

Д.64

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

23

161

Г.Г.Долгов-Савельев, А.И.Курбатов,
В.К.Малиновский

**Численный расчет структуры фронта
ударных волн в плазме, распространяющихся
под углом к магнитному полю**

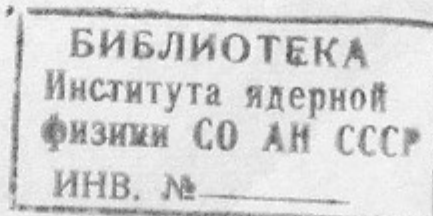
г.Новосибирск 1967

Долгов-Савельев Г.Г., Курбатов А.И.,
Малиновский В.К.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ФРОНТА УДАРНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ,
РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПОД УГЛОМ К МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

А Н Н О Т А Ц И Я

Численно решена система уравнений магнитной газодинамики, описывающих структуру фронта ударных волн произвольной силы, распространяющихся под углом к магнитному полю в плазме, когда $H^2 / 8\pi \sim p$ с учетом вязкости, джоулевой диссипации и ионной дисперсии. Показано, что вид решения - осцилляторное или аperiодическое - определяется степенью замагниченности электронов. Критерий $\beta = \frac{H^2}{8\pi p} \gg 1$ не является необходимым для существования осцилляторного решения.



Структура фронта ударных волн, распространяющихся под углом к магнитному полю, качественно исследована в работах / 1,2 /. Было показано, что в разреженной плазме, когда магнитное давление много больше газокINETического ($H^2 / 8\pi \gg p$), основную роль в формировании ударной волны играет дисперсия ионов. В этом случае ударная волна имеет осцилляторный передний фронт, с характерным размером осцилляций порядка длины дисперсии (c / ω_{oi}). Результаты экспериментальных работ /3/ хорошо согласуются с теоретическими представлениями.

В настоящее время проводятся экспериментальные исследования структуры фронта квазистационарных ударных волн, когда магнитное давление сравнимо с газокINETическим ($H^2 / 8\pi \sim p$) /4/. В этом случае, наряду с дисперсией ионов, существенными становятся и диссипативные эффекты. Учет диссипативных членов в /2/ приводит к резкому усложнению системы уравнений, описывающих ударный переход. Получить точное решение в этом случае весьма сложно.

Ниже приводится численное решение системы уравнений магнитной газодинамики, описывающих структуру фронта ударных волн произвольной силы, распространяющихся под углом к магнитному полю в плазме, когда $H^2 / 8\pi \sim p$ с учетом вязкости, джоулевой диссипации и ионной дисперсии.

Основные уравнения и решение

Исходная система уравнений (плазма предполагается квазинейтральной) состоит из уравнений непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{u}) = 0; \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0; \quad (1)$$

уравнения движения

$$\rho \left\{ \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} \right\} = -\nabla p + \frac{\partial}{\partial x_\beta} (\mu W_{\alpha\beta}) + \frac{[\operatorname{rot} \vec{H} \vec{H}]}{4\pi}; \quad (2)$$

уравнения магнитного поля

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\vec{u} \vec{H}] - c^2 \operatorname{rot} \left(\frac{\operatorname{rot} \vec{H}}{4\pi c} \right) - c \operatorname{rot} \left\{ \frac{[\operatorname{rot} \vec{H} \vec{H}]}{4\pi c} \right\}; \quad (3)$$

и уравнения энергии для электронов и ионов

$$\frac{3}{2}nk\left\{\frac{\partial T_e}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)T_e\right\} + p_e \operatorname{div} \vec{u} = \frac{c^2}{(4\pi)^2\sigma} (\operatorname{rot} \vec{H})^2 - Q_\Delta ; \quad (4)$$

$$\frac{3}{2}nk\left\{\frac{\partial T_i}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)T_i\right\} + p_i \operatorname{div} \vec{u} = \mu W_{\alpha\beta} \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + Q_\Delta , \quad (5)$$

где \vec{u} - массовая скорость,

\vec{H} - магнитное поле,

$T_e(T_i)$ - температура электронов (ионов),

$p_e(i) = nkT_e(i)$ - давление электронов (ионов),

$p = p_e + p_i$ - полное давление,

$\rho = n(m_e + m_i)$ - плотность плазмы,

$W_{\alpha\beta} = \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \operatorname{div} \vec{u}$ - тензор скоростей сдвигов,

$Q_\Delta = \frac{3m_e}{m_i} \frac{n}{\tau_e} k(T_e - T_i)$ - тепло, получаемое

ионами при столкновениях с электронами,

$\mu = 0,96 nkT_i \tau_i$ - коэффициент вязкости,

$\sigma = ne^2\tau_e / m_e$ - коэффициент электропроводности,

$\tau_e(i)$ - время между столкновениями.

Предположим, что поток плазмы движется в плоскости, параллельной оси x от $-\infty$ к $+\infty$ (т.е. движение считаем одномерным), и что состояния однородного течения осуществляются на бесконечности в обоих направлениях оси x . Эти точки обозначим соответственно индексами 1 и 2. Предположим, что где-то в потоке существует стационарная ударная волна. Перейдем от системы координат, связанной с потоком, к системе, неподвижной относительно ударной волны. Точка 1 будет состоянием равномерного течения перед фронтом ударной волны, а точка 2 - состоянием равномерного течения за фронтом, причем состояния 1 и 2 связаны соотношением Рэнкина-Гюгонио. Схема задачи показана на рисунке 1.

