

ВЫНУЖДЕННОЕ МАГНИТНОЕ РАССЕЯНИЕ (ВМР) ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

А.Ш.Абдуллаев¹⁾, Ю.М.Алиев, В.Ю.Быченков, А.А.Фролов

Выявлен новый механизм вынужденного рассеяния электромагнитного излучения в плазме на магнитных флуктуациях. Такой процесс характеризуется боковым рассеянием, поворотом вектора поляризации излучения и происходит без смещения частоты. Совокупность этих особенностей качественно отличает механизм ВМР от известных в плазме.

В настоящее время достаточно хорошо изучены такие параметрические неустойчивости в плазме как вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) и вынужденное тепловое рассеяние (ВТР)^{1, 2}. Знание свойств этих процессов составляет основу дистанционной диагностики плазмы, подвергающейся воздействию мощного электромагнитного излучения.

В настоящей работе сообщается о новом параметрическом процессе — вынужденном рассеянии на магнитных флуктуациях, свойства которого качественно отличаются от свойств ВРМБ, ВКР, ВТР и изучение которого открывает перспективы для более детальной, следовательно более надежной диагностики плазмы. Обнаруженная нами новая параметрическая неустойчивость отвечает возбуждению в плазме квазистатических возмущений магнитного поля и высокочастотной поперечной волны. Фактически это означает, что воздействующее на плазму электромагнитное излучение возбуждает непотенциальную аperiодическую неустойчивость, благодаря которой на нарастающих флуктуациях квазистатического магнитного поля происходит эффективное рассеяние волн накачки. При этом нами исследованы спектральные, угловые и поляризационные характеристики рассеянного излучения, обладающие рядом свойств, качественно отличающихся от известных ранее закономерностей в процессах ВРМБ, ВКР, ВТР.

Рассмотрим плазму, подвергающуюся воздействию электромагнитной волны накачки с частотой ω_0 , волновым вектором \mathbf{k}_0 и напряженностью электрического поля E_0 . Для описания взаимодействия волны накачки с плазмой воспользуемся уравнениями переноса для электронов (для средней скорости и тензора вязких напряжений) в десятимоментном приближении метода Грэда с учетом нелинейной (квадратичной по скорости) вязкости³, когда характерное время изменения гидродинамических величин и длина волны накачки велики по сравнению с длиной свободного пробега. Усредняя эти уравнения по периоду колебаний волны накачки, приходим к следующему соотношению, являющемуся аналогом закона Ома ($|e|B/m_e c \ll \nu_{ei}$):

$$j_k / \sigma = \left(E - \frac{1}{en_e} \nabla n_e T_e - \frac{e}{4m\omega_0^2} \nabla |\tilde{\mathbf{E}}|^2 \right)_k - \frac{e}{5a\omega_0^2 m_e} \frac{\partial}{\partial r_l} \times$$

$$\times \left(\tilde{E}_k \tilde{E}_l^* + \tilde{E}_k^* \tilde{E}_l - \frac{2}{3} \delta_{kl} |\tilde{\mathbf{E}}|^2 \right) - \frac{e^2}{5a^2 m_e^2 \omega_0^2 \nu_{ei} c} \frac{\partial}{\partial r_l} (\tilde{E}_l [\tilde{\mathbf{E}}^*, \mathbf{B}]_k + \tilde{E}_k [\tilde{\mathbf{E}}^*, \mathbf{B}]_l + \text{к.с.}). \quad (1)$$

Здесь \mathbf{j} и $\mathbf{E}(\mathbf{B})$ — плотность квазистатического тока и квазистатическое электрическое (магнитное) поле, $\sigma = e^2 n_e / m_e \nu_{ei}$ — электрическая проводимость плазмы, c — скорость света, ν_{ei} — частота электрон-ионных столкновений, $a = \frac{6}{5} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{2}z} \right)$, где z — кратность

¹⁾ Всесоюзный институт научной и технической информации АН СССР и ГКНТ.

ионизации ионов, $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ — быстропеременное (с частотой близкой к ω_0) поле в плазме

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_0 t} + \text{к. с. .}$$

Соотношение (1) в отсутствие последнего слагаемого отвечает результату работы ⁴ для пондеромоторной силы в сильностолкновительной плазме.

Дополняя уравнение (1) уравнениями для электромагнитных полей

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -c \operatorname{rot} \mathbf{E}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \\ \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial t} + \epsilon(\omega_0) \mathbf{E}_1 - \frac{c^2}{\omega_0^2} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}_1 &= i \frac{e \omega_{Le}^2}{m_e c \omega_0^3} [\mathbf{E}_1, \mathbf{B}] - \\ - \frac{ice}{m_e \omega_0^3} \{ [\operatorname{rot} \mathbf{B}, \operatorname{rot} \mathbf{E}_1] + \nabla_k (E_{1i} \operatorname{rot}_k \mathbf{B} + E_{1k} \operatorname{rot}_i \mathbf{B}) \} \end{aligned} \quad (2)$$

