

04;09

О поверхностной TM -волне неколлинеарного типа на движущейся границе плазма–вакуум

© Н.С. Шевяхов

Ульяновское отделение Института радиотехники и электроники РАН
E-mail: ufire@mv.ru

Поступило в Редакцию 18 января 2002 г.

Рассмотрено существование и описаны дисперсионные свойства неколлинеарной электромагнитной поверхностной TM -волны на движущейся границе низкотемпературной изотропной бесстолкновительной плазмы с вакуумом. Установлено, что движение границы выводит волновую нормаль поверхностной волны из плоскости границы и отклоняет ее в сторону движения. Отмечается возможность существенного преобразования спектра поверхностной TM -волны движением границы в окрестности частоты отсечки.

Исследования [1–6] последних лет показали, что движущиеся межфазные границы твердых тел способны удерживать акустические поверхностные волны специфического неколлинеарного типа. Неколлинеарность этих волн выражается выходом волновой нормали из плоскости границы и отклонением в сторону движения на острый угол. Известный и многократно подтверждавшийся тезис Л.И. Мандельштама о единообразном проявлении колебательных и волновых процессов в системах различной физической природы [7] позволяет предположить, что указанное свойство не является атрибутом исключительно одних акустических волн. Следует ожидать, что в соответствующих условиях сходное поведение будут демонстрировать электромагнитные, плазменные и другие разновидности поверхностных волн.

В настоящем сообщении впервые показана возможность существования неколлинеарных электромагнитных поверхностных волн на движущейся с нерелятивистской скоростью границе плазмы и вакуума. Уточним, что речь идет о поверхностных электромагнитных TM -волнах, поведение которых на статичных (неподвижных) границах раздела плазменных и диэлектрических сред изучено довольно подробно [8].

Резкую движущуюся границу „плазма–вакуум“ в случае стационарной плазмы грубо можно рассматривать как геометрическую модель бегущего фронта фотоионизации разреженной межпланетной среды на границе тени за перемещающимся космическим телом, лишенным атмосферы.¹ При отсутствии внешнего магнитного поля освещенную область имеет смысл отождествлять с низкотемпературной изотропной плазмой [9], а зону тени — с вакуумом.

Бесстолкновительная холодная изотропная плазма, занимающая в лабораторной системе отсчета $xOyz$ область $y > V_s t$ ($V_s = \beta c$, V_s — скорость движения границы, c — скорость света, t — время), имеет плотность тока $\mathbf{j} \simeq -en_0\mathbf{v}$, где скорость электронов \mathbf{v} определится из уравнения движения $\partial\mathbf{v}/\partial t \simeq -e\mathbf{E}/m_e$. С учетом уравнений Максвелла электрическое поле \mathbf{E} в плазме будет поэтому удовлетворять уравнению

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \text{rot}(\text{rot } \mathbf{E}) + \frac{\Omega_e^2}{c^2} \mathbf{E} = 0. \quad (1)$$

Здесь $\Omega_e = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2}$ — плазменная частота, n_0 — концентрация электронов, e — заряд, а m_e — масса электрона. Поле \mathbf{E}_0 в вакууме ($y < V_s t$) является решением (1) при $\Omega_e = 0$.

Поверхностную ТМ-волну с полями $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ и $\mathbf{E}_0 = (E_x^{(0)}, E_y^{(0)})$ удобно рассматривать в системе покоя границы $\tilde{x}0\tilde{y}\tilde{z}$ с осью \tilde{z} в плоскости границы и осью \tilde{y} , нормальной к ней. При $\beta \ll 1$ связь систем координат $xOyz$ и $\tilde{x}0\tilde{y}\tilde{z}$ можно без ущерба для точности считать галилеевской: $x = \tilde{x}$, $z = \tilde{z}$, $t = \tilde{t}$, $y = \tilde{y} + V_s \tilde{t}$. Отсюда следует, что при переходе в систему покоя границы изменяется только временная производная: $\partial/\partial t \rightarrow \partial/\partial \tilde{t} - V_s \partial/\partial \tilde{y}$. Принимая во внимание данное обстоятельство и учитывая ограниченность полей \mathbf{E} , $\mathbf{E}_0 \sim \exp(i\phi_{\parallel})$, $\phi_{\parallel} = k_{\parallel} \tilde{x} - \Omega \tilde{t}$, на основании (1) получим

$$E_x = E_0 \exp(i\phi) \exp(-s\tilde{y}), \quad E_y = -\frac{ik_{\parallel}}{ip - s} E_x \quad (\tilde{y} > 0), \quad (2)$$

$$E_x^0 = E_0^{(0)} \exp(i\phi) \exp(s_0\tilde{y}), \quad E_y^{(0)} = -\frac{ik_{\parallel}}{ip + s_0} E_x \quad (\tilde{y} < 0). \quad (3)$$

¹ Другой пример такого рода — ионизируемый газ за фронтом ударной волны.