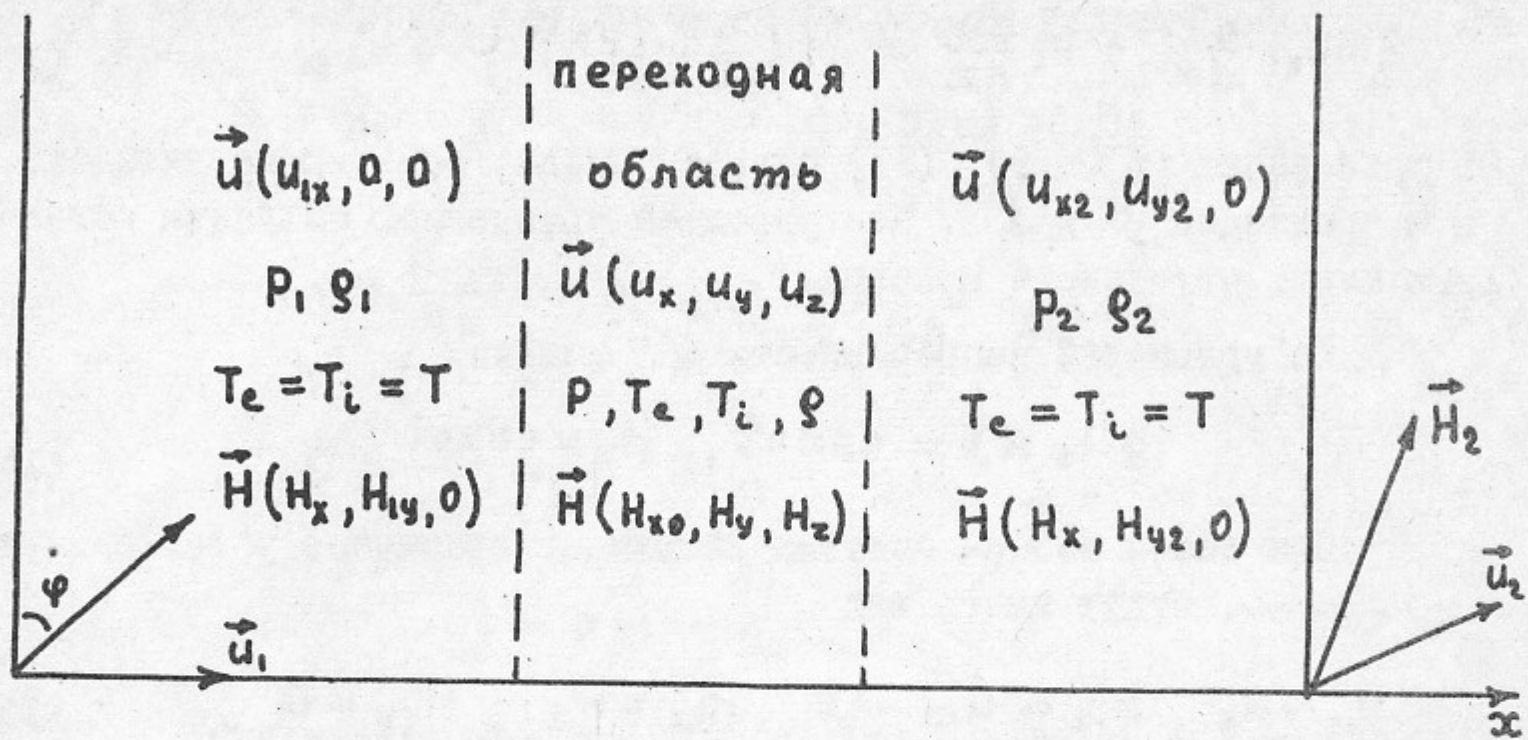


Рис. I. Схема задачи в системе координат, где ударная волна и переходная область неподвижны.

Система уравнений (I)-(5) в этом случае принимает вид:

$$\frac{d(\rho u_x)}{dx} = 0 ; \quad \frac{dH_x}{dx} = 0 ; \quad (6)$$

$$\rho u_x \frac{du_x}{dx} = -\frac{dP}{dx} + \frac{d}{dx} \left(\frac{4}{3} M \frac{d u_x}{dx} \right) - \frac{1}{8\pi} \frac{d}{dx} (H_y^2 + H_z^2) ; \quad (7)$$

$$\rho u_x \frac{du_y}{dx} = \frac{H_x}{4\pi} \frac{dH_y}{dx} ; \quad (8)$$

$$\rho u_x \frac{du_z}{dx} = \frac{H_x}{4\pi} \frac{dH_z}{dx} ; \quad (9)$$

$$\frac{d}{dx} (u_x H_y - u_y H_x) = \frac{c^2}{4\pi} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{c} \frac{dH_y}{dx} \right) + \frac{c}{4\pi e} \frac{d}{dx} \left(\frac{H_x}{n} \frac{dH_z}{dx} \right) ; \quad (10)$$

