туру анодного слоя и характеристики переходного режима разряда. Результаты по нагреву электронов и толщина слоя обосновывают возможность диффузионного описания разряда.

Поступила 26 VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Жаринов А. В.** Ускорители с замкнутым холловским током.— В кн.: Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1973, с. 54. **Морозов А. И.** Там же, с. 5.
2. **Кервалишвили Н. А., Жаринов А. В.** Характеристики рязряда низкого давления в поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1965, т. 35, вып. 12.
3. **Калашников В. К., Саночкин Ю. В.** К теории самостоятельного разряда низкого давления с замкнутым дрейфом электронов.— ЖТФ, 1974, т. 44, вып. 12.
4. **Ерофеев В. С., Ляпин Е. А.** Интегральные характеристики источника ионов холловского ускорителя с анодным слоем.— В кн.: Материалы II Всесоюзн. конф. по плазменным ускорителям. Минск, изд. Ин-та физики АН БССР, 1973, с. 130.
5. **Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В., Филиппов С. С.** Прианодный электрический слой в разряде с замкнутым холловским током.— ПМТФ, 1969, № 5.
6. **Попов Ю. С.** Анодный слой в сильном поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 8.
7. **Bohm D.** Minimum Ionic Kinetic Energy for a Stable Sheath.— In: The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. Edited by A. Guthric, R. K. Wakerling. New York — Toronto — London. McGRAW — HILL Book COMPANY, INC, 1949.
8. **Лебедев Н. Н.** Специальные функции и их приложения. М., Физматгиз, 1963.
9. **Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В.** Ионизационная неустойчивость самостоятельного разряда низкого давления в сильном поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 9.
10. **Кервалишвили Н. А., Кортхондия В. П.** О механизме разряда низкого давления в поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 9.

УДК 538.4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С АНСАМБЛЕМ МГД-КОЛЕБАНИЙ

С. Д. Иванов

(*Иркутск*)

Показано, что неоднородная МГД-турбулентность в холодной плазме проявляет себя как неоднородный диамагнетик. Получено уравнение, описывающее эволюцию регулярной составляющей магнитного поля, и оценочная формула для турбулентного коэффициента диффузии магнитного поля. Приведены оценки, указывающие на эффективность данного механизма для распада магнитного поля солнечного пятна.

Известно, что турбулентность при отсутствии гиротропности вызывает аномальную диффузию крупномасштабного магнитного поля. В работах [1, 2] получены коэффициенты диффузии, которые значительно отличаются от коэффициента омической диффузии ν, если $\mathrm{Re}_m \gg 1$ (Re_m — магнитное число Рейнольдса). При этом предполагалось, что обратное влияние магнитного поля на турбулентные возмущения пренебрежимо мало.

В данной работе рассматривается противоположный предельный случай, т. е. учитывается сильное влияние магнитного поля на возмущение. Поэтому турбулентное движение, если его полная энергия мала по сравнению с энергией плазмы, можно представить в виде суперпозиции альфвеновских и магнитозвуковых колебаний. Естественно предположить, что $L \gg l$, где L — характерный масштаб неоднородности магнитного поля; l — характерный масштаб турбулентности. Такой тип взаимодействия турбулентности с магнитным полем может наблюдаться в солнечных пятнах, а также в экспериментах с лабораторной плазмой.

1. Основные уравнения. Уравнение для магнитного поля. В работе используются следующие предположения: а) турбулентность является стационарной; б) $\beta \ll 1$ (приближение холодной плазмы); в) $\mathrm{Re}_m \gg 1$; г) $\langle \mathbf{v} \rangle = 0$ (угловые скобки означают усреднение по ансамблю), т. е. в плазме отсутствуют макроскопические движения. Вид спектральной функции МГД-колебаний известен [3].

