

М. А. ГИНЦБУРГ

НОВЫЙ ТИП ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

(Представлено академиком Я. Б. Зельдовичем 19 XI 1973)

1. Вдоль границы двух изотропных сред могут распространяться поверхностные волны (п.в.) с амплитудой, убывающей по нормали к границе в обеих средах ⁽¹⁾. Механизм их распространения: в определенном частотном диапазоне электрическая проницаемость ϵ одной из сред отрицательна, плоская волна не может проникнуть в эту среду и стелется вдоль границы раздела, переходя в двумерную поверхностную волну. Соответственно условия распространения: $\epsilon_{\text{эф}} = (\tilde{\epsilon} + \epsilon) < 0$. Назовем такие п.в. поверхностными волнами первого рода.

Пусть теперь обе среды помещены в постоянное магнитное поле H_0 (рис. 1), $\theta = \pi/2$ и электрическая проницаемость — тензор ϵ_{ik} :

$$\epsilon_{ik} = \begin{vmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{vmatrix}, \quad \epsilon_{\perp} = \epsilon_1 - \frac{\epsilon_2^2}{\epsilon_1}, \quad \Gamma = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}.$$

Для определенности пусть обе среды 1 и 2 — плазмы различной плотности (параметры среды 2 будем отмечать тильдой ~).

Для волны $e^{\gamma y} e^{i(hx - \omega t)}$ имеем

$$E_x = -i \frac{\gamma + h\Gamma}{k_0 \epsilon_{\perp}} H_z, \quad E_y = \frac{\tilde{h} + \gamma\Gamma}{k_0 \epsilon_{\perp}} H_z.$$

Приравняв E_x и H_z на границе раздела, получим

$$\frac{-\gamma + h\Gamma}{\epsilon_{\perp}} = \frac{\tilde{\gamma} + h\tilde{\Gamma}}{\tilde{\epsilon}_{\perp}}. \tag{1}$$

Учитывая, что $k_0^2 \epsilon_{\perp} = h^2 - \gamma^2$, получим дисперсионное уравнение

$$\tilde{\epsilon}_{\perp} (u^2 - \epsilon_{\perp})^{1/2} + \epsilon_{\perp} (u^2 - \tilde{\epsilon}_{\perp})^{1/2} = u (\epsilon_{\perp} \tilde{\Gamma} - \tilde{\epsilon}_{\perp} \Gamma), \quad u = \frac{hc}{\omega}. \tag{2}$$

Как следует из (2), фазовая скорость и структура прямой ($u > 0$) и обратной ($u < 0$) волны различны. Но гиротропия может создавать и другой, более сильный эффект: различие в относительной гиротропии Γ граничащих сред может полностью скомпенсировать асимметрию, обусловленную неоднородностью волны (т. е. разницу в знаках при γ и $\tilde{\gamma}$ в уравнении (1), которую в п.в. 1-го рода компенсировало различие в знаках ϵ_{\perp} и $\tilde{\epsilon}_{\perp}$). Такие п.в., распространение которых возможно при одинаковых знаках эффективных проницаемостей граничащих сред (например, $\epsilon_{\perp} > 0$ и $\tilde{\epsilon}_{\perp} > 0$), мы назовем поверхностными волнами 2-го рода.

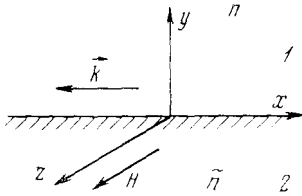


Рис. 1

В настоящей заметке найдены п.в. 2-го рода, которые во всем частотном диапазоне, в котором они возможны, распространяются только в одну сторону.

Для применимости приближения п.в. вида $e^{\gamma y} e^{i(hx - \omega t)}$ граница должна быть достаточно резкой ^(2, 3). Толщина границы между двумя плазмами

не меньше ларморова радиуса иона R_L . Поперечные длины рассматриваемых ниже ионных п.в. $1/\gamma \sim c/\tilde{\omega}_{0,i}$ — условие резкости границы для их распространения $c/\tilde{\omega}_{0,i} > R_L$ (т. е., раскрывая, $H_0^2 > 4\pi n_i T_i$) в достаточно холодной плазме может выполняться.

Итак, требуется найти решение уравнения (2) с учетом ионов. Выражения для ϵ_{\perp} и Γ как функций частоты и параметров плазмы достаточно громоздки. Даже без учета ионов они приводят к уравнениям высокой степени (восьмой и т. д. (5)) для границы плазма — вакуум. Поэтому воспользуемся обычным приемом — угадаем решение. Гиротропия значительна при гирочастоте ионов, соответственно положим частоту волны $\eta = \omega/\Omega \sim 1$.

Тогда громоздкие выражения для ϵ_{\perp} и Γ сразу упрощаются:

$$\epsilon_{\perp} \approx \epsilon_0 = 4\pi n M c^2 / H_0^2, \quad \Gamma \approx \eta. \quad (3)$$

Введем обозначения

$$\xi = \frac{\tilde{n}}{n} \frac{H^2}{H^2}, \quad \psi = \frac{H}{H}.$$

Тогда (2) принимает вид

$$\xi \sqrt{u^2 - \epsilon_0} + \sqrt{u^2 - \xi \epsilon_0} = u(\psi - \xi) \Gamma. \quad (4)$$

Его решение

$$u^2 = \frac{\xi \epsilon_0}{AB} (B - [(\xi + 1)^2 B^2 - (\xi - 1)^2 AB]^{1/2}), \quad (5)$$

$$A = (\xi + 1)^2 - \eta^2 (\psi - \xi)^2, \quad B = (\xi - 1)^2 - \eta^2 (\psi - \xi)^2.$$