$$\frac{d}{dx} (u_z H_x - u_x H_z) = -\frac{c^2}{4\pi} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{c} \frac{dH_z}{dx} \right) + \frac{c}{4\pi e} \frac{d}{dx} \left(\frac{H_x}{n} \frac{dH_y}{dx} \right) ; \quad (11)$$

$$\frac{3}{2} n u_x k \frac{dT_e}{dx} + P_e \frac{du_x}{dx} = \frac{c^2}{(4\pi)^2 c} \left\{ \left(\frac{dH_y}{dx} \right)^2 + \left(\frac{dH_z}{dx} \right)^2 \right\} - Q_A ; \quad (12)$$

$$\frac{3}{2} \mu u_x k \frac{dT_i}{dx} + p_i \frac{du_x}{dx} = \mu \left\{ \frac{4}{3} \left(\frac{du_x}{dx} \right)^2 \right\} + Q_{\Delta} . \quad (I3)$$

В уравнениях (8), (9), (I3) опущены члены, содержащие вязкость в направлении y и z . Это упрощает уравнения, сохраняя основные черты изучаемого явления.

Из уравнений непрерывности (6) получим

$$\rho u_x \equiv j = \text{const} , H_x = \text{const} . \quad (I4)$$

При нашем выборе системы координат граничные условия при $x \rightarrow -\infty$ будут иметь вид

$$u_{1x} = u_1 , u_{1y} = u_{1z} = 0 , H_{1y} = H_1 , H_{1z} = 0 ; \quad (I5)$$

при $x \rightarrow +\infty$

$$u_{2x} = u_2 , u_{2y} = v_2 , u_{2z} = 0 , H_{2y} = H_2 , H_{2z} = 0 . \quad (I6)$$

Уравнения (7)-(9), учитывая (I4), (I5), можно один раз проинтегрировать по x от $-\infty$ до $+\infty$. Получим

$$\frac{4}{3} \mu \frac{du_x}{dx} = \rho u_x^2 + p + \frac{H_y^2 + H_z^2}{8\pi} - A ; \quad (I7)$$

$$\rho u_x u_y = \frac{H_x H_y}{4\pi} - B ; \quad (I8)$$

$$\rho u_x u_z = \frac{H_x H_z}{4\pi} ; \quad (I9)$$

$$u_y H_x - u_x H_y + \frac{c^2}{4\pi c} \frac{dH_y}{dx} + \frac{c H_x}{4\pi c n} \frac{dH_z}{dx} = C ; \quad (20)$$

$$u_z H_x - u_x H_z + \frac{c^2}{4\pi c} \frac{dH_z}{dx} - \frac{c H_x}{4\pi c n} \frac{dH_y}{dx} = 0 , \quad (21)$$

где j, A, B, C - постоянные интегрирования, аналогичные со -

отношению Ранкина-Гюгонио на косом скачке уплотнения

$$A = p_1 + \rho_1 u_1^2 + \frac{H_1^2}{8\pi} = p_2 + \rho_2 u_2^2 + \frac{H_2^2}{8\pi} ; \quad (22)$$

$$B = \rho_1 \frac{H_x H_1}{4\pi} = \rho_2 u_2 v_2 - \frac{H_x H_2}{4\pi} ; \quad (23)$$

$$C = -H_1 u_1 = v_2 H_2 - H_x u_2 ; \quad (24)$$

$$j = \rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 . \quad (25)$$

Складывая уравнения (I2) и (I3) и заменяя $\mu(du/dx)$, $(dH_y/dx)/c$, $(dH_z/dx)/c$, из уравнений (I7), (20), (2I), получим общее уравнение энергии

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} u_x \frac{dp}{dx} + p \frac{du_x}{dx} = \frac{1}{4\pi} \left\{ [u_x H_y - u_y H_x - u_1 H_1 - \frac{c H_x}{4\pi c n} \frac{dH_z}{dx}] \frac{dH_y}{dx} + \right. \\ \left. + [u_x H_z - u_z H_x + \frac{c H_x}{4\pi c n} \frac{dH_y}{dx}] \frac{dH_z}{dx} \right\} + \left[\rho u_x^2 + p + \frac{H_y^2 + H_z^2}{8\pi} - \right. \\ \left. - (\rho_1 u_1^2 + p_1 + \frac{H_1^2}{8\pi}) \right] \frac{du_x}{dx} . \quad (26) \end{aligned}$$

Используя соотношения (I8), (I9) и (I4), интегрируем (26) по x , получаем

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} u_x p = - \frac{u_1 H_1 H_y}{4\pi} - \rho_1 u_1^2 u_x - p_1 u_x - \frac{H_1^2 u_x}{8\pi} + \rho_1 u_1 \frac{u_x^2}{2} - \\ - \frac{H_x^2}{16\pi^2 \rho_1 u_1} \left(\frac{H_y^2}{2} - H_1 H_y \right) - \frac{H_x^2 H_z^2}{32\pi^2 \rho_1 u_1} + \frac{u_x (H_y^2 + H_z^2)}{8\pi} + \frac{5}{2} p_1 u_1 + \\ + \frac{u_1 H_1^2}{4\pi} + \frac{\rho_1 u_1^2}{2} - \frac{H_x^2 H_1^2}{32\pi^2 \rho_1 u_1} . \quad (27) \end{aligned}$$