Тогда низкочастотные колебания будут описываться системой уравнений магнитной гидродинамики:

$$\partial \mathbf{v}/\partial t + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -(1/\rho)\nabla p + (1/4\pi\rho)[\mathrm{rot}\,\mathbf{H},\ \mathbf{H}]; \tag{1.1}$$

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

$$\partial \mathbf{H}/\partial t = \mathrm{rot}[\mathbf{v},\ \mathbf{H}] + \nu\Delta\mathbf{H}, \tag{1.3}$$

где ρ — плотность ; p — давление; $\mathbf{v}$ — скорость; $\mathbf{H}$ — напряженность магнитного поля; $\nu = c^2/4\pi\sigma$; σ — проводимость; c — скорость света.

Уравнение, связывающее магнитное поле с полем скоростей турбулентности, получим из уравнения (1.3). Для этого представим магнитное поле в виде

$$\mathbf{H}(\mathbf{r},\ t) = \mathbf{H}^{\mathrm{R}}(\mathbf{r},\ t) + \mathbf{H}^{\mathrm{T}}(\mathbf{r},\ t),$$

где H^{R}, H^{T} — соответственно регулярная и турбулентная составляющие магнитного поля, причем

$$\langle \mathbf{H}(\mathbf{r},\ t)\rangle = \mathbf{H}^{\mathrm{R}}(\mathbf{r},\ t), \quad \langle \mathbf{H}^{\mathrm{T}}\rangle = 0.$$

Усредним по ансамблю уравнение (1.3) и получим уравнение, описывающее эволюцию регулярного магнитного поля,

$$\partial \mathbf{H}^{\mathrm{R}}/\partial t = \mathrm{rot} \langle [\mathbf{v}\mathbf{H}^{\mathrm{T}}] \rangle + \nu\Delta\mathbf{H}^{\mathrm{R}}. \tag{1.4}$$

В этом выражении неизвестен первый член в правой части. Найдем его, используя уравнение для турбулентной составляющей,

$$\partial \mathbf{H}^{\mathrm{T}}/\partial t = \mathrm{rot}[\mathbf{v}\mathbf{H}^{\mathrm{R}}] + \nu\Delta\mathbf{H}^{\mathrm{T}}. \tag{1.5}$$

В уравнении (1.5) можно пренебречь диффузионным членом, так как $t_{\text{д}} \gg t_{\text{п}}$, где $t_{\text{д}}$ — характерное время омической диффузии; $t_{\text{п}}$ — характерное время пульсаций магнитного поля. Турбулентную составляющую магнитного поля можно записать в виде

$$\mathbf{H}^{\mathrm{T}}(\mathbf{r}, t) = \int_0^t \mathrm{rot}\,[\mathbf{v}(\mathbf{r}, t_1)\,\mathbf{H}^{R}(\mathbf{r}, t_1)]\,dt_1. \tag{1.6}$$

Подставим (1.6) в $<[\mathbf{v}\mathbf{H}^{\text{т}}]>$ и, проведя усреднение, получим

$$\langle[\mathbf{v}\mathbf{H}^{\text{т}}]\rangle = \varepsilon_{ijk}\int_0^t \left\{\frac{\partial}{\partial x_l}\left(H_k(\mathbf{r}, t_1)V_{jl}(\mathbf{r}, 0, s)\right) - \right. \tag{1.7}$$

$$\left. - (\mathbf{H}^{\text{R}}(\mathbf{r}, t_1)\nabla)V_{jk}(\mathbf{r}, 0, s)\right\} dt_1,$$

где ε_{ijk} — антисимметричный тензор Леви — Чивита; V_{ij} $(\mathbf{R}, \rho, s) = \langle v_i(\mathbf{r}_1, t_1)v_j(\mathbf{r}_2, t_2)\rangle$; $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$; $\rho = r_1 - r_2$; $s = t_1 - t_2$. Причем корреляционная функция V_{ij} слабо зависит от $\mathbf{R}$; она заметно меняется лишь при изменении $\mathbf{R}$ на величину порядка L. Зависимость функции V_{ij} от аргументов ρ, s описывает локальную структуру случайного поля скорости. Так как $t_{\text{д}} \gg \tau_{\text{к}}$, где $\tau_{\text{к}}$ — время корреляции, найдем интеграл

$$\int_0^t V_{ij}(\mathbf{R}, \rho, s)\mathbf{H}^{\text{R}}(\mathbf{R}, t_1)\,dt_1 \approx \mathbf{H}^{\text{R}}(\mathbf{R}, t)\int_0^\infty V_{ij}(\mathbf{R}, \rho, s) \times \tag{1.8}$$

$$\times\, ds = \mathbf{H}^{\text{R}}(\mathbf{R}, t)B_{ij}(\mathbf{R}, \rho, 0),$$

