \mp (x - x_1)\beta_k - \alpha r\sin\varphi'\right]$$

где δ — дельта-функция Дирака. Тогда, исходя из свойств δ-функции [6], сможем записать

$$\int_0^\infty \delta\left[t-\frac{x_1}{V}\mp\beta_k(x-x_1)-\alpha r\sin\varphi'\right]=$$

$$=\left[\frac{\partial}{\partial\alpha}\left(t-\frac{x_1}{V}\mp\beta_k(x-x_1)-\alpha_k r\sin\varphi'\right)\right]^{-1}$$

где α_k — решение уравнения

$$t-\frac{x_1}{V}\mp\beta_k(x-x_1)-\alpha_k r\sin\varphi'=0\quad(k=1,\,2)\tag{1.21}$$

Тогда будем иметь

$$\int_0^\infty \delta\left[t-\frac{x_1}{V}\mp\beta_k(x-x_1)-\alpha r\sin\varphi'\right]d\alpha=\frac{\partial\alpha_k}{\partial t}$$

Уравнение точечных волн получается как огибающая по α плоских волн (1.21) при $\varphi'=\pi/2$, то есть

$$t_{0k}\mp\beta_{k_*}(x-x_1)-r\alpha_{k_*}=0;\ \pm\beta'_{k_*}(\alpha_{k_*})(x-x_1)+r=0$$

После обратного преобразования и свертки, (1.20) приводится к форме

$$u_r^{(0)}=\operatorname{Re}\sum_{k=1}^{2}\frac{\partial^2}{\partial y_k\partial r}\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}d\varphi'\int_{t_{0k}}^{t-x_1/V}\beta'_k(\alpha_k)\bar{\mu}_k S(Vt-Vt'-x_1)\frac{\partial\alpha_k}{\partial t'}dt'$$

α_k получится из (1.21) заменой $t-\dfrac{x_1}{V}$ на t', а t_{0k} получится из соотношений для точечных волн. Переходя на образующую $r\to0$, $|x-x_1|\to0$, $\alpha\to\infty$, $\beta\to\infty$, получим

$$u_r^{(0)}=\sum_{k=1}^{2}\frac{\partial^2}{\partial y_k\partial r}\frac{\bar{\mu}_k T_k}{\sqrt{T_k^2(x-x_1)^2+r^2}}\int_0^{t-x/V}S(Vt-Vt'-x)\,dt'\tag{1.22}$$

Для малых значений r, учитывая (1.12), из (1.22) получим

$$\frac{\partial u_r}{\partial t}=-\frac{2\bar{\mu}_1 S'(Vt-x)}{r}+\frac{2\bar{\mu}_2 S'(Vt-x)}{rV}\tag{1.23}$$

Используя граничное условие (1.16) и имея в виду, что проникание происходит с постоянной скоростью $f'(t)=V$, получим

$$-\frac{2}{r}\bar{\mu}_1 VS'(Vt-x)+\frac{2}{r}\bar{\mu}_2 S'(Vt-x)=-V\frac{\partial r_k}{\partial x}$$

где $S=\pi r_k^2$. Так как $r_k=\lambda(Vt-x)$

$$-\bar{\mu}_1 V+\bar{\mu}_2=-\frac{V}{4\pi}\tag{1.24}$$

Из (1.22), (1.18) и (1.19), учитывая, что умножение на $i\bar{\beta}_k$ соответствует дифференцированию $\bar{u}_x^{(0)}$ по $\pm\frac{\partial}{\partial x}$, получим

$$\frac{\partial \bar{u}_x^{(0)}}{\partial r} = -\sum_{k=1}^{2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial r} \frac{\partial}{\partial y_k} \int_0^{\infty} i\bar{S}\beta_k'(\alpha)\,\bar{\mu}_k s^{-1}\bar{\alpha}^2 \times$$

$$\times(a^2 - b^2)\frac{\exp\left[\pm i\bar{\beta}_k(x - x_1) - x_1\frac{s}{V}\right]}{\omega^2 - a^2\beta_k^2 - b^2\alpha^2}\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}\exp(i\bar{\alpha}r\sin\varphi')\,d\varphi'\,d\alpha \qquad (1.25)$$