Из уравнений (20) и (2I) выразим dH_y/dx и dH_z/dx . Решая их как систему двух алгебраических уравнений относительно

неизвестных dH_y/dx и dH_z/dx , получим

$$\left(\frac{c^2}{4\pi c} + \frac{H_x^2 c}{4\pi(en)^2}\right) \frac{dH_y}{dx} = u_x H_y - u_y H_x - u_1 H_1 - \frac{H_x c}{c e n} [u_x H_z - u_z H_x]; \quad (28)$$

$$\left(\frac{c^2}{4\pi c} + \frac{H_x^2 c}{4\pi(en)^2}\right) \frac{dH_z}{dx} = u_x H_z - u_z H_x + \frac{H_x c}{c e n} [u_x H_y - u_y H_x - u_1 H_1]. \quad (29)$$

Удобно ввести безразмерные переменные, определяемые следующими соотношениями

$$\begin{aligned} u &= \frac{u_x}{u_1}, \quad v = \frac{u_y}{u_1}, \quad w = \frac{u_z}{u_1}, \\ \theta &= \frac{p}{p_1}, \quad h_y = \frac{H_y}{H_1}, \quad h_z = \frac{H_z}{H_1}, \\ \alpha &= \operatorname{tg} \varphi = \frac{H_x}{H_1}, \quad \xi = x \cdot \left(\frac{c}{\omega_{oi}}\right)^{-1} \end{aligned} \quad (30)$$

и безразмерные параметры:

$$M^2 = u_1^2 / s_0^2 \quad - \text{число Маха,}$$

$$\beta = H_1^2 / 8\pi p_1 \quad - \text{отношение магнитного давления к газокинетическому,}$$

где c / ω_{oi} - длина дисперсии,

$$\omega_{oi} = (4\pi n e^2 / m_i)^{1/2} \quad - \text{плазменная ионная частота,}$$

$$s_0^2 = \gamma p_1 / \rho_1 \quad - \text{скорость звука в невозмущенном газе в отсутствие магнитного поля.}$$

Учитывая, что

$$\mu / \mu_1 = (\theta u)^{5/2}, \quad c_1 / c = (\theta u)^{-3/2}$$

и используя (30), уравнения (17)-(19) в безразмерных переменных имеют вид

$$d(\theta u)^{5/2} \frac{du}{d\xi} = L(u, h_y, h_z) = [M^2(u-1) + \frac{3}{5}(\theta-1) + \frac{3\beta}{5}(h_y^2 + h_z^2 - 1)]; \quad (31)$$

$$v = \frac{6\alpha\beta}{5M^2} (h_y - 1) ; \quad w = \frac{6\alpha\beta}{5M^2} h_z , \quad (32)$$

а уравнения (27)-(29), используя (32), будут

$$\frac{\alpha + \beta\alpha^2\theta^3 u^5}{(\theta u)^{3/2}} \frac{dh_y}{d\zeta} = F(u, h_y, h_z) = \quad (33)$$

$$= u h_y - \frac{6\alpha^2\beta}{5M^2} (h_y - 1) - 1 - \ell\alpha\theta^{3/2} u^{5/2} \left(u - \frac{6\alpha^2\beta}{5M^2} \right) h_z ;$$

$$\frac{\alpha + \beta\alpha^2\theta^3 u^5}{(\theta u)^{3/2}} \frac{dh_z}{d\zeta} = \Phi(u, h_y, h_z) =$$

$$= h_z \left(u - \frac{6\alpha^2\beta}{5M^2} \right) + \ell\alpha\theta^{3/2} u^{5/2} \left[u h_y - \frac{6\alpha^2\beta}{5M^2} (h_y - 1) - 1 \right] ; \quad (34)$$

$$\theta = \frac{9\alpha^2\beta}{5M^2} \frac{1}{u} (2h_y - h_y^2 - h_z^2 - 1) + \frac{2}{3}\beta (h_y^2 + h_z^2 - 1) +$$

$$+ \frac{4\beta}{3u} (1 - h_y) + \frac{5M^2}{9} \left(u + \frac{1}{u} - 2 \right) + \frac{5}{3u} - \frac{2}{3} , \quad (35)$$

где

$$\alpha = \frac{c\omega_{oi}}{4\pi\epsilon_1 u_1} = \left(\frac{5M^2}{6\beta} \right)^{1/2} \frac{1}{\omega_e \tau_e} ; \quad \beta = \frac{H_1^2 \epsilon_1 \omega_{oi}}{4\pi(\epsilon n_1)^2 c u_1} = \left(\frac{5M^2}{6\beta} \right)^{-1/2} \omega_e \tau_e ;$$

$$\ell = \frac{H_1 \epsilon_1}{c \epsilon n} = \omega_e \tau_e ; \quad d = \frac{5u_1 \tau_1 \omega_{oi}}{2c} = \left(\frac{5M^2}{6\beta} \right)^{1/2} \frac{\omega_i \tau_i (\gamma - 1)}{\gamma}$$

коэффициенты, определяемые из начальных условий.