где

$$B_{ij}\ (\mathbf{R},\ \rho,\ \omega) = \quad V_{ij}\ (\mathbf{R},\ \rho,\ s)e^{-i\omega s}ds.$$

Используя (1.8), проинтегрируем (1.7)

$$\langle[\mathbf{v}\mathbf{H}^{\text{т}}]\rangle = \varepsilon_{ijk}\left\{\frac{\partial}{\partial x_l}\left(H_k^{\text{R}}B_{jl}(\mathbf{r}, 0, 0)\right) - (\mathbf{H}^{\text{R}}\nabla)B_{jk}(\mathbf{r}, 0, 0)\right\}. \tag{1.9}$$

Подставив (1.9) в (1.4), получим уравнение для магнитного поля

$$\frac{\partial H_m^{\text{R}}}{\partial t} = -\varepsilon_{mni}\varepsilon_{ijk}\frac{\partial}{\partial x_n}\left\{\frac{\partial}{\partial x_l}\left(H_k^{\text{R}}B_{jl}(\mathbf{r}, 0, 0)\right) - \right. \tag{1.10}$$

$$\left. - (\mathbf{H}^{\text{R}}\nabla)B_{jk}(\mathbf{r}, 0, 0)\right\} + \nu\Delta H_m^2.$$

2. Определение корреляционного тензора поля скорости МГД-турбулентности. Корреляционный тензор поля скорости, который входит в уравнение (1.10), можно выразить через спектральный тензор этого поля при нулевой частоте ω

$$B_{ij}\ (\mathbf{r},\ 0,\ 0) = \int \mathrm{T}_{ij}\ (\mathbf{r},\ \mathbf{k},\ 0)dk, \tag{2.1}$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор. Спектральный тензор найдем из линеаризованных уравнений (1.1) — (1.3) для однородного магнитного поля, а затем в члены, включающие H, введем зависимость от $\mathbf{r}$ и получим квазиоднородный спектральный тензор поля скорости.

Представим плотность, скорость и магнитное поле в виде

$$\rho = \rho_0 + \rho^{(1)} + \rho^{(2)},\ \mathbf{v} = \mathbf{v}^{(1)} + \mathbf{v}^{(2)},\ \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathrm{h}^{(1)} + \mathrm{h}^{(2)},$$

причем $\rho_0 \gg \rho^{(1)} \gg \rho^{(2)}$, $\mathbf{v}^{(1)} \gg \mathbf{v}^{(2)}$, $\mathbf{H}_0 \gg \mathbf{h}^{(1)} \gg \mathbf{h}^{(2)}$.

Уравнения для $\rho^{(1)}$, $\mathbf{v}^{(1)}$, $\mathbf{h}^{(1)}$ получим из линеаризованных уравнений (1.1) — (1.3) в $\mathbf{k}$ — ω-пространстве, пренебрегая диффузионным членом в (1.3) ($t_д \gg t_п$),

$$\omega\rho_0\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k},\omega} - c_s\rho^{(1)}_{\mathbf{k},\omega}\mathbf{k} + \frac{1}{4\pi}\left[\left[\mathbf{k}\mathbf{h}^{(1)}_{\mathbf{k},\omega}\right]\mathbf{H}_0\right] = 0; \tag{2.2}$$

$$\omega\rho^{(1)}_{\mathbf{k},\omega} - \rho_0\left(\mathbf{k}\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k},\omega}\right) = 0, \tag{2.3}$$

$$\omega\mathbf{h}^{(1)}_{\mathbf{k},\omega} + \left[\mathbf{k}\left[\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k},\omega}\mathbf{H}_0\right)\right) = 0, \tag{2.4}$$

где c_s — скорость звука.

