

УДК 533.922

К ТЕОРИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ
ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

А. В. АКОПЯН

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 июня 1983 г.)

В квазиклассическом приближении с учетом динамической поляризации плазмы изучается вопрос излучения продольных плазменных (ленгмюровских) волн, образованных при столкновении заряженных частиц. Получены спектры излучений, испускаемых медленными подтепловыми и быстрыми надтепловыми частицами в плазме.

Общая теория

Столкновения заряженных частиц в плазме могут привести к тормозному излучению разнообразных мод волн [1, 2]. В случае однородной, изотропной и изотермической плазмы помимо тормозного излучения поперечной электромагнитной волны (t -волны) может происходить также излучение продольной плазменной волны (l -волны) вблизи электронной ленгмюровской частоты ω_{pe} . Настоящая работа посвящена изучению этого процесса. Плазма, основное состояние которой является максвелловским, считается состоящей из ионов одного сорта и тепловых электронов.

Пусть в плазме сталкиваются две произвольные заряженные частицы сортов α и β . В квазиклассическом приближении введем $W_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{k})$ — вероятность того, что пробные заряды со скоростями $\mathbf{v}_\alpha$ и $\mathbf{v}_\beta$ при парном столкновении обмениваются импульсом $\mathbf{x}$ и испускают плазмон с волновым вектором $\mathbf{k}$. Согласно [3] имеем (далее $\hbar=1$)

$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{k}) = (2\pi)^3 |M|^2 \delta(\omega^l - \mathbf{k}\mathbf{v}_\alpha - (\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta)\mathbf{x}), \quad (1)$$

$$\omega^l = \text{Re } \omega, \quad \omega \simeq \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 d_e^2 \right) + i\gamma, \quad kd_e \ll 1, \quad \gamma \ll \omega_{pe},$$

где $d_e = v_{Te}/\omega_{pe}$ — дебаевский радиус для электронов плазмы, v_{Te} — средняя тепловая скорость электронов плазмы, γ — инкремент нарастания или декремент затухания волн.

В (1) M — матричный элемент перехода, для которого на основе метода, разработанного в [3], находим следующее выражение

$$M = \frac{e_\alpha e_\beta}{\pi} \sqrt{\frac{\omega_{pe}}{2}} \frac{\mathbf{k}}{k^2} \left\{ \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{\mathbf{k}\mathbf{x}}{x^2 \epsilon^l(\mathbf{x}, \mathbf{x}\mathbf{v}_\beta)} \frac{1}{(\omega_{pe} - \mathbf{k}\mathbf{v}_\alpha)^2} - \right. \\ \left. - \frac{e_\beta}{m_\beta} \frac{(\mathbf{k}, \mathbf{x} + \mathbf{k})}{|\mathbf{x} + \mathbf{k}|^2 \epsilon^l(\mathbf{x} + \mathbf{k}, (\mathbf{x} + \mathbf{k})\mathbf{v}_\alpha)} \frac{1}{(\omega_{pe} - \mathbf{k}\mathbf{v}_\beta)^2} + \right.$$

$$+ \frac{e}{m \omega_{pe}^2 \varepsilon^l(\mathbf{z}, \mathbf{z} \mathbf{v}_\beta) \varepsilon^{l*}(\mathbf{z} + \mathbf{k}, (\mathbf{z} + \mathbf{k}) \mathbf{v}_\alpha)} \left[\frac{\mathbf{k} \mathbf{z}}{x^2} (\varepsilon^{l(e)*}(\mathbf{z} + \mathbf{k}, (\mathbf{z} + \mathbf{k}) \mathbf{v}_\alpha) - 1) - \frac{(\mathbf{k}, \mathbf{z} + \mathbf{k})}{|\mathbf{z} + \mathbf{k}|^2} (\varepsilon^{l(e)}(\mathbf{z}, \mathbf{z} \mathbf{v}_\beta) - 1) \right] \Bigg\}. \quad (2)$$

Здесь e_α , e_β и m_α , m_β — заряды и массы пробных частиц, e , m — заряд и масса электрона, ε^l — диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon^{l(e)}$ — ее электронный компонент [4]. Всюду мы пренебрегаем членами, содержащими множитель m/m_i , где m_i — масса иона.

Матричный элемент (2) обладает наглядным физическим смыслом. Первые два члена в больших круглых скобках описывают конверсию виртуальных «волн» в реальные l -волны при комптоновском рассеянии на собственных зарядах пробных частиц. Третий член описывает конверсию при рассеянии на динамической поляризации плазмы. Связанное с последним эффектом излучение будем называть переходным тормозным излучением.

Выражения (1) и (2) позволяют вычислить величины, характеризующие излучение при столкновении произвольных нерелятивистских частиц. Для конкретности рассмотрим процессы излучения при столкновениях медленных и быстрых частиц.