Равновесные состояния 1 (перед фронтом) и 2 (за фронтом волны) при $\zeta = \pm \infty$ представляют особые точки системы урав-

нений (31), (33) и (34), так как все градиенты здесь обращаются в нуль.

Интегральные кривые, соответствующие физическому решению и удовлетворяющие граничным условиям, должны проходить через обе точки 1 и 2.

Граничные условия в точке 1 определяются начальным состоянием плазмы

$$u = u_1 = 1, \quad h_y = h_{y1} = 1, \quad h_z = h_{z1} = 0. \quad (36)$$

Граничные условия в точке 2 определяются из уравнений

$$\begin{aligned} & 3\beta\alpha^2 h_{y2}^4 + \left(\frac{5M^2}{6} - \beta\alpha^2\right) h_{y2}^3 + \left(\frac{10M^2}{3} - 7\beta\alpha^2 - 5\alpha^2 - \right. \\ & \left. - \frac{25\alpha^2 M^2}{3} + \frac{25M^4\beta}{18} + 8\alpha^4\beta\right) h_{y2}^2 + \left(5\alpha^2 + 5\beta\alpha^2 - \right. \\ & \left. - \frac{25M^2}{6\beta} - \frac{125M^4}{18\beta} - \frac{25M^2}{6} + \frac{65M^2\alpha^2}{3} - 48\alpha^4\beta\right) h_{y2} + \\ & \left. + \frac{50M^4}{9\beta} - \frac{40M^2\alpha^2}{3} + 8\alpha^4\beta = 0; \quad (37) \end{aligned}$$

$$u_2 h_{y2} = \frac{6\beta}{5M^2} (h_{y2} - 1) \alpha^2 + 1; \quad h_{z2} = 0. \quad (38)$$

Уравнения (37) и (38) следуют из условий Рэнкина-Гюгонио (22) и (25) и (27).

Необходимо выяснить тип особых точек и характер поведения решения в их окрестности, чтобы правильно определить точку, с которой нужно начинать численное интегрирование, а также найти наклон кривых, соответствующих решению в особых точках. Для этого линеаризуем систему уравнений (31), (33) и (34) вблизи особых точек, считая отклонения всех величин (36)-(38) малыми, т.е. полагаем

$$\begin{aligned} u &= u_{1,2} + \Delta u, \\ h_y &= h_{y1,2} + \Delta h_y, \quad \text{где } \Delta u, \Delta h_y, \Delta h_z \ll 1 \\ h_z &= \Delta h_z, \end{aligned} \quad (39)$$

Получим

$$\Delta u = C \exp(\lambda z) ; \quad (40)$$

$$\Delta h_y / \Delta u = -(L_u - R\lambda) / L_{h_y} ; \quad (41)$$

$$\frac{\Delta h_z}{\Delta u} = -\frac{F_u}{F_{h_z}} - \frac{F_{h_y} - K\lambda}{F_{h_z}} \frac{\Delta h_y}{\Delta u} = -\frac{\Phi_u \Delta u + \Phi_{h_y} \Delta h_y}{\Delta u (\Phi_{h_z} - K\lambda)} , \quad (42)$$

где λ - корень характеристического уравнения

$$\begin{vmatrix} L_u - R\lambda & L_{h_y} & 0 \\ F_u & F_{h_y} - K\lambda & F_{h_z} \\ \Phi_u & \Phi_{h_y} & \Phi_{h_z} - K\lambda \end{vmatrix} = 0 , \quad (43)$$

α

$$L_u = \left[\frac{\partial L}{\partial u} \right]_{1,2} = M^2 + \frac{3}{5} \left\{ -\frac{4\alpha^2 \beta^2}{5M^2 u_{1,2}} [2h_{y1,2} - h_{y1,2}^2 - 1] - \frac{4\beta}{3u_{1,2}} (1 - h_{y1,2}) + \frac{5M^2}{9} \left(1 - \frac{1}{u_{1,2}^2}\right) - \frac{5}{3u_{1,2}^2} \right\} ;$$

$$L_{h_y} = \left[\frac{\partial L}{\partial h_y} \right]_{1,2} = \frac{6\beta}{5} + \frac{3}{5} \left\{ \frac{8\alpha^2 \beta^2 (1 - h_{y1,2})}{5M^2 u_{1,2}} + \frac{4\beta h_{y1,2}}{3} - \frac{4\beta}{3u_{1,2}} \right\} ;$$

$$F_u = \left[\frac{\partial F}{\partial u} \right]_{1,2} = h_{y1,2} ; \quad F_{h_y} = \left[\frac{\partial F}{\partial h_y} \right]_{1,2} = u_{1,2} - \frac{6\alpha^2 \beta}{5M^2} ;$$

$$F_{h_z} = \left[\frac{\partial F}{\partial h_z} \right]_{1,2} = -\ell \alpha \theta_{1,2}^{3/2} u_{1,2}^{5/2} \left(u_{1,2} - \frac{6\alpha^2 \beta}{5M^2} \right) ; \quad \Phi_{h_y} = \left[\frac{\partial \Phi}{\partial h_y} \right]_{1,2} = F_{h_z} ;$$

$$\Phi_u = \left[\frac{\partial \Phi}{\partial u} \right]_{1,2} = \ell \alpha \theta_{1,2}^{3/2} u_{1,2}^{5/2} h_{y1,2} ;$$

$$\Phi_{hz} = \left[\frac{d\Phi}{dh_z} \right]_{1,2} = F_{hy}; \quad R = d (\theta_{1,2} u_{1,2})^{5/2};$$

$$K = \frac{\alpha + \beta \alpha^2 \theta_{1,2}^2 u_{1,2}^2}{(\theta_{1,2} u_{1,2})^{5/2}}; \quad C = \text{const}.$$

Характеристическое уравнение (43) решалось численно, для конкретных начальных условий.