При условии $\beta \ll 1$ решением системы (2.2) — (2.4) является известное дисперсионное соотношение для альфвеновской и ускоренной магнитозвуковой волн [4] с частотами соответственно

$$\omega^{A}_{\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{k}\mathrm{H}_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}, \quad \omega^{M}_{\mathbf{k}} = \mathbf{k}c_A,$$

где c_A — альфвеновская скорость.
Исследуя уравнения (2.2) —(2.4), получим, что $\mathbf{v}^{A(1)}$, $\mathbf{h}^{A(1)}$ перпендикулярны H_0 и $\mathbf{k}$; $\mathbf{v}^{M(1)}$ перпендикулярна $\mathbf{H}_0$ и лежит в плоскости векторов $\mathbf{k}$ и H_0. Поэтому можно записать

$$v_i^{A(1)} = \psi_{\mathbf{k},\omega}\varepsilon_{ijm}k_j\tau_m;$$
$$v_i^{M(1)} = \varphi_{\mathbf{k},\omega}\left(k_i - (\mathbf{k}\tau)\,\tau_i\right),$$

где $\tau = \mathbf{H}_0/H_0$.

Для упрощения выкладок ограничимся рассмотрением взаимодействия между магнитозвуковыми колебаниями и положим, что

$$T_{ij}(\mathbf{k},\omega) = T^{M}_{ij}(\mathbf{k},\omega).$$

Амплитуды скорости в первом приближении не зависят от времени и соответствуют решению в отсутствие взаимодействия между волнами. Если колебания развиваются из случайных тепловых флуктуаций, то спектральный тензор поля скорости в первом приближении имеет вид

$$\langle v^{M(1)}_{i\mathbf{k},\omega}v^{M(1)}_{j\mathbf{k}',\omega'}\rangle = \delta(\mathbf{k}+\mathbf{k}')\,\delta(\omega+\omega')\,T^{(1)}_{ij}(\mathbf{k},\omega), \tag{2.5}$$

$$T^{(1)}_{ij}(\mathbf{k},\omega) = \frac{1}{2}\Phi_{\mathbf{k},0}\{k_ik_j + (\mathbf{k}\tau)^2\tau_i\tau_j - (\mathbf{k}\tau)(k_i\tau_j + \tau_ik_j)\}\left(\delta\left(\omega+\omega^{M}_{\mathbf{k}}\right) + \right.$$
$$\left. + \delta\left(\omega - \omega^{M}_{\mathbf{k}}\right)\right),$$

где $\Phi_{\mathbf{k}0}$ — спектральная функция МГД-колебаний. Следовательно, тензор $T^{(1)}_{ij}(\mathbf{k},\omega)$ имеет δ-образные максимумы при $\omega = \pm\,\omega^{M}_{\mathbf{k}}$ и $T^{(1)}_{ij}(\mathbf{k},\omega) = 0$ при $\mathbf{k} \neq 0$, поэтому не дает вклад в (2.1). Запишем уравнения для поправок второго приближения

$$\partial\rho^{(2)}/\partial t + \rho_0\mathrm{div}\,\mathbf{v}^{(2)} = -\mathrm{div}\,(\rho^{(1)}\mathbf{v}^{(1)});$$
$$\partial\mathbf{h}^{(2)}/\partial t - \mathrm{rot}[\mathbf{v}^{(2)}\mathbf{H}_0] = \mathrm{rot}[\mathbf{v}^{(1)}\mathbf{h}^{(1)}].$$

В фурье-представлении эти уравнения преобразуются к виду

(2.6) $$\omega\rho^{(2)}_{\mathbf{k},\omega} - \rho_0\left(\mathbf{k}\mathbf{v}^{(2)}_{\mathbf{k},\omega}\right) = \int \rho^{(1)}_{\mathbf{k}_2,\omega_2}\left(\mathbf{k}\mathbf{v}^{(1)}_{k_1,\omega_1}\right) d\lambda;$$

