Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24 26 декабря 1989 г.

01; 09; 10

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ЧЕРЕНКОВСКИХ ВОЛН ТЕЧЕНИЕМ СРЕДЫ

И.А. Колмаков, Н.Н. Антонов

В работе [1] рассмотрено возбуждение сверхзвуковым пучком интерференционных волн излучения, аналогичного по форме проявления черенковскому излучению – акустическое черенковское излучение (АЧИ). В магнитной гидродинамике и физике плазмы также возможна генерация черенковских волн, например, при нелинейном взаимодействии двух пучков различных первичных волн – акустической и альвеновской (реализуемость такого взаимодействия отмечается в [2]). Существенно, что во всех этих случаях уровень черенковского излучения (ЧИ) при выполнении условий достаточно хорошей коллимированности пучков первичных волн невелик, что затрудняет практическое использование эффекта. Далее, на примере альвеновских волн будет показана возможность резкого увеличения уровня ЧИ.

Предполагается, что пучки альвеновских волн частоты ω_1 и акустических – ω_2 имеют неограниченную протяженность и исследуют возможность и условия получения ЧИ большой интенсивности.

Ограничимся случаем „холодной" плазмы, движущейся относительно излучателей с постоянной скоростью $\vec{U}$ в постоянном внешнем поле $\vec{B}_0 \parallel \vec{U}$. Диссипацией энергии пренебрегаем. Соответствующие уравнения задачи принимают вид

$$\rho\left\{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}+(\vec{U}\nabla)\vec{v}'+(\vec{v}'\nabla)\vec{v}'\right\}=-\mathrm{grad}\,P'+\frac{en}{c}\left[\vec{u}_i-\vec{u}_e,\vec{B}_0\right], \qquad (1)$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\rho_0\,\mathrm{div}\,\vec{v}'=0,\quad \mathrm{rot}\,\vec{H}'=\frac{4\pi}{c}\left\{\vec{j}^{\,e}+en(\vec{u}_i-\vec{u}_e)\right\}, \qquad (2),(3)$$

$$\frac{\partial\vec{B}'}{\partial t}=\mathrm{rot}\left[\vec{U},\vec{B}_0\right]+\mathrm{rot}\left[\vec{v}',\vec{B}_0\right],\quad P'\cong\rho' c_s^2, \qquad (4),(5)$$

где e, n – заряд и плотность частиц одного вида; $\vec{u}_i$, $\vec{u}_e$ – скорости ионов и электронов; c, c_s – скорость света и звука; $\vec{j}^{\,e}$ – плотность тока; штрихами обозначены возмущения переменных величин. Из уравнений (1–5) получаются волновые уравнения для $\vec{H}'$ и $\vec{v}'$. Рассмотрим одно из них – для колебательной скорости $\vec{v}'$:

$$\frac{\partial^2\vec{v}'}{\partial t^2}+(\vec{U}\nabla)\frac{\partial\vec{v}'}{\partial t}-c_s^2\nabla\,\mathrm{div}\,\vec{v}'-\left[\left\{\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\left[\vec{U},\vec{B}'\right]+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\,\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\left[\vec{v}',\vec{V}_A\right]\right\},\vec{V}_A\right]=-\frac{\partial}{\partial t}\left\{(\vec{v}_c'\nabla)\vec{v}_c'\right\}, \qquad (6)$$

где $V_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ – скорость альвеновской волны; $\vec{v}_c' = \vec{v}_1' + \vec{v}_2'$, $\vec{v}_1'$, $\vec{v}_2'$ – скорости первичных альвеновской и акустической волн.

В последующем предполагается, что $c \gg V_A \simeq c_S, U$; $\vec{k}_2 \parallel \vec{z}$; $\vec{k}_1, \vec{k}_c = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, $-\vec{U} \parallel -\vec{z}$, а первичные волны $\vec{v}_1', \vec{v}_2'$ изменяются гармонически, $\backsim exp\{i(\omega_{1,2}t \pm \vec{k}_{1,2}\vec{R})\}$. Уравнение (6) после перехода в систему координат $\xi' = z-(V_0-U)t$, $t'=t$, $r'=r$ при параболическом распределении „источников" – нелинейных волн суммарной частоты и для возмущений, не зависящих от времени, принимает вид

$$\frac{\partial^2 \vec{v}'}{\partial \xi'^2} + \gamma^{-2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial \vec{v}'}{\partial r'} + \frac{\partial^2 \vec{v}'}{\partial r'^2}\right) = \vec{N}\gamma^{-2} exp(-i\tilde{k}_c\xi - r^2/a^2), \tag{7}$$

где

$$\gamma^2 = \{1-(V_0-U)^2/V_A^2\}, \quad N = v_{01}' v_{02}'(\omega_1+\omega_2)(\omega_1 c_S - \omega_2 V_A)V_A^{-3}c_S^{-1};$$

$\tilde{k}_c = k_c(1-U/V_A)$; v_{01}', v_{02}' – амплитуды колебательных скоростей альвеновской и акустических волн; a – радиус пучков; V_0 – скорость движения „источников".