Для возмущенного состояния (точка 2) действительные части корней характеристического уравнения (43) имеют разный знак, поэтому особая точка 2 является обобщенным седлом /3/, и интегральные кривые при достаточно больших положительных ζ входят в особую точку. Для невозмущенного состояния (точка I) действительные части корней отличны от нуля и имеют одинаковый знак. Поэтому при отрицательных ζ особая точка I является обобщенным узлом и интегральные кривые асимптотически приближаются к рассматриваемой особой точке "закручиваясь" вокруг нее. Наклоны интегральных кривых, соответствующих решению в окрестности особых точек, определяются равенством (40)–(42). Характер поведения решения вблизи особых точек и их тип дает возможность численно проинтегрировать систему уравнений (31)–(35) от точки 2 к точке I. В качестве начальных условий выбирались значения скорости u , магнитного поля h_y и h_z , вычисленные по формулам (39)–(42) при некотором достаточно большом положительном $\zeta = \zeta_0$. Решение системы (31)–(35) проводилось от точки ζ_0 , близкой к равновесному возмущенному состоянию (точка 2), до точки $\zeta = \zeta_{\text{max}}$, где амплитуды искомых функций приближались достаточно близко к значениям, соответствующим невозмущенному равновесному состоянию (точка I).

Результаты расчета

Расчет структуры ударной волны, распространяющейся под углом к магнитному полю, был выполнен для плазмы, имеющей параметры

$$n_1 = 2 \cdot 10^{14} \text{ I/cm} \quad u_{1,x} = 10^7 \text{ см/сек. Угол между фронтом волны}$$

и направлением магнитного поля $\psi = 45^\circ$. В зависимости от числа Маха M и от β , которые определяют давление и магнитное поле перед фронтом ударной волны, получено несколько решений (рис. 2, 3).

Анализ результатов счета позволяет сделать следующие выводы:

1. Если определить эффективное число Маха потока в присутствии магнитного поля как $M_{эф.} = M / (1 + \beta/\chi)^{1/2}$, то ударная волна существует, когда $\beta < \chi(M^2 - 1)$ при всех $M > 1$. Величина β не является однозначным параметром, определяющим вид решения. При $\beta > 1$ возможно как осцилляторное, так и аperiodическое решение.

2. Качественный анализ коэффициентов системы уравнений (33)–(35) показывает, что при выбранном законе изменения проводимости $\sigma = \sigma_0 T_e^{3/2}$ вид решения определяется степенью замагниченности электронов. Решение имеет осцилляторный характер при $\omega_e \tau_e > 1$ и аperiodический при $\omega_e \tau_e < 1$. Это подтверждает качественный критерий осцилляторного режима /1/, где $\omega_e \tau_e$ определяет характерную длину затухания осцилляций.

С уменьшением степени замагниченности электронов ширина осцилляций и их амплитуда уменьшаются, а протяженность области ударного перехода стремится к величине, определяемой диссипативными эффектами (рис. 2, 3).

Авторы благодарят Р.З.Сагдеева за интерес к работе и ценные дискуссии.