(2.7) $$\omega\mathbf{h}^{(2)}_{\mathbf{k},\omega} - \left[\mathbf{k}\left[\mathbf{v}^{(2)}_{\mathbf{k},\omega}\mathbf{H}_0\right]\right] = -\int \left[\mathbf{k}\left[\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k}_1,\omega_1}\mathbf{h}^{(1)}_{\mathbf{k}_2,\omega_2}\right]\right] d\lambda,$$

где

$$d\lambda = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\delta(\omega - \omega_1 - \omega_2)d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\omega_1 d\omega_2.$$

Подставляя вместо $\rho^{(1)}$ и $\mathbf{h}^{(1)}$ их значения из уравнений (2.3), (2.4), умножим (2.6) на $\mathbf{H}_0$, а (2.7) на ρ_0. Ко второму члену в левой части (2.7) применим известную формулу векторного анализа и, вычитая (2.6) из (2.7), получим

(2.8) $$\frac{\omega}{\rho_0}\left(\mathbf{h}^{(2)}_{\mathbf{k},\omega}\rho_0 - \rho^{(2)}_{\mathbf{k},\omega}\mathbf{H}_0\right) + \mathbf{v}^{(2)}_{\mathbf{k},\omega}(\mathbf{k}\mathbf{H}_0) = \int \frac{\partial\lambda}{\omega^2}\left\{\left(\mathbf{k}\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k}_1,\omega_1}\right)\left(\mathbf{k}_2\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k}_2,\omega_2}\right)\mathbf{H}_0 - \right.$$
$$\left. - \left[\mathbf{k}\left[\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k}_1,\omega_1}\left[\mathbf{k}_2\left[\mathbf{v}^{(1)}_{\mathbf{k}_2,\omega_2}\mathbf{H}_0\right]\right]\right]\right]\right\}.$$

Умножим уравнение (2.8) на $v^{(1)}_{i\mathbf{k}',\omega'}$ и усредним по ансамблю; к правой части равенства применим приближение хаотических фаз (ПХФ), в результате получим

$$\left\langle v^{(2)}_{i\mathbf{k},\omega}v^{(1)}_{j\mathbf{k}',\omega'}\right\rangle\Big|_{\omega=0} = 0.$$

Уравнение (2.8) умножим па комплексно-сопряженное, усредним правую и левую части равенства. В правой части появятся моменты четвертого порядка. Раскроем их с помощью ПХФ и, воспользовавшись (2.5), рассмотрим полученное выражение при $\omega = 0$

(2.9) $$T^{(2)}_{ij}(\mathbf{k}, 0) = \frac{1}{4}\int \frac{([\mathbf{q}\tau][\mathbf{p}\tau])^2}{c_A\left(\omega^{\text{м}}_{\mathbf{q}}\right)^2}\left(l_i - (\mathbf{l}\tau)\tau_i\right)\left(l_j - (\mathbf{l}\tau)\tau_j\right)\Phi_{\mathbf{q},0} \times$$
$$\times \Phi_{\mathbf{p},0}\left(\delta(p+q) + \delta(p-q)\right)d\mathbf{q},$$

где $\mathbf{l} = \mathbf{p} - \mathbf{q}$, $\mathbf{p} = \mathbf{k} - \mathbf{q}$, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1$.

Спектральный тензор поля скорости (2.9) имеет следующие свойства:

(2.10) $$\tau_i T^{(2)}_{ij}(\mathbf{k}, 0) = 0,\ \tau_j T^{(2)}_{ij}(\mathbf{k}, 0) = 0.$$

В общем случае осесимметричный спектральный тензор можно записать в виде

$$T_{ij} = \mathrm{A}_1 \mathrm{k}_i \mathrm{k}_j + \mathrm{A}_2\tau_i\tau_j + \mathrm{A}_3\delta_{ij} + \mathrm{A}_4\mathrm{k}_i\tau_j + \mathrm{A}_5\tau_i\mathrm{k}_j,$$

где $\mathrm{A}_m = \mathrm{A}_m(k,\ \mathbf{k}\tau)$, $m = 1, \ldots, 5$.