Величина $\phi = \phi_{\parallel} + p\tilde{y}$ представляет собой фазу колебаний TM -волны с учетом неколлинеарности ее волновой нормали, k_{\parallel} — продольная, а $p = k_{\perp}$ — поперечная составляющая волнового вектора, Ω — частота колебаний в системе покоя границы.

Степень неколлинеарности волны определяется величиной p , которая имеет вид

$$p = \frac{\Omega}{c} \frac{\beta}{1 - \beta^2}. \quad (4)$$

Выражение (4) вместе с (2), (3) и формулами

$$s^2 - s_0^2 = \frac{\Omega_e^2}{c^2(1 - \beta^2)}, \quad s_0 = \frac{1}{1 - \beta^2} \sqrt{(1 - \beta^2)k_{\parallel}^2 - \frac{\Omega^2}{c^2}} \quad (5)$$

характеризует изменение дисперсионных и структурных свойств поверхностной TM -волны, воспринимаемое наблюдателем в системе покоя границы как „набегание“ плазмы, адекватно принятому нерелятивистскому способу связи инерциальных систем отсчета. Необходимые для подстановки в стандартные граничные условия непрерывности при $\tilde{y} = 0$ тангенциальных компонент полей магнитные напряженности

$$H_z = c \frac{k_{\parallel}^2 - (ip - s)^2}{(ip - s)[i(\Omega + pV_s) - sV_s]} E_x, \quad \tilde{y} > 0, \quad (6)$$

$$H_z^{(0)} = c \frac{k_{\parallel}^2 - (ip + s_0)^2}{(ip + s_0)[i(\Omega + pV_s) + s_0V_s]} E_x^{(0)}, \quad \tilde{y} < 0, \quad (7)$$

получаются с учетом (2), (3) из уравнений Максвелла $c \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{H} / \partial t$, $c \operatorname{rot} \mathbf{E}^{(0)} = -\partial \mathbf{H}^{(0)} / \partial t$.

Сшивая магнитные поля (6), (7) в плоскости $\tilde{y} = 0$ и замечая, что $E_x|_{\tilde{y}=0} = E_x^{(0)}|_{\tilde{y}=0} \equiv E_0$, приходим после разделения вещественных и мнимых частей в образующемся дисперсионном соотношении к уравнениям

$$\frac{\Omega_e^2}{\omega^2 + s^2V_s^2} = s_0(1 - \beta^2) \frac{s + s_0}{p^2 + s_0^2}, \quad (8)$$

$$s\beta \frac{\Omega_e^2}{\omega^2 + s^2V_s^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \beta(1 - \beta^2) \frac{s + s_0}{p^2 + s_0^2}. \quad (9)$$

Уравнения (8), (9), где $\omega = \Omega + pV_s \equiv \Omega/(1 - \beta^2)$ — частота колебаний в лабораторной системе отсчета, не позволяют установить стандартную дисперсионную связь вида $\omega = \omega(K)$ при фиксированном $\beta \neq 0$. Причина заключается в переопределенности системы из-за неучета электронных соударений в плазме. Для бесстолкновительной плазмы связь полного волнового числа $K = (k_{\parallel}^2 + p^2)^{1/2}$ с ω можно, однако, получить по условию использования нерелятивистского приближения в асимптотическом пределе $\beta \rightarrow 0$. Тогда (9) удовлетворяется тождественно, а (8) ввиду равенства $(s + s_0)/(p^2 + s_0^2) \approx \Omega_e^2/\omega^2 \tilde{s}_0$ дает в первом порядке приближения к значениям $\tilde{s}_0 = s_0|_{\beta=0}$ и $\tilde{s} = s|_{\beta=0}$:

$$s_0 \approx \tilde{s}_0 \frac{\omega^2(1 - \beta^2)^{-1}}{\omega^2 + \tilde{s}^2 \beta^2 c^2}.$$

В результате частотную зависимость коэффициента амплитудного спада поля ТМ-волны в вакууме можно будет представить в виде

$$s_0 \approx \frac{\Omega_e}{c(1 - \beta^2)} \frac{\xi^4(1 - 2\xi^2)^{1/2}}{\xi^2(1 - 2\xi^2) + \beta^2(1 - \xi^2)^2}, \quad (10)$$

где $\xi = \omega/\Omega_e$. Пользуясь (10) и учитывая формулы (5), нетрудно определить все остальные характеристики ТМ-волны, включая и зависимость $\omega = \omega(K)$.

