

## МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДИФFUЗНОГО НЕЙТРАЛЬНОГО СЛОЯ И ВЗРЫВНАЯ ФАЗА СУББУРИ

*А.А.Галеев, Л.М.Зеленый*

В работе рассмотрена нелинейная теория разрывных неустойчивостей диффузного нейтрального слоя, возникающих из-за резонансного взаимодействия с электронами или ионами. Показано, что в достаточно тонких слоях возможно возникновение метастабильных состояний по отношению к раскачке ионной неустойчивости. Полученные результаты могут быть использованы для теоретического объяснения взрывной фазы магнитосферных суббурь.

Высвобождение энергии, запасенной в конфигурациях плазмы с самосогласованным магнитным полем с диффузным нейтральным слоем (например, в хвосте магнитосферы Земли) связывают с развитием разрывной моды неустойчивости плазмы [1].

Как было показано в [2] квазилинейные эффекты оказывают слабое влияние на развитие неустойчивости, так что возмущения дорастают до амплитуд, при которых следует учитывать нелинейные эффекты. Наиболее важным нелинейным эффектом является качественное изменение траекторий частиц в магнитном поле возмущения конечной амплитуды в узкой зоне вблизи нейтрального слоя, где плазма немагнитна и частицы могут эффективно обмениваться энергией с возму-

щением. При наложении большого числа мод с различными направлениями распространения в плоскости нейтрального слоя нелинейный эффект влияния магнитного поля возмущений на траектории частиц можно заменить эффектом наличия постоянной вертикальной к слою компоненты магнитного поля. Решение задачи об устойчивости нейтрального слоя с малой вертикальной компонентой важно также для определения момента формирования нейтральной линии в сильно сжатом хвосте магнитосферы Земли.

Если отношение нормальной компоненты магнитного поля  $B_z$  к невозмущенному полю  $B_{\bullet x}$  является величиной более высокого порядка малости, чем используемый параметр разложения  $\rho_j / L$  ( $\rho_j$  — лармовский радиус иона,  $L$  — характерный размер слоя), то в качестве равновесного состояния мы можем рассматривать хорошо известную конфигурацию Харриса [3]

$$B_x = B_{\bullet} \operatorname{th}(z/L) \quad , \quad n = \frac{n_0}{\operatorname{ch}^2(z/L)} \quad , \quad (1)$$

которая соответствует функциям распределения частиц по скоростям, имеющим постоянный сдвиг по  $y$ -компоненте скорости во всем нейтральном слое.

В этом случае задача об устойчивости плазмы относительно возмущений с векторным потенциалом:

$$A_y(\mathbf{r}, z, t) = A(z) e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (2)$$

сводится к решению задачи на собственные значения частоты для уравнения типа уравнения Шредингера:

$$\frac{d^2 A}{dz^2} - [k^2 + V_{\bullet}(z) + \sum_{j=i, e} V_j^{\langle}(z; \omega, k)] A = 0, \quad (3)$$

где:

$$V_{\bullet} = -2L^{-2} \operatorname{ch}^{-2}(z/L) \quad ,$$

$$V_j^{\langle} = \begin{cases} 0, & |z| > d_j \equiv \sqrt{\rho_j} L \\ \frac{2\omega_{pj}^2}{c^2} \int_0^{\infty} x e^{-x} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n'^2(\Lambda \sqrt{x}) dx \frac{\omega}{\omega - n\Omega_j + i0}, & |z| < d_j, \end{cases}$$

$$\omega_{pj}^2 = \frac{4\pi e_j^2 n_0}{m_j}, \quad \Lambda^2 = \frac{2k^2 T_j}{m_j \Omega_j^2}, \quad \Omega_j = \frac{e_j B_z}{m_j c}, \quad \rho_j^2 = \frac{2m_j c^2 T_j}{e_j^2 B_{\bullet}^2}$$

$J_n'$  — производная функция Бесселя по аргументу. Мы видим, что эффективная потенциальная энергия имеет форму мелкой ямы с высоким и