Используя (2.10), можно уменьшить число неизвестных функций $\mathrm{A}_m(k,\ \mathbf{k}\tau)$

$$T^{(2)}_{ij} = A_1 k_i k_j + (A_1(\mathbf{k}\tau)^2 - A_3)\tau_i\tau_j + A_3\delta_{ij} - A_1(\mathbf{k}\tau)(k_i\tau_j + \tau_i k_j),$$

A_1 и A_3 найдем из системы уравнений

(2.11) $$k_i k_j T^{(2)}_{ij}(\mathbf{k}, 0) = f_1(\mathbf{k});$$

(2.12) $$T_{ii}(\mathbf{k},\ 0) = f_2(\mathbf{k}),$$

где

$$f_1(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\int \frac{([\mathbf{q\tau}]\,[\mathbf{p\tau}])^2}{c_A^3 q}(\mathbf{l\tau})(\mathbf{k\tau})\,\Phi_{\mathbf{q},0}\Phi_{\mathbf{p},0}\delta(p^2 - q^2)\,d\mathbf{q};$$

$$f_2(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}\int \frac{([\mathbf{q\tau}]\,[\mathbf{p\tau}])^2}{c_A^3 q}[\mathbf{l\tau}]^2\,\Phi_{\mathbf{q},0}\Phi_{\mathbf{p},0}\delta(p^2 - q^2)\,d\mathbf{q}.$$

Решив систему уравнений (2.11), (2.12), найдем

$$A_1 = \frac{1}{[\mathbf{k\tau}]^2}\int \frac{([\mathbf{q\tau}]\,[\mathbf{p\tau}])^2}{c_A^3 q}\left\{\frac{(\mathbf{k\tau})^2\,(\mathbf{l\tau})^2}{[\mathbf{k\tau}]^2} - \frac{[\mathbf{l\tau}]^2}{2}\right\}\Phi_{\mathbf{q},0}\Phi_{\mathbf{p},0}\delta(p^2 - q^2)\,d\mathbf{q};$$

$$A_3 = \frac{1}{2}\int \frac{([\mathbf{q\tau}]\,[\mathbf{p\tau}])^2}{c_A^3 q}\left\{[\mathbf{l\tau}]^2 - \frac{(\mathbf{k\tau})^2\,(\mathbf{l\tau})^2}{[\mathbf{k\tau}]^2}\right\}\Phi_{\mathbf{q},0}\Phi_{\mathbf{p},0}\delta(p^2 - q^2)\,d\mathbf{q}.$$

Таким образом, имеем явное выражение для спектрального тензора поля скорости $T_{ij}(\mathbf{k}, 0)$, поэтому можно проинтегрировать (2.1)

$$\int T_{ij}(k, \mathbf{k}\tau, 0)\,d\mathbf{k} = (\delta_{ij} - \tau_j\tau_i)(1/2)\int T_{ii}(k, \mathbf{k\tau}, 0)\,d\mathbf{k}.$$

Тогда квазиоднородный корреляционный тензор поля скорости можно записать в виде

(2.13) $$B_{ij}(\mathbf{r}, 0, 0) = \varepsilon(\mathbf{r}, t)(\delta_{ij} - \tau_i(\mathbf{r}, t)\tau_j(\mathbf{r}, t)).$$

Подставив (2.13) в уравнение (1.10), получим

(2.14) $$\partial \mathrm{H}^{\mathrm{R}}/\partial t = -\nu\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,\chi\mathbf{H}^{\mathrm{R}},$$

где $$\chi = 1 + \varepsilon(\mathbf{r}, t)/\nu.$$

Из уравнения (2.14) следует, что неоднородная турбулентность проявляет себя как неоднородный диамагнетик. Аналогичный результат был получен в [5]. Предположим, что турбулентность где-то кончается, а в области ее существования она однородна, т. е. пусть $\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0$ при $\mathbf{r}\in Q$ и $\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \nu$ вне области Q. Тогда граничные условия для магнитного поля будут следующие:

$$\mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{n_1} = \mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{n_2};\ \varepsilon_0\mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{t_1} = \nu\mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{t_2},$$