Сравнивая (1.25) и (1.23) и имея в виду, что на теле u_r, $\frac{\partial u_r}{\partial r}$ зависят от $t - \frac{x}{V}$, то есть $\frac{\partial}{\partial x} = -\frac{1}{V}\frac{\partial}{\partial t}$ (при этом $\bar{\alpha}_{1,2}(\bar{\beta})$ заменяется на $\bar{\alpha}_{1,2}\left(\pm\frac{1}{V}\right)i\frac{\partial}{\partial t}$), получим

$$\frac{\partial u_x}{\partial r} = -\frac{2\alpha_1^2\left(\frac{1}{V}\right)(a^2 - b^2)\,V^2}{V^2 - a^2 - b^2V^2\alpha_1^2\left(\frac{1}{V}\right)}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\bar{\mu}_1 S(Vt - x)}{r} +$$

$$+2V^2\alpha_2^2\left(\frac{1}{V}\right)\frac{a^2 - b^2}{V^2 - a^2 - b^2V^2\alpha_2^2\left(\frac{1}{V}\right)}\frac{\partial}{\partial x}\frac{\bar{\mu}_2 S(Vt - x)}{rV}$$

Так как $\frac{\partial u_r}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial r} = 0$, получим

$$\bar{\mu}_1 - \frac{\bar{\mu}_2}{V} + \frac{\alpha_1^2\left(\frac{1}{V}\right)V^2(a^2 - b^2)\,\bar{\mu}_1}{V^2 - a^2 - b^2V^2\alpha_1^2\left(\frac{1}{V}\right)} - \frac{\alpha_2^2\left(\frac{1}{V}\right)V(a^2 - b^2)\,\bar{\mu}_2}{V^2 - a^2 - b^2V^2\alpha_2^2\left(\frac{1}{V}\right)} = 0 \qquad (1.26)$$

Решая совместно (1.24) и (1.26), находим значение $\bar{\mu}_1$ и $\bar{\mu}_2$. Давление для жидкости находится из (1.3)

$$P = -\rho a^2\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r}\right) \qquad (1.27)$$

Из (1.11) можем записать, применяя обратное преобразование Лапласа к экспоненциальному множителю и учитывая, что под знаком интеграла

$$\bar{\beta}_k^2 = -\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \quad \omega^2 = -\frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

после свертки

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_r}{\partial r}+\frac{u_r}{r}=-\operatorname{Re}\sum_{k=1}^{2}\frac{\partial}{\partial y_k}\left[1+\frac{\partial^2}{\partial x^2}\frac{a^2-b^2}{\frac{\partial^2}{\partial t^2}-a^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}+b^2\alpha_k^2\left(i\frac{\partial}{\partial x}\right)}\right]\times$$

$$\times\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}d\varphi'\int_{0}^{r_k^*}dx_1\int_{\pm\beta_k(0)(x-x_1)}^{t-x_1/V}\frac{\beta_k'(\alpha_k)\bar{\mu}_k S(Vt-Vt'-x_1)\alpha_k^2\left(i\frac{\partial}{\partial x}\right)}{\pm\beta_k(\alpha_k)(x-x_1)+r\sin\varphi_1}dt' \quad (1.28)$$

где предел интегрирования r_k^* находится из следующих уравнений:

$$r_k^*=V(t-t');\; t'=\pm\beta_k(x-r_k^*)+\alpha_k r\sin\varphi'$$
$$\pm\beta_k'(x-r_k^*)+r\sin\varphi'=0 \quad (1.29)$$

Следовательно, при $r=0$, $\beta_{k_0}'=0$ и из (1.14) следует, что $\alpha_{k_0}=0$. С учетом этого, из (1.29) получим

$$r_k^*=\frac{V[t+\beta_k(0)\,x]}{1+V\beta_k(0)} \quad (1.30)$$

При условии $\alpha_k=0$ из (1.14) получим

$$\beta_1(0)=\frac{1}{a},\; \beta_2(0)=1/\sqrt{b^2+a_1^2} \quad (1.31)$$

Таким образом, найдено распределение давления на теле, движущемся в электропроводящей жидкости. При наличии свободной поверхности жидкости отраженные волны найдутся обычным образом с учетом граничных условий равенства разности компонент максвелловских напряжений и давления для жидкости и воздуха, где магнитное поле удовлетворяет уравнениям Максвелла. Они имеют порядок λ^2 и при выделении главных членов, имеющих порядки $\lambda^2\ln\lambda$, ими можно пренебречь. Имеем $\beta_1'(\alpha_1)=iT_1$; $\beta_2'(\alpha_2)=iT_2$. Вблизи конуса в особом члене $\frac{\partial}{\partial t}=-V\frac{\partial}{\partial x}$, тогда из (1.28) можно получить