Тормозное излучение подтепловых частиц

Пусть скорости пробных частиц удовлетворяют соотношениям

$$\sqrt{\frac{2\omega_{pe}}{m_\alpha}} \ll v_\alpha \ll v_{Te}, \quad \sqrt{\frac{2\omega_{pe}}{m_\beta}} \ll v_\beta \ll v_{Te}, \quad (3)$$

где левые части неравенств соответствуют условию применимости квазиклассического приближения. Из (1) и (2) следует, что при выполнении (3) основной вклад в излучение вносит обычный тормозной механизм, связанный с конверсией на собственных зарядах частиц.

Вычислим спектральную интенсивность спонтанного излучения l -волн, пользуясь формулой

$$\frac{dI_\omega}{d\omega} = \frac{\omega_{pe}^3}{3^{3/2} v_{Te}^3} W_{\alpha\beta}(\omega^l) \sqrt{\omega^{l2} - \omega_{pe}^2}, \quad (4)$$

где $W_{\alpha\beta}(\omega^l)$ — полная вероятность излучения. Выражение (4) справедливо только для узкого интервала частот вблизи плазменной частоты ω_{pe} . Используя (1)–(3) и проведя интегрирование по $\mathbf{z}$ и по телесному углу излучения, на основе (4) получим

$$\frac{dI_\omega}{d\omega} = \frac{32}{3^{5/2}} \frac{e_\alpha^2 e_\beta^2}{v_{Te}^3 |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta|} \frac{\sqrt{\omega^{l2} - \omega_{pe}^2}}{\omega_{pe}^2} \left(\frac{e_\alpha}{m_\alpha} - \frac{e_\beta}{m_\beta} \right)^2 \ln \frac{x_0 |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta|}{\omega_{pe}}, \quad (5)$$

где x_0 — наибольшее значение импульса обмена:

$$x_0 = \frac{\mu v^2}{2 e_\alpha e_\beta} \quad \text{при} \quad \frac{e_\alpha e_\beta}{v} \gg 1, \quad (6)$$

$$x_0 = \mu v \quad \text{при} \quad \frac{e_\alpha e_\beta}{v} \ll 1,$$

$v = |v_\alpha - v_\beta|$ — относительная скорость, $\mu = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ — приведенная масса частиц. При получении (5) считалось, что $x_0 \gg x_{\min}$, где $x_{\min} = \omega_{pe}/v$ — наименьшее значение импульса обмена. В (5) основной вклад вносят те столкновения, для которых прицельные параметры соударения меньше дебаевского радиуса плазмы.

Необходимо отметить, что формула (5) подобна аналогичному выражению для интенсивности тормозного излучения t -волн нерелятивистскими зарядами в вакууме [7]. Из (5), в частности, приходим к выражениям для интенсивности излучения L -волн при столкновении электрона с тяжелым ионом плазмы [1, 2].

Тормозное излучение надтепловых частиц

Рассмотрим другой предельный случай, когда скорости пробных частиц значительно превосходят v_{Te} . При этом ситуация усложняется, и с целью получения явных результатов будем делать следующие предположения:

- 1) частица сорта α — быстрый надтепловой электрон со скоростью

$$v_e \gg v_{Te}, \quad v_e \gg \sqrt{\frac{2\omega_{pe}}{m}}; \quad (7)$$

- 2) частица сорта β — тяжелый ион плазмы, смещением которого при соударениях мы пренебрегаем;

$$3) \quad x_0 \gg k, \quad x_0 \gg x_{\min} = \frac{|\omega_{pe} - kv_e|}{v_e}, \quad (8)$$

$$|\omega_{pe} - kv_e| \gg \gamma.$$

Здесь целесообразно найти интенсивность излучения, отнесенную к единице объема плазмы. Проведя для этого суммирование по всем ионам в единичном объеме плазмы и усреднив результат по ансамблю равномерно распределенных ионов, из (1) для полной вероятности излучения будем иметь

$$W_{el}(\omega^l) = (2\pi)^3 n_i \int |M|^2 F(x) \delta(\omega^l - kv_e - xv_e) dx d\Omega. \quad (9)$$

Здесь n_i — плотность ионов плазмы, $F(x)$ — фурье-образ ионного коррелятора в состоянии теплового равновесия, $d\Omega$ — элемент телесного угла излучения.

Пользуясь [5, 6], получаем

$$F(x) = 1 - \frac{Z}{Z+1} \frac{1}{1+x^2 d^2}, \quad (10)$$

где Z — заряд иона, $d = d_e/\sqrt{Z+1}$.