и вводя возмущения этих полей, после линеаризации (1), (2) получаем, что вопрос об устойчивости состояния плазмы, описываемого уравнениями (2), решается с помощью анализа дисперсионного уравнения ($|\omega| \ll \nu_{ei}$, $kv_{Te} \ll \nu_{ei}$)

$$\begin{aligned} \Gamma^2(\omega, \mathbf{k}) - \frac{\Gamma(\omega, \mathbf{k})}{5a} \left\{ \frac{2[\mathbf{k}, \mathbf{v}_E]^2}{av_{ei}} + i \frac{k^2 v_E^2 (\omega_{Le}^2 + c^2 k^2) \left(1 - \frac{k^2}{4k_0^2}\right)}{\omega_0 D_+} \right\} + \\ + \frac{(\mathbf{k} \mathbf{v}_E)^2 (\mathbf{v}_E [\mathbf{k}, \mathbf{k}_0])^2 (\omega_{Le}^2 + c^2 k^2)}{25c^2 \omega_0 k_0^2 D_+} \left\{ \frac{2}{av_{ei}} + i \frac{\omega_{Le}^2 + c^2 k^2}{\omega_0 D_+} \right\} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $D_{\pm} \equiv (\omega \pm \omega_0)^2 \epsilon(\omega \pm \omega_0) - c^2(\mathbf{k} + \mathbf{k}_0)^2$, $\epsilon(\omega_0)$ — диэлектрическая постоянная, $\mathbf{v}_E = e\mathbf{E}_0 / m_e \omega_0$, E_0 — амплитуда волны накачки,

$$\Gamma(\omega, \mathbf{k}) = -i\omega + \frac{c^2 k^2}{4\pi\sigma} + \frac{2(\mathbf{k} \mathbf{v}_E)^2}{5a^2 \nu_{ei}} + i \frac{(\mathbf{k} \mathbf{v}_E)^2 (\omega_{Le}^2 + c^2 k^2)}{5a \omega_0 D_+}$$

либо уравнения, отличающегося от (3) заменой D_+ на D_- .

В достаточно разреженной плазме $\omega_0^2 \gg \omega_{Le}^2$ максимум γ_m инкремента раскачки неустойчивости достигается при

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_E = 0, \quad k^2 = \mp 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_0 = \pm 2kk_0 \cos \varphi,$$

что отвечает $\operatorname{Re} \omega = 0$ и $\operatorname{Re} D_+ = 0$, т. е. раскачке аperiодической непотенциальной неустойчивости с возбуждением поперечной электромагнитной волны (рассеянной волны). Пороговое значение напряженности электрического поля накачки определяется соотношением

$$\frac{v_{E, \text{пор}}}{c} = \sqrt{5a} \frac{\nu_{ei}}{\omega_0}. \quad (4)$$

Порог (4) реализуется при $\varphi = 90^\circ \pm 45^\circ$. Вблизи порога неустойчивости для γ_m имеем

$$\gamma_m = \frac{\omega_{Le}^2}{2\omega_0^2} \nu_{ei} \left(\frac{v_E^2}{v_{E, \text{пор}}^2} - 1 \right). \quad (5)$$

При достаточно большом превышении порога, когда $v_E/c \gg \nu_{ei}/\omega_0$ максимальный инкре-

мент раскачки реализуется также при $\varphi_m = 90^\circ \pm 45^\circ$ и составляет величину

$$\gamma_m = \frac{1}{10a} \frac{v_E^2}{c^2} \frac{\omega_{Le}^2}{v_{ei}} \quad (6)$$

Волновой вектор рассеянных волн $\mathbf{k} \pm \mathbf{k}_0$ составляет угол 90° с волновым вектором \mathbf{k}_0 и лежит в плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{E}_0 . При этом рассеянная волна поляризована в этой же плоскости. Последнее является прямым следствием рассеяния на магнитных флуктуациях. Заметим, что строго говоря формулы (4) – (6) относятся к случаю полностью ионизованной плазмы. Однако, полученные результаты легко переносятся и на предел слабоионизованной плазмы. Тогда под величиной v_{ei} следует понимать частоту электрон-нейтральных столкновений, а вместо $a \approx 1$.

Таким образом, выявленная параметрическая неустойчивость отвечает рассеянию электромагнитной волны накачки на квазистатических возмущениях магнитного поля. Такой процесс характеризуется рассеянием в боковом направлении, поворотом вектора поляризации электромагнитной волны на 90° и происходит без смещения частоты. Совокупность этих особенностей отличает рассмотренный выше механизм рассеяния от известных ранее (ВРМБ, ВКР, ВТР).

Авторы благодарят В.П.Силина за полезные дискуссии и критические замечания.

Литература

1. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М.: Наука, 1973, с. 141.
2. Литвак А.Г., Миронов В.А. В сб. Тепловые нелинейные явления в плазме, г. Горький, 1979.
3. Силин В.П. Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971, с. 160.
4. Перель В.И., Пинский Я.М. ЖЭТФ, 1968, 54, 1889.