узким потенциальным барьером в середине ее (рис. 1), обязанным вкладу частиц из узкой области вблизи нейтрального слоя. В пределе плоского нейтрального слоя ( $B_z \equiv 0$ ) суммирование по "n" в уравнении (3) легко выполняется, и мы получаем:

$$V_j^< = - \frac{i \pi^{1/2} \omega}{|k| v_{Tj}} \frac{\omega_{pj}^2}{c^2} . \quad (4)$$

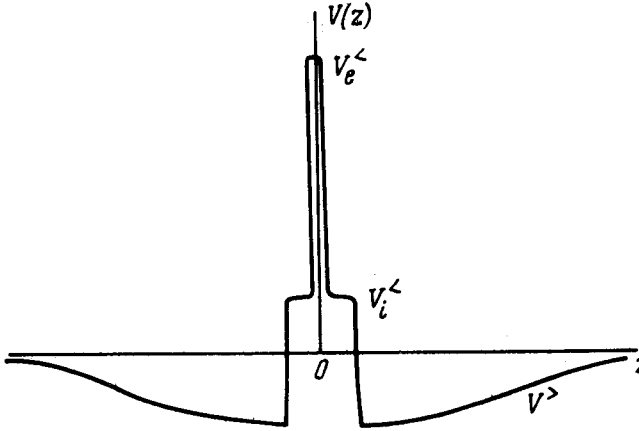


Рис. 1. Форма эффективного потенциала  $V_e^<(z)$

Мы видим, что предельная высота барьера<sup>1)</sup>

$$V_e^< d_e L < 1 , \quad (5)$$

при котором в мелкой потенциальной яме  $V_e^<(z)$  все еще имеется уровень "энергии"  $-k^2 \sim -L^{-2}$ , определяет максимальный инкремент электронной ветви неустойчивости  $\gamma_e \approx kv_{Te}(\rho_e/L)^{3/2}$ . При увеличении нормальной к слою компоненты магнитного поля при условии  $\Omega_e > \gamma_e$  становится невозможным Черенковское взаимодействие электронов с возмущением. Одновременно, нарушается условие (5) наличия отрицательного уровня энергии  $-k^2$  в широком интервале значений нормальной компоненты поля (рис. 2)

$$\epsilon_e^{5/2} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \approx b_{1e} < b \equiv \frac{B_z}{B_0} < b_{2e} = \epsilon_e^{1/4} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right)^{-1/2} . \quad (6)$$

Совершенно аналогично в интервале  $b_{1i} < b < b_{2i}$  происходит вытеснение уровня из-за частичной непроницаемости потенциального барьера  $V_i^<$ . Если параметры плазмы таковы, что  $b_{1i} > b_{2e}$ , то в "щели"  $b_{2e} < b < b_{1i}$  финитное возмущение существует и эффективно взаимодействует с ионами, что приводит к неустойчивости с инкрементом  $\gamma_i \sim (\rho_i/L)^{3/2} v_{Ti} / L$  (рис. 2).

<sup>1)</sup>Заметим, что уровни с  $k^2 \rightarrow 0$  исчезают лишь при полной непрозрачности барьера, т. е.  $V_e \sim d_e^{-2}$ . Однако столь длинноволновые возмущения не могут развиваться в нейтральном слое конечной длины  $\sim L$ .

Полная диаграмма устойчивости плазмы в плоскости параметров ( $b$ ,  $\epsilon_i$ ) изображена на рис. 3. Метастабильные состояния при  $b < b_{2e}$  являются неустойчивыми по отношению к возмущениям конечной амплитуды, выводящим параметр  $b$  в неустойчивую "щель". Наличие таких состояний, по-видимому, играет определяющую роль в процессах быстрой спонтанной перестройки топологии хвоста магнитосферы Земли, происходящих во время суббури. Согласно измерениям со спутников [4] на подготовительной стадии суббури происходит уменьшение нормальной к слою компоненты магнитного поля и утончение плазменного слоя,