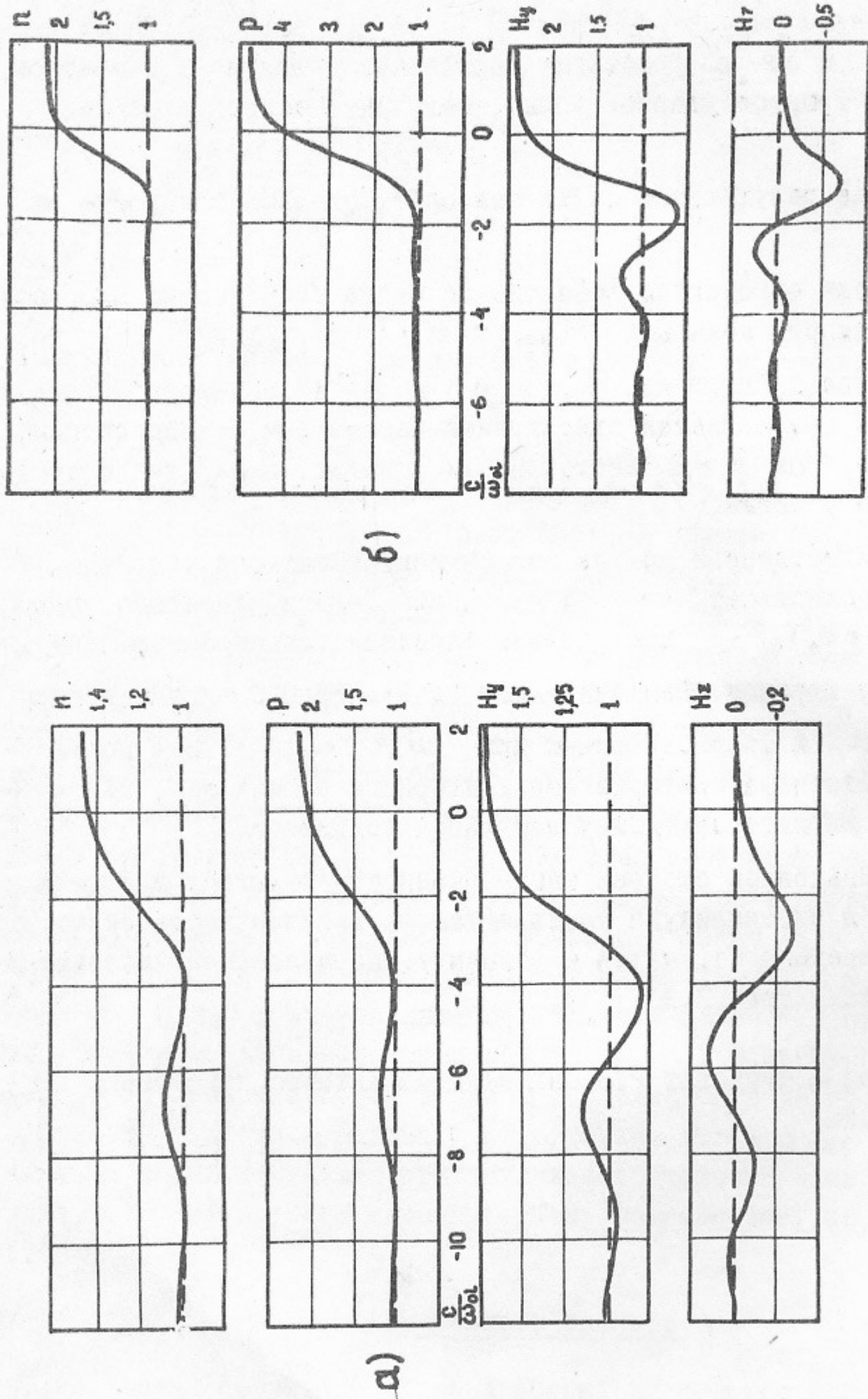
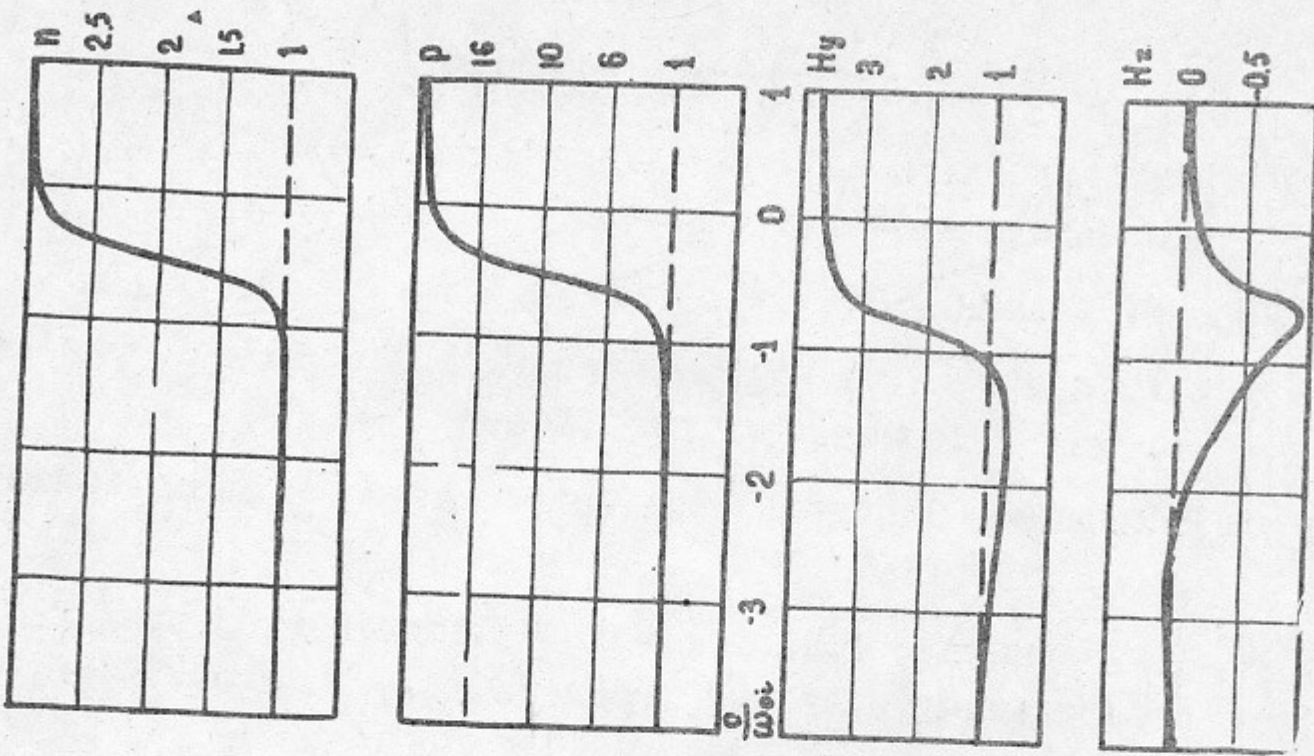
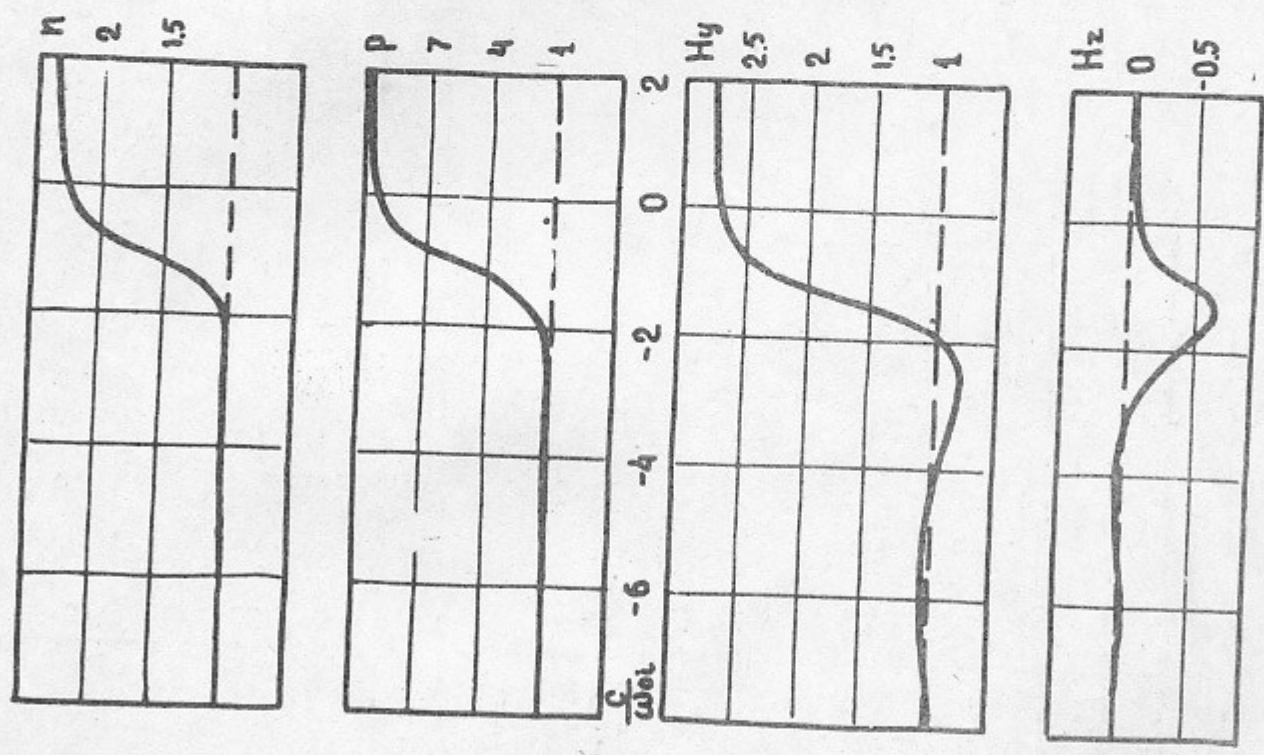