Сплошными линиями на рис. 1 показаны типичные спектры поверхностной ТМ-волны для медленно (кривая II) и очень медленно (кривая I) движущейся границы плазмы. Сверху их ограничивает частота отсечки $\omega^* = \Omega_e/\sqrt{2}$, снизу — штриховая кривая спектра поверхностной ТМ-волны на статичной границе (в коротковолновом пределе выходит на уровень частоты отсечки [8]), а слева — штриховая прямая спектра электромагнитных объемных волн в вакууме $\omega = Kc$. Движение границы приводит к характерному при двукратном вырождении мод петлеобразному повороту дисперсионных ветвей. При этом, как видно из рис. 2, именно в поворотной точке петли наблюдается максимум локализации колебаний полей поверхностной ТМ-волны. Аналогичные особенности отмечались в работах [4,5] для спектра магнитоупругой поверхностной волны на движущейся доменной стенке ферромагнетика. Там они объяснялись вырождением спектрального дуплета, составленного линией ферромагнитного резонанса (ФМР) для приграничных магнитоэластических колебаний и отщепленной от нее

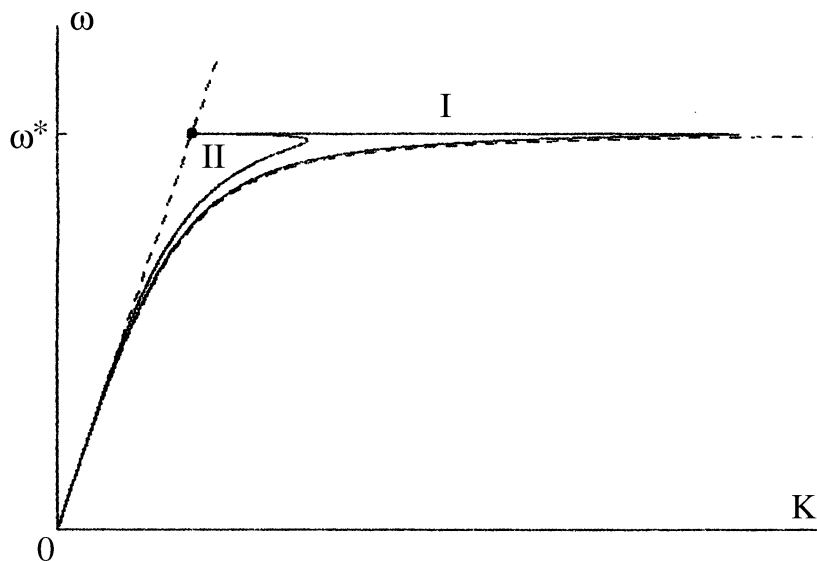


Рис. 1. Общая картина спектра поверхностной TM -волны на движущейся границе плазма–вакуум.

за счет действия магнитоотражающей коротковолновой границы спектра поверхностной магнитоупругой волны на неподвижной доменной стенке.

В случае поверхностной TM -волны место линии ФМР займет частота отсечки. По причине отсутствия при $\omega < \omega^*$ кроме ветви поверхностной TM -волны иных спектральных ветвей не ясна, однако, природа второй вырождаемой моды. Обратим в этой связи внимание на область частот $\omega > \omega^*$, где в полосе $\omega^* < \omega < \Omega_e$ уравнение (8) формально имеет при $\beta = 0$ решение в виде нераспространяющихся, нарастающих вдоль границы плазмы (случай чисто мнимых $k_{||}$) TM -колебаний. Указанное решение, конечно, не отвечает требованию ограниченности полей (2), (3), (6), (7) и, безусловно, должно отбрасываться как нефизическое. Вместе с тем оно имеет важную специфическую особенность: частота отсечки для него является такой же предельной частотой, как и для поверхностной TM -волны, только ограничивает

