

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕЙ ПЛАЗМЫ НА РАСПАД НЕЙТРАЛЬНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

С.В. Буланов, Н.В. Сасоров, С.И. Сыроватский

При распаде токового слоя (ТС) образуются области перезамкнувшегося магнитного потока, бегущие вдоль слоя с сверхальфеновской скоростью. Их размер определяется электропроводностью в плазме вне ТС.

1. ТС привлекают к себе внимание как возможное место эффективной диссипации магнитного поля в плазме высокой проводимости [1–3]. В [4] показано, что разрывная неустойчивость [5, 6] в некоторых случаях приводит к распаду слоя и появлению электрических полей, ускоряющих заряженные частицы.

Из экспериментов по изучению ТС [7] следует вывод о пороговом характере образования разрыва в слое. Это объясняется стабилизирующим влиянием внешней плазмы [8]. Ниже мы исследуем ее влияние на динамику распадающегося ТС¹⁾.

Рассмотрим случай, когда поле не проникает в ТС (характерные масштабы превышают толщину слоя L и размер экранирования ЭМ поля). Для обсуждаемого вопроса предположение о толщине слоя ($L > r_H$ или $L < r_H$) и природа разрывной неустойчивости (резистивная [5] или бесстолкновительная мода [6]) несущественны, хотя условие возникновения разрыва зависит от этого.

2. Магнитное поле бесконечного ТС с разрывом шириной $2a$ (рис. 1), как функция комплексной переменной $\zeta = x + iy$, имеет вид [9]

$$\mathbf{H} = H_x + iH_y = H_0 \frac{\zeta}{(a^2 - \zeta^2)^{1/2}}. \quad (1)$$

¹⁾ Можно показать, что на линейной стадии плазма вне слоя сказывается несущественно на разрывной неустойчивости.

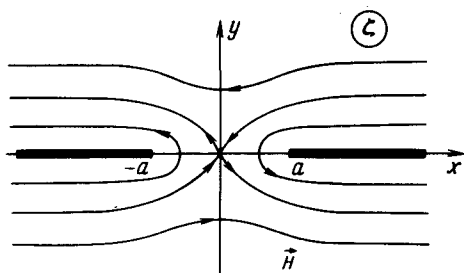


Рис. 1

Интегрируя тензор максвелловских натяжений по поверхности ТС, найдем силу на единицу длины в точке $\zeta = \pm a$ [9]

$$F(a) = H_0^2 a / 2. \quad (2)$$

В пренебрежении тепловыми эффектами, учет которых не меняет вывода о характере движения [4], запишем уравнение движения конца ТС

$$\frac{d}{dt} M(a) \frac{da}{dt} = F(a) \quad (3)$$

$M(a)$ — масса вовлеченной в движение плазмы, которую можно оценить как $M = n_s m_i a L$. Индекс s относится к слою, p — к внешней плазме. Отсюда получим, что движение конца ТС происходит равноускоренно

$$\dot{a}(t) = \pi v_A^2 t / L; \quad v_A = H_0 / (4\pi n_s m_i)^{1/2}. \quad (4)$$

3. Учет внешней плазмы ($M(a) = n_s m_i a L + n_p m_i a^2$) ограничивает скорость $a(t)$ величиной альфеновской скорости вне слоя $v_A^* = H_0 / (4\pi n_p m_i)^{1/2}$ и приводит к появлению экранирующего тока в разрыве на месте нулевой линии. Магнитная конфигурация трансформируется в приведенную на рис.2 и описывается выражением

$$\mathbf{H} = H_x + iH_y = H_0 \left(\frac{\zeta^2 - b^2}{a^2 - \zeta^2} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Натяжение силовых линий в точке $\zeta = \pm b$ равно нулю, а в точке $\zeta = \pm a$

$$F = H_0^2 (a^2 - b^2) / 2a. \quad (6)$$

Условие сохранения магнитного потока в разрыве¹⁾:

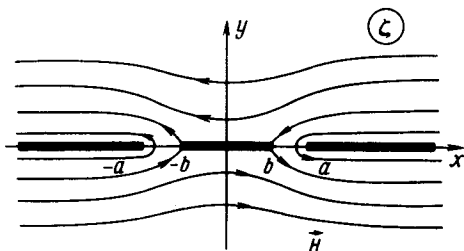
$$\delta \Phi = \text{Re} \left[iH_0 \int_b^a \left(\frac{\zeta^2 - b^2}{a^2 - \zeta^2} \right)^{1/2} d\zeta \right] = \text{const} = \frac{\pi H_0 d}{2} =$$

¹⁾ Это можно предположить, так как скорость движения разрыва превышает альфеновскую (см. ниже).

$$= H_0 \left[a E \left(\frac{(a^2 - b^2)^{1/2}}{a} \right) - \frac{b^2}{a} K \left(\frac{(a^2 - b^2)^{1/2}}{a} \right) \right] \quad (7)$$

$E(q)$ и $K(q)$ — полные эллиптические интегралы.

При $|a - b| \ll a$ получим, что $(a^2 - b^2)/a = \text{const} = d$. Следовательно, движение области перезамкнувшегося потока происходит с постоянной скоростью равной $\dot{a} = v_A(d/L)^{1/2} < v_A^*$.