При одинаковом магнитном поле $H_0 = \tilde{H}_0$

$$u^2 = \xi \epsilon_0 \frac{2\sqrt{\xi} \eta / \sqrt{\eta^2 - 1} + (1 + \xi)}{(1 + \xi)^2 - \eta^2 (\xi - 1)^2}. \quad (6)$$

Определим отсечку и резонанс. Распространение начинается при $\tilde{\gamma} = 0$, т. е. при $u^2 = \xi \epsilon_0$. Тогда из (4) находим

$$\eta_{\text{min}}^2 = \xi (\xi - 1) / (\psi - \xi)^2.$$

Устремляя $u^2 \rightarrow \infty$ находим из (4) частоту резонанса $\eta_{\text{max}} = (\xi + 1) / (\xi - 1)$, т. е.

$$\sqrt{\xi (\xi - 1)} / |\psi - \xi| < \eta < (\xi + 1) / (\xi - 1). \quad (7)$$

При $\eta = \eta_{\text{min}}$ длина волны $\lambda_{\parallel} = \frac{2\pi}{\Omega} \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0 \xi}} = \frac{2\pi c}{\tilde{\omega}_{0,i}}$; $\gamma = \sqrt{\epsilon_0} \sqrt{\xi - 1}$ — волна

проникает в менее плотную среду 1 на глубину $\lambda_{\perp} \gg \lambda_{\parallel}$, а в более плотной плазме 2 распространяется как плоская волна ($\tilde{\gamma} = 0$). Ее поляризация $\Pi = E_x/E_y = -i(\tilde{\gamma} + h\tilde{\Gamma}) / (h + \tilde{\gamma}\tilde{\Gamma})$. В среде 1 $\Pi = -i$, в среде 2 $\Pi = -i$. С ростом частоты волна прижимается к границе. Ее поляризация в среде 1 $\Pi = -i$, в среде 2 $\Pi = +i$. $\Pi = -i$ — направление вращения в магнито-звуковой волне, т. е. п.в. 2-го рода появляется на той ветви, где плоские одномерные волны возможны (они возможны на этой ветви при $\omega < \sqrt{\omega_H \Omega}$).

Второй эффект — перемена направления вращения в среде 2 в сторону вращения ионов $\Pi = +i$ — было бы желательно использовать для нагрева ионов.

2. Конкретные примеры ионных п.в. в космической плазме.

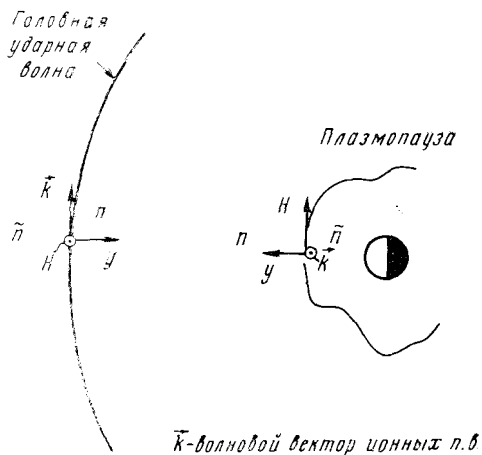


Рис. 2

«Эксплорера 33» и «Вега 3А»⁽⁷⁾ 12 VII 1966 г. $\tilde{n}=4 \text{ см}^{-3}$, $n=8 \text{ см}^{-3}$, $H_0=14$ гамм. Тогда $\xi=6,12$, $\psi=3,5$ и п.в. возможны в диапазоне $0,45 \text{ гц} < f < 0,57 \text{ гц}$.

Мы приняли здесь, что магнитное поле параллельно фронту ударной волны, различаясь в обеих средах только по абсолютной величине. В этом мы основывались на измерениях Ферфильда⁽⁸⁾ на спутнике «ИМП-2». В невозмущенном солнечном ветре поле составляет угол в 45° с линией Земля — Солнце, но с приближением к ударной волне оно (по измерениям⁽⁸⁾) меняет свое направление на касательное к фронту ударной волны.

В зависимости от направления в солнечном ветре поле на ударной волне может быть направлено с запада на восток либо с востока на запад. Соответственно п.в. будут распространяться либо только на север, либо только на юг и создадут северно-южную асимметрию магнитной возмущенности разного знака.

Отметим преимущество диагностики границ космической плазмы с помощью п.в. по сравнению с однократными измерениями в отдельных точках, которые могут дать спутники. П.в. усредняют параметры плазмы по всей длине границы.

Поступило
19 XI 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, 1958, § 68.
² М. А. Гинцбург, Тр. Инст. земн. магнетизма ионосферы и радиораспространения радиоволн АН СССР, в. 17, 208 (1960). ³ Т. Л. Винникова, М. А. Гинцбург, ЖТФ, т. 34, 818 (1964). ⁴ К. П. Степанов, ЖТФ, т. 35, 1849 (1965). ⁵ Н. Я. Коцаренко, Е. Л. Синкевич, А. М. Федоренко, ЖТФ, т. 41, 818 (1971). ⁶ R. Freeman, Докл. Международн. симпозиума. Физика магнитосферы, М., 1972, стр. 578. ⁷ Greenstadt et al., Cosmic Electrodynamics, v. 1, № 2, 160 (1970). ⁸ D. Fairfield, J. Geophys. Res., v. 72, 5865 (1967).