$$\frac{\partial u_x}{\partial x}+\frac{\partial u_r}{\partial r}+\frac{u_r}{r}=\sum_{k=1}^{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\frac{\partial}{\partial y_k}\left[1+\frac{a^2-b^2}{V^2-a^2-b^2V^2\alpha_k^2\left(\frac{1}{V}\right)}\right]\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}d\varphi'\times$$

$$\times\int_0^{r_k^*}dx_1\int_0^{t-x_1/V}\frac{\pm T_k^2(x-x_1)\bar{\mu}_k S(Vt-Vt'-x_1)\alpha_k^2\left(\frac{1}{V}\right)}{T_k^2(x-x_1)^2+r^2\sin^2\varphi'}dt' \quad (1.32)$$

С учетом (1.30) и (1.31) находим

$$x-r_1^*=\frac{a(x-Vt)}{a+V},\quad x-r_2^*=\frac{\sqrt{b^2+a_1^2}\,(x-Vt)}{\sqrt{b^2+a_1^2}+V}$$

Главный член в (1.32) получается для малых значений λ, то есть для давления будем иметь

$$P = -4\pi\rho a^2\lambda^2 V \ln\lambda \left[-\bar{\mu}_1 \alpha_1^2 \left(\frac{1}{V}\right) V + \bar{\mu}_2 \alpha_2^2 \left(\frac{1}{V}\right) + T \right] \tag{1.33}$$

где

$$T = (a^2 - b^2) \left[\frac{-\bar{\mu}_1 \alpha_1^2 \left(\frac{1}{V}\right) V}{V^2 - a^2 - b^2 V^2 \alpha_1^2 \left(\frac{1}{V}\right)} + \frac{\bar{\mu}_2 \alpha_2^2 \left(\frac{1}{V}\right)}{V^2 - a^2 - b^2 V^2 \alpha_2^2 \left(\frac{1}{V}\right)} \right]$$

При наличии γ_s — поверхностной плотности тока следует прибавить в правой части (1.33) соответствующие члены [7]

$$\frac{H_0}{\mu_0} H_x(x,\ 0-) - \frac{H_0}{\mu_0} H_x(x,\ 0+) \tag{1.34}$$

Чтобы определить H_x через V_x, используем (1.5) и то, что на конусе $\frac{\partial H_r}{\partial t} = -V \frac{\partial H_r}{\partial x}$. Отсюда следует

$$H_r = H_0 V_r / V \tag{1.35}$$

Из уравнений (1.6), (1.7), (1.35), интегрируя, будем иметь

$$H_x = \frac{V_x H_0}{V a^2} (V^2 - a^2)$$

По смыслу задачи $V_x(x,\ 0-) \equiv 0$. Знак «—» характеризует внутреннюю часть конуса, а «+» — внешнюю часть. С учетом значения $V_x = \partial u_x / \partial t$, прибавляя (1.34) к (1.33), получим для давления в особой части решения

$$P = -4\pi\rho a^2\lambda^2 V \ln\lambda \left[-\bar{\mu}_1 \alpha_1^2 \left(\frac{1}{V}\right) V + \bar{\mu}_2 \alpha_2^2 \left(\frac{1}{V}\right) + T \right] +$$

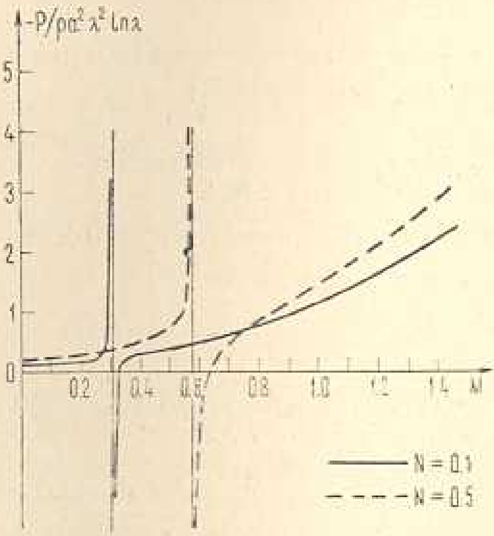
$$+ \frac{4\pi V H_0^2}{a^2 \mu_0} \lambda^2 (V^2 - a^2)\, T \ln\lambda \tag{1.36}$$