4. Оценим ширину разрыва d как расстояние, на которое разойдутся куски ТС за время экранирования поля. В пределе применимости МГД описания внешней плазмы это время связано с проводимостью σ соотношением: $\tau = 4\pi\sigma d^2/c^2$. Подставляя зависимость (4), получим

$$d = L/\text{Re}_m^{2/3} ; \quad \text{Re}_m = 4\pi\sigma v_A L/c^2. \quad (8)$$

Re_m — магнитное число Рейнольдса. Если $\text{Re}_m \gg 1$ ($d \ll L$), разрывная мода стабилизируется на нелинейном уровне; для распада ТС ($d > L$) необходимо резкое падение электропроводности внешней плазмы например, из-за уменьшения ее концентрации и развития плазменной турбулентности.

В относительно слабых электрических полях

$$(m_e/m_i)^2 > E^2/4\pi n_p T_p \approx \left(\frac{n_s T_s}{n_p T_p} \right) \left(\frac{\dot{a}}{c} \right)^2 \quad (9)$$

плотность электрического тока, ограничена раскачкой ионного звука и равна $j = en_p v_{is} = en_p (T_p/m_i)^{1/2}$ [10]. Размер d найдем из уравнения $j = \text{rot } Hc/4\pi \approx H_0 c/4\pi d$

$$d = c \left(\frac{m_i n_s T_s}{4\pi n_p^2 e^2 T_p} \right)^{1/2} = \frac{c}{\omega_{pi}} \left(\frac{n_s T_s}{n_p T_p} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Условие разрыва ($d > L = v_{Ti} c/\omega_{pi} u_i$ [11]) $\frac{d}{L} \approx \frac{u_i}{v_{Ti}} \left(\frac{n_s T_s}{n_p T_p} \right)^{1/2} > 1$

(u_i — направленная скорость ионов в ТС), т.е. для $n_s \approx n_p$, $T_s \approx T_p$ эквивалентно требованию сравнимости толщины слоя с ионным лармо-

ровским радиусом. Если выполняется условие обратное (9), то $j = en_p v_{Te} (E^2/4\pi n_p T_p)^{1/4}$ [10] и

$$d = \left[L \left(\frac{c}{\omega_{pi}} \right)^4 \frac{m_e}{m_i} \frac{n_s T_s}{n_p T_p} \left(\frac{c}{v_{Te}} \right)^2 \right]^{1/5}. \quad (11)$$

Для применимости выражений (9) – (11) необходимо $j \perp \mathbf{H}$, что и выполняется в разрыве слоя.

В вакуумном приближении ($H^2 > 8\pi n_p m_e c^2$) оценим экранирующий ток вблизи нулевой линии ($\zeta \approx 0$ на рис. 1), где частицы незамагнитичены в области $|\zeta| < (m_e/m_i)^{1/6} (c^2 E d^2 / e H_0^2)^{1/3}$ [12]; $E = H_0 (a/c)|_{a=d}$. Если ларморовский радиус ионов больше этого размера, то

$$d = L \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/5} \left(\frac{n_s}{n_p} \right)^{3/5} \left(\frac{m_e c^2}{2\pi n_s L^2 e^2} \right)^{2/5}. \quad (12)$$

5. В эксперименте [7] $T_e \approx 30$ эв, $L \approx 0,6$ см, $n_p \approx 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $n_s \approx 8 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Для выражений (10), (11) $d \approx 7$ см, что сравнимо с экспериментальным значением $d \approx 2 \div 3$ см. Движение разрыва происходит со скоростью превышающей альфеновскую: в [7] $v_A \approx 5 \cdot 10^6$ см/сек, $a \approx 10^7$ см/сек.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 октября 1977 г.

Литература

- [1] Дж.Данжи. Космическая электродинамика. М., Атомиздат.
- [2] С.И.Сыроватский. Астрон. ж., 43, 349, 1966; ЖЭТФ, 60, 1, 1971.
- [3] V.M.Vasiliunas. Rev. of Geophys. and Sp. Phys., 13, 303, 1975.
- [4] С.В.Буланов, П.В.Сасоров. Препринт ФИАН, 1977, №119.
- [5] Н.Р.Furth, J.К.Killen, M.N.Rosenbluth. Phys. Fluids, 6, 459, 1963.
- [6] В.Сорпи, G.Laval. R.Rev. Lett., 16, 1207, 1966.
- [7] Н.П.Кирий, В.С.Марков, А.Г.Франк, А.З.Ходжаев. Физика плазмы, 3, 538, 1977.
- [8] С.И.Сыроватский. Изв. АН СССР, сер. физич., 39, 359, 1975.
- [9] Б.В.Сомов, С.И.Сыроватский. Изв. АН СССР, сер. физич., 39, 375, 1975.
- [10] Б.Б.Кадомцев. Коллективные явления в плазме, М., изд. Наука, 1976.
- [11] E.G.Harris. Nuovo Cim., 23, 115, 1962.
- [12] С.В.Буланов, С.И.Сыроватский. Труды ФИАН, 88, 114, М., изд. Наука, 1976.