Рис. 2. Профиль ударного перехода при $n = 2 \cdot 10^{14}$ г/см³,
 $u_x = 10^7$ см/сек. $M = 3$, а) $\beta = 1,8$, б) $\beta = 0,83 \dots$



а)



б)

Рис. 3. Профиль ударного перехода при $n = 2 \cdot 10^{14}$ I/cm², $u_T = 10^7$ см/сек., $M = 5$, а) $\beta = 2,3$, б) $\beta = 0,83 \dots$

Л и т е р а т у р а

- / 1 / Р.З.Сагдеев. В сб. "Вопросы теории плазмы", 4 вып. Госатомиздат, 1964 г.
- / 2 / В.И.Карпман. ЖТФ, т.33 (1963), № 8.
- / 3 / Ю.А.Березин, Р.Х.Куртмуллаев, Ю.Е.Нестерихин. Физика Горения и взрыва, № 1, 1, 1966.
- / 4 / Г.Г.Долгов-Савельев, В.К.Малиновский, Ю.Е.Нестерихин. ПМТФ, № 3, 1967.
- / 5 / В.В.Немыцкий, В.В.Степанов. Качественная теория дифференциальных уравнений, Гостехиздат, 1949 г.

Ответственный за выпуск Малиновский В.К.
Подписано к печати 5.2-1967 г.
Усл. 0,8 печ. л, тираж 250 экз.
Заказ № 161
БЕСПЛАТНО

Отпечатано на ротапринтере в Институте ядерной физики
СО АН СССР