При $a_1 = 0$, $b = 0$ имеем $\bar{\mu}_1 = 1/4\pi$, $\mu_2 = 0$. Подставляя в (1.36), получим $P = -\rho\lambda^2 V^2 \ln\lambda$, что совпадает с особой частью решения для сжимаемой жидкости [4]. Для того, чтобы выяснить какое воздействие имеет магнитное поле на проникание тел, принимаем в (1.36) $b = 0$. Тогда из (1.14), (1.24), (1.26) получим, имея в виду, что $\beta = \pm 1/V$

$$\frac{P}{\rho a^2} = -\lambda^2 \ln\lambda \left\{ M^2 + \frac{N}{1+N} \left[1 + \frac{1}{M^2 - 1} \left(\frac{M^2}{M^2 + M^2 N - N} - 1 \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{N}{\mu_0^2} \left(M^2 - 1 \right) \right\}$$

Через M и N обозначены $M = \frac{V}{a}$, $N = \frac{a_1^2}{a^2}$. На фиг. 1 построен график зависимости $\frac{P}{-\rho a^2\lambda^2 \ln\lambda}(M)$. Из графика видно, что в особой части решения при некотором M решение стремится к бесконечности вместе с a_1, что соответствует особенности медленной магнитогазодинамической волны, находящейся на направлении магнитного поля, и в этой области надо учитывать нелинейные эффекты. Для $M>1$ особенности нет и с увеличением N давление увеличивается. Для



Фиг. 1.

$M>1$ поверхностный ток увеличивает давление, а для $M<1$ уменьшает давление в жидкости. Полученные графики имеют смысл, по крайней мере, до значений $M<\sqrt{\frac{N}{1+N}}$ и имеют физический смысл, который состоит в сильном нарастании силы сопротивления при приближении скорости конуса к указанному значению. Таким образом, для каждой заданной скорости проникания конуса можно выбрать магнитное поле так, чтобы давление имело максимальное значение.

ԲԱՐԱԿ ԿՈՆԻ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ՄԱԳՆԻՍԱԳԱԶԱԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ս. Գ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Գ. ԲԱԳԴՈԵՎ

Ամփոփում

Դիտարկվում է մագնիսական դաշտում գտնվող էլեկտրահաղորդիչ հեղուկի մեջ բարակ պինդ կոնի շարժման խնդիրը։ Անվերջ հեղուկում կետային աղբյուրների համար ստացված է լուծումը։ Այնուհետև ստացված են բանաձևեր վերջավոր կոնի համար։

Քանի որ որոշվում է խնդիրը ամենամեծ կարգով՝ ստացված բանաձևերը պիտանի են և կոնի հեղուկի մեջ թափանցման խնդրի համար, քանի որ մակերևույթից սովորական ձևով ստացված անդրադարձած ալիքները հանդիսանում են ավելի բարձր կարգի փոքրեր $\lambda^2 \ln \lambda$ գլխավոր գումարելու կարգի նկատմամբ, որտեղ λ-ն կոնի կիսանկյունն է։

THE MOTION OF CONE IN THE MAGNETOGASODYNAMIC MEDIUM

S. G. AVAGIAN, A. G. BAGDOEV

S u m m a r y

The problem of the motion of a thin rigid cone in electroconductive fluid found in a magnetic field is considered. The solution for point sources in infinite fluid is obtained. After which the formula for a finite cone is also obtained. So far as the solution is determined in the highest order, the obtained formulae hold for the solution of penetration of cone in fluid, because the waves reflected from the surface received by an ordinary procedure are small of higher order with respect to the principal adendum of the order of $\lambda^2 \ln \lambda$ where λ is the semiangle of the cone.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Механика сплошной среды. т. 1, М.: Наука, 1976. 535 с.
2. *Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
3. *Багдоев А. Г.* Проникание тонкого тела в упругую среду.— Изв. АН Арм. ССР, Механика, 1977, т. 30, № 5, с. 18—37.
4. *Сагомонян А. Я.* Проникание.— Изд-во МГУ, 1974, 299 с.
5. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971. 1008 с.
6. *Зельдович Я. Б., Мышкис А. Д.* Элементы математической физики. М.: Наука, 1973. 351 с.
7. *Калихман Л. Е.* Элементы магнитной гидродинамики. М.: Атомиздат, 1964. 423 с.

Институт механики
АН Армянской ССР

Поступила в редакцию
31. III. 1982