Решение уравнения (7), получаемое с помощью преобразования Фурье-Ханкеля и удовлетворяющее условию на бесконечности, имеет следующее асимптотическое выражение:

$$v' = \frac{\pi^2 a^2}{2} N \left\{\frac{2}{\pi k_c|\gamma| r}\right\}^{1/2} exp\left(-\frac{a^2|\gamma|^2\tilde{k}_c^2}{4}\right) sin\left\{\tilde{k}_c\left(\xi - |\gamma| r + \frac{\pi}{4}\right)\right\}. \tag{8}$$

Из (8) видно, что поверхности черенковских конусов не являются поверхностями разрывных решений, а изменяются в пространстве по гармоническому закону, определяемому аргументом синуса. Аналогичное (8) выражение получается и в случае возбуждения АЧИ двумя пучками акустических волн.

Рассчеты показывают, что для альвеновских волн и АЧИ отношения $v'/v_{0i}', \rho'/\rho_0 \backsim 10^{-8} \div 10^{-6}$, если $k_i a$ = 3–3.5 (i = 1, 2). При дальнейшем увеличении величины к а (с тем, чтобы выполнялось дифракционное условие: $k_i a \gg 1$) уровень ЧИ быстро падает. Влияние дифракции минимально при равной расходимости пучков первичных волн.

Таким образом, складывается ситуация, в которой основная часть энергии ЧИ (при выполнении условия $k_i a \gg 1$) „заперта" и рассеивается внутри пучка интерференционных волн („источников"). Однако „плененное" излучение можно высвободить, если на область источников (включая источники первичных волн) наложить течение (или перемещать излучатели относительно среды), при этом уровень ЧИ резко возрастает. В этом и состоит принципиально новый результат. Эффект неограниченного в рамках теории увеличения уровня ЧИ возможен при использовании рассмотренной выше схемы взаимодействия пучков и течения среды, когда $\omega_1 \gg \omega_2$, U, k_c –

однонаправленны. Действительно, из решения (8) и аналогичного для АЧИ следует, что

$$\Gamma = \left\{ \frac{2}{\pi k_c |\gamma| r} \right\}^{1/2} exp\left(- \frac{\tilde{k}_c^2 |\gamma|^2 \alpha^2}{4} \right) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi r'}}\ \frac{e^{-X}}{X^{1/4}}, \qquad (9)$$

где

$$X = \frac{\alpha^2}{4} k_c^2 \left(1 - \frac{U}{V_A}\right)^2 \left\{1 - (V_0 - U)^2 / V_A^2\right\},\ V_0 = V_A \frac{\omega_1 + \omega_2}{\omega_1 - \tilde{\omega}_2},\ \tilde{\omega}_2 = \omega_2 V_A c_s^{-1}. \qquad (10)$$

Из (9), (10) видно, что при $U/V_A = 2\omega_2 / (\omega_1 - \omega_2)$, $\Gamma = \infty$ и уровень ЧИ неограниченно растет. Следовательно, варьируя значениями ω_1, ω_2 и U, можно достичь ЧИ очень большой интенсивности, причем направление и величина ЧИ регулируемы.

Эффект усиления черенковского излучения возникает в связи с увеличением длины волны „источников": $\lambda_c = k_c / 2\pi$ при движении излучателей относительно среды. В результате „запертое" при U = 0 излучение выходит из области источников наружу.

Аналогичные результаты получаются при взаимодействии и других волн. Рассмотренный эффект наложения течения открывает новые возможности получения и использования остронаправленного, мощного и регулируемого излучения, создаваемого волновыми пучками.

Список литературы

[1] Колмаков И.А., Самарцев В.В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 2. С. 269-277.

[2] Электродинамика плазмы / Под ред. А.И. Ахиезера. М.: Наука, 1974. 720 с.

Поступило в Редакцию
5 апреля 1989 г.