Найдем отдельно выражения для интенсивностей обоих типов излучения, не интересуясь при этом вкладом интерференционного члена в излучение. Из (2), (4), (9) и (10), используя (8), для обычного тормозного излучения получаем

$$\frac{dI_{\omega}^{(1)}}{d\omega} = \frac{8Z^2 e^6 \omega_{pe} n_i \sqrt{\omega^2 - \omega_{pe}^2}}{3^{5/2} m^2 v_e v_{Te} (\omega^2 - k^2 v_e^2)^2} \left[\ln(1 + x_0^2 d^2) - \frac{x_0^2 d^2}{1 + x_0^2 d^2} \left(1 + \frac{Z x_0^2 d^2}{2(Z+1)(1 + x_0^2 d^2)} \right) \right]. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при сильной дебаевской экранировке поля иона ($x_0 d \ll 1$), когда наименьший прицельный параметр соударения $r_{\min} \sim \sim 1/x_0 \gg d$, интенсивность обычного тормозного излучения падает по закону $dI_{\omega}^{(1)}/d\omega \sim (x_0 d)^4$. Что касается роли соударений, отнесенных к наибольшему прицельному параметру $r_{\max} \sim 1/x_{\min}$, то ввиду того, что $r_{\max} \gg d$, вкладами таких соударений можно пренебречь. Последний член в (11), содержащий в знаменателе $Z+1$, обуславливает влияние ионной парной корреляции.

Рассмотрим спектр переходного тормозного излучения. Упростив, согласно (7) и (8), соответствующую часть матричного элемента (2), с использованием (4), (9) и (10) получаем

$$\frac{dI_{\omega}^{(2)}}{d\omega} = \frac{8}{3^{5/2}} \frac{Z^2 e^6 n_i \omega_{pe}^3}{(Z+1)^2 m^2 k^4 v_{Te}^7} \left[\ln \frac{|\omega_{pe}^2 - k^2 v_e^2|}{\omega_{pe}^2} + \frac{k^2 v_e^2}{|\omega_{pe}^2 - k^2 v_e^2|} \right]. \quad (12)$$

Интенсивность (12) в основном обусловлена далекими соударениями, прицельные параметры которых $r_{\max} \gg d$. Это значит, что в отличие от обычного тормозного излучения переходное тормозное излучение беспрятственно произойдет и в плотной плазме при сильной дебаевской экранировке поля иона. Это связано с тем, что в плотной плазме сказывается заметное влияние динамической поляризации на конверсию виртуальных «волн» в реальные.

Заключение

Обсудим относительные вклады, вносимые обоими механизмами излучения. Из (11) и (12) следует, что в случае не слишком плотной плазмы, когда $x_0 d \gg 1$, как при больших ($\omega_{pe} \gg kv_e$), так и при малых ($\omega_{pe} \ll kv_e$) длинах волн

$$\frac{dI_{\omega}^{(2)}/d\omega}{dI_{\omega}^{(1)}/d\omega} \sim \frac{1}{(Z+1)^3} \left(\frac{v_e}{v_{Te}} \right)^4.$$

Следовательно, при умеренных значениях Z переходное тормозное излучение надтеплого электрона будет доминировать над обычным тормозным излучением.

С другой стороны, при существовании на общем фоне спектра излучения узкого диапазона частот

$$\gamma^2 \ll |\omega^2 - k^2 v_e^2| \ll (Z+1)^3 \left(\frac{v_{Te}}{v_e} \right)^2 k^2 v_{Te}^2$$

излучение в нем главным образом будет обусловлено уже обычным тормозным механизмом.

Таким образом, мы выяснили некоторые особенности зависимости тормозного излучения L -волн от параметров плазмы и пробных частиц. Полученные результаты, на наш взгляд, могут быть применены как для разреженной холодной плазмы, так и для горячей плотной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. Изд. Мир, М., 1971.
2. Даусон Дж. Излучение плазмы. В сб. «Физика высокотемпературной плазмы». Изд. Мир, М., 1972.
3. Акопян А. В., Цытович В. Н. Физика плазмы, 1, 673 (1975).
4. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Госатомиздат, М., 1961.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Изд. Наука, М., 1964.
6. Dawson I., Oberman C. Phys. Fluids, 6, 394 (1963).
7. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1969.

ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԼՆԳՄՅՈՒՐՑԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ԶԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ՏՆՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Կլազիկական մոտավորությամբ, հաշվի առնելով պլազմայի դինամիկ բևեռացումը, ուսումնասիրվում է լիցքավորված մասնիկների բախումների դեպքում երկայնական պլազմային (լնգ-մյուրյան) ալիքների ճառագայթման պրոցեսը: Որոշված են պլազմայում դանդաղ ընդլայնվող և արագ վերջերմային մասնիկների բախումների դեպքում արձակված ճառագայթման սպեկտրները:

TO THE THEORY OF BREMSSTRAHLUNG FROM ELECTRON LANGMUIR WAVES IN PLASMA

A. V. HAKOPYAN

Radiation of longitudinal plasma waves produced at the collisions of charged particles in plasma near the electron Langmuir frequency ω_{pe} has been investigated in quasi-classical approximation taking into account the dynamical polarization of plasma. Radiation spectra were obtained for limiting cases of slow subthermal as well as fast superthermal particles in plasma.