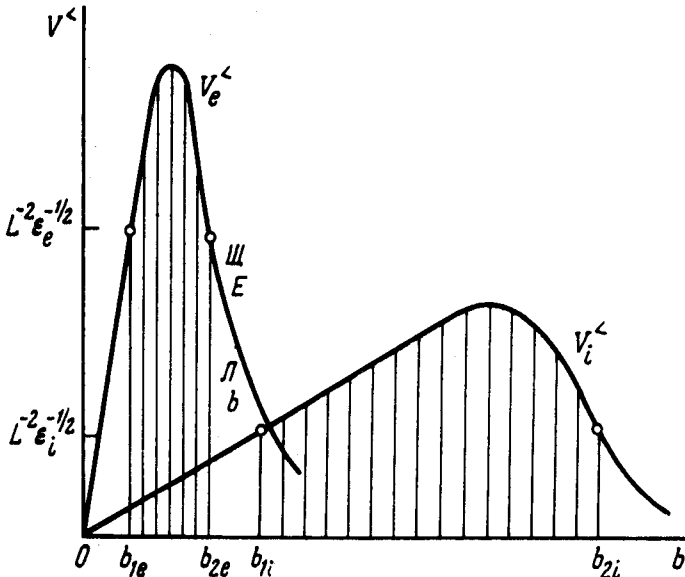


Рис. 2. Зависимость высоты потенциального барьера от нормальной компоненты поля

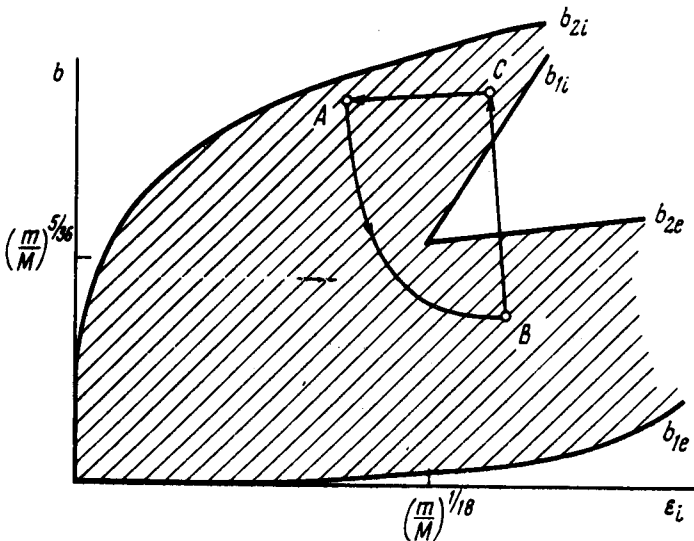


Рис. 3. Диаграмма устойчивости (область устойчивости заштрихована)

так что система переходит в метастабильное состояние  $B$  под щелью, откуда она имеет возможность спонтанно перейти в состояние  $C$  (рис. 3). Этот механизм быстрой спонтанной перестройки хвоста магнитосферы значительно облегчает построение теории взрывной фазы суббурь на основе разрывной неустойчивости нейтрального слоя [5, 6].

Авторы благодарят академика Р.З.Сагдеева за внимание к работе и полезные советы.

Институт космических исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
27 июня 1975 г.

### Литература

- [1] G.Laval, R.Pellat, M.Vuillemin. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. 2 IAEA, Vienna, 1966.
  - [2] А.А.Галеев, Л.М.Зеленый. ЖЭТФ, 69, 882, 1975.
  - [3] E.G.Harris. Nuovo Cim., 23, 115, 1962.
  - [4] C.T.Russell, R.L.Mc Pherron. Space Sci. Rev., 15, 205, 1973.
  - [5] B.Coppi, G.Laval, R.Pellat. Phys. Rev. Lett., 16, 1207, 1966.
  - [6] K.Shindler. J.Geophys. Res., 79, 2803, 1974.
-