где $\mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{n_1}$, $\mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{n_2}$, $\mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{t_1}$, $\mathbf{H}^{\mathrm{R}}_{t_2}$ — нормальные и тангенциальные составляющие магнитного поля на границе; индекс 1 относится к внутренней стороне поверхности, содержащей Q, индекс 2 — к внешней. Магнитная проницаемость такого диамагнетика $\mu \approx \nu/\varepsilon_0$, т. е. $\mu < 1$ при $\mathrm{Re}_m \gg 1$. Используя результаты работы [6], для ε можно записать следующую оценку:

$$\varepsilon \approx (1/\pi)(\mathbf{v}/c_A)^3 v\lambda_0,$$

где v — амплитуда скорости; λ_0 — внешний масштаб турбулентности.

Если принять, что $\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0$, то характерное время диффузии поля

$$t_{\text{д}} \approx L^2/4\pi^2\varepsilon_0 \approx (L^2/4\pi v\lambda_0)(c_A/v)^3.$$

Используем эту формулу для оценки времени затухания магнитного поля солнечного пятна: $v \approx 10^5$ см/с, $\lambda_0 \approx 6 \cdot 10^7$ см — размер гранул в пятне, $\rho \approx 2 \cdot 10^{-7}$ г/см^3. Как известно, время диффузии определяется наименьшим характерным размером системы. Простейшие модели предполагают, что солнечное пятно имеет форму цилиндра. Глубину h солнечного пятна будем определять из условия $W_т \simeq W_м$, где $W_т$ и $W_м$ — энергии турбулентного движения и магнитного поля соответственно. Тогда для $H = 1000$ Гс диаметр пятна $D \approx 5 \cdot 10^8$ см, $h \approx 1 \cdot 10^8$ см; для $H = 2000$ Гс $D \approx 9 \cdot 10^8$ см, $h \approx 2 \cdot 10^8$ см. Окончательно для $H \approx 1000$ Гс получим $t_д \approx 8$ ч, для $H \approx 2000$ Гс — $t_д \approx 10$ сут.

Эти времена затухания не превышают времени жизни пятна. Поэтому можно предположить, что аномальное затухание поля вследствие турбулентности является одним из факторов, которые приводят к исчезновению солнечного пятна.

В заключение автор выражает благодарность С. И. Вайнштейну за предложенную тему и постоянный интерес к работе.

Поступила 14 IV 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. **Вайнштейн С. И.** Функциональный подход к теории турбулентного динамо.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, № 4.
2. **Вайнштейн С. И.** Задача о магнитном поле в неоднородном турбулентном потоке.— ПМТФ, 1971, № 1.
3. **Лифшиц М. А., Цытович В. Н.** О спектрах магнитогидродинамической турбулентности в бесстолкновительной плазме.—«Ядерный синтез», 1970, т. 10, № 3.
4. **Кадомцев Б. Б.** Турбулентность плазмы.— В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М., Атомиздат, 1964.
5. **Зельдович Я. Б.** Магнитное поле в проводящей турбулентной жидкости при двумерном движении.— ЖЭТФ, 1956, т. 31, № 1.
6. **Вайнштейн С. И.** Задача о генерации магнитного поля при наличии акустической турбулентности.—«Докл. АН СССР», 1970, т. 195, № 4.

УДК 533.951 + 532.593

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

В. В. Закайдаков, В. С. Сынах

(*Новосибирск*)

Рассматриваются результаты численного моделирования распространения одномерных магнитогидродинамических ударных волн в неоднородной плазме с магнитным полем. Обсуждаются возможные применения для получения больших скоростей и температур, а также астрофизические приложения. Показано существенное влияние магнитного поля: в среде с убывающей плотностью эффект ускорения ударной волны усиливается.

В работе с помощью численного моделирования изучается распространение магнитогидродинамической (МГД) ударной волны в неоднородной плазме при наличии магнитного поля. Это представляет интерес для достижения больших скоростей и температур плазмы в экспериментальных условиях, для изучения распространения ударных волн в ионосфере, для