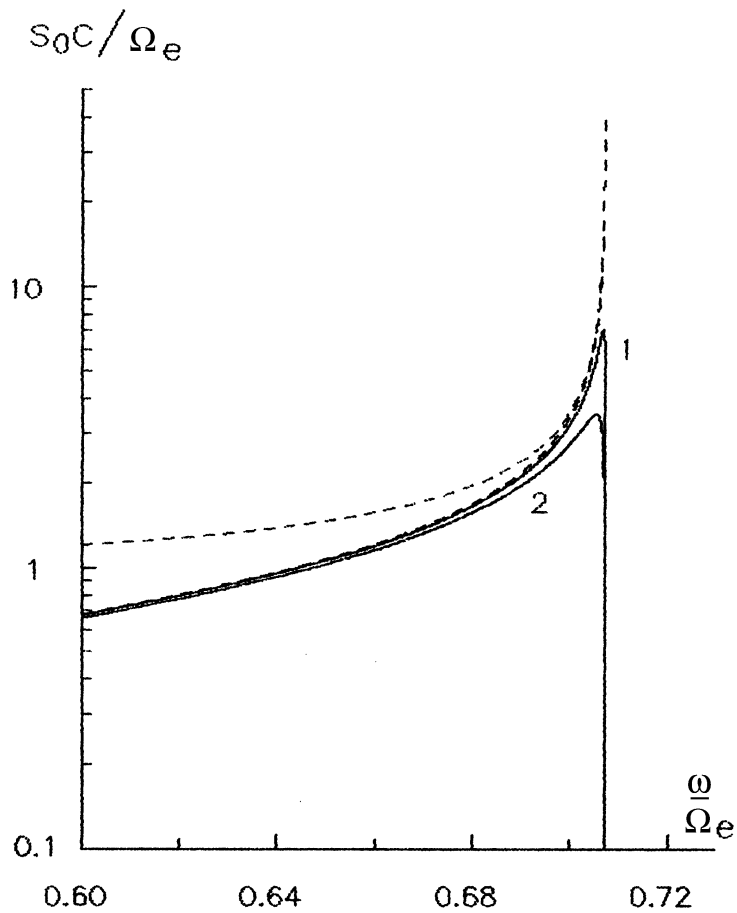


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента локализации s_0 поверхностной ТМ-волны на движущейся границе плазма-вакуум: 1 — $\beta = 0.05$, 2 — $\beta = 0.1$. Верхняя и нижняя штриховые кривые показывают соответственно ход зависимостей $s(\omega)$ и $s_0(\omega)$ в случае неподвижной границы.

спектр не сверху, а снизу. Налицо, таким образом, сингулярная связь этих решений по линии $\omega = \omega^*$, что в условиях преобразования мод движением границы приобретает принципиальное значение.

Данное обстоятельство позволяет рассматривать нарастающие TM -колебания как недостающую, причем виртуальную моду колебаний, которая при $\beta \neq 0$ вырождается с поверхностной TM -волной. В результате доплеровского понижения частоты и поворота волновой нормали она частью своей ветви, прилегающей к ω^* , попадает в физически разрешенную область спектра $\omega < \omega^*$, где и формирует возвратную (верхнюю) часть поворотной петли дисперсионной кривой.

В заключение отметим, что поверхностным TM -волнам на движущейся границе плазмы присущи и другие черты, характерные для неколлинеарных поверхностных волн [1–6]. Они демонстрируют относительность спектрального представления в зависимости от позиции наблюдателя, имеют общую в ω — K -плоскости верхнюю точку обрезания спектра (жирная точка на рис. 1) с полной делокализацией колебаний, с ростом скорости удерживающей границы делокализуются и увеличивают фазовую скорость, т.е. приближаются по своим спектральным показателям к волнам объемного распространения. Кроме этого, под влиянием движения границы имеет место увеличение удельной (приходящейся на единицу площади границы) средней энергии поверхностной TM -волны. Имеются и отличия; так, например, из-за отсутствия парциальных компонент типа приграничных электрических [1–3] или магнитоэлектрических [4,5] колебаний в полях поверхностной TM -волны нет доплеровских частотных раздвижек и не возникают соответственно биения колебаний полей.

Выполнение настоящей работы поддержано в рамках проекта ФЦП „Интеграция“ (код А 0066).

Список литературы

- [1] Шевяхов Н.С. // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 570–571.
- [2] Гуляев Ю.В., Ельмешкин О.Ю., Шевяхов Н.С. // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 3. С. 351–356.
- [3] Ельмешкин О.Ю., Шевяхов Н.С. // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 5. С. 35–43.
- [4] Вилков Е.А., Шавров В.Г., Шевяхов Н.С. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 17. С. 40–45.
- [5] Вилков Е.А., Шавров В.Г., Шевяхов Н.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44. № 8. С. 712–724.
- [6] Гуляев Ю.В., Шевяхов Н.С. // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 637–640.

- [7] *Мандельштам Л.И.* Лекции по теории колебаний. М.: Наука, 1972. 470 с.
- [8] *Кондратенко А.Н.* Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [9] *Железняков В.В.* Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. 432 с.