УДК 517.217

© Н.В. Грициенко, А.В. Латышев, А.А. Юшканов

К ТЕОРИИ ОТРАЖЕНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН ОТ ГРАНИЦЫ С ЗЕРКАЛЬНО–АККОМОДАЦИОННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Аннотация. Аналитически решена линеаризованная задача об отражении плазменной волны от границы полупространства. Рассматриваются зеркально–аккомодационные условия отражения волны от границы плазмы. Коэффициент отражения волны найден как функция исходных параметров задачи, показана его зависимость от коэффициента аккомодации нормального импульса электронов.

Ключевые слова: вырожденная плазма, полупространство, коэффициент аккомодации нормального импульса, зеркально-аккомодационное граничное условие, длинноволновой предел, коэффициент отражения волны

© N. Gritsienko, A. Latyshev, A. Yushkanov

ON THE THEORY OF PLASMA WAVE REFLECTION FROM A BOUNDARY WITH SPECULAR ACCOMMODATIVE BOUNDARY CONDITIONS

Abstract. In the present work linearized problem of plasma wave reflection from a boundary of a half-space is solved analytically. Specular accommodative boundary conditions of plasma reflection from plasma boundary are considered. Wave reflectance is found as a function of given parameters of the problem, and dependence of the reflectance on normal electron impulse accommodation coefficient is shown.

Keywords: degenerate plasma, half-space, normal electron impulse accommodation coefficient, wave reflectance, specular accommodative boundary conditions, long-wave limit.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение поведения вырожденной электронной плазмы, процессов, происходящих в плазме под действием электрического поля, плазменных волн становится всё более актуальным в наше время в связи с проблемами таких интенсивно развивающихся отраслей, как микроэлектроника, нанотехнологии и других областей научно-технического знания [1].

В данной работе аналитически решена линеаризованная задача об отражении плазменной волны от границы полупространства проводящей среды. Рассматриваются зеркально–аккомодационные условия для отражения электронов от границы.

Работа является продолжением исследований поведения электронной плазмы во внешнем продольном переменном электрическом поле [4 - 10].

При решении задачи автором рассматривается общий случай - учитывается аккомодация нормального импульса электронов при взаимодействии с поверхностью.

Получено выражение для коэффициента отражения волны и показано, что в случае, когда коэффициент аккомодации нормального импульса электронов принимает значение, равное нулю, коэффициент отражения волны выражается известной формулой, полученной ранее в [7, с. 20], [9, с. 253].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть вырожденная плазма занимает полупространство $x > 0$. Возьмём τ-модельное уравнение Больцмана [4, с. 488], [9, с. 229], [10]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v\frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + e_0 \boldsymbol{E}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = \nu(f_{eq} - f), \tag{1}$$

и уравнение Максвелла для электрического поля

$$\operatorname{div} \boldsymbol{E} = 4\pi\rho, \tag{2}$$

$$\rho = e_0 \int (f - f_0)\frac{2d^3 p}{(2\pi\hbar)^3}, \quad d^3 p = dp_x dp_y dp_z .$$

Здесь f_{eq} - локально-равновесная функция распределения Ферми, $f_{eq} = H(\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon)$, $H(x)$ - единичная «ступенька» Хэвисайда, f_0 - невозмущённая функция распределения Ферми (абсолютный фермиан), $f_0 = H(\varepsilon_F - \varepsilon)$, $p = mv$ - импульс электрона, $\varepsilon_F(t,x) = \dfrac{mv_F^2(t,x)}{2}$ - возмущённая кинетическая энергия Ферми, $\varepsilon = \dfrac{mv^2}{2}$ - кинетическая энергия электрона, $\varepsilon_F = \dfrac{m\boldsymbol{v}_F^2}{2}$ - невозмущённая кинетическая энергия Ферми, e_0 - заряд электрона, ρ - плотность заряда, $\hbar$ - постоянная Планка, ν - эффективная частота рассеяния электронов.

Линеаризуем функцию распределения электронов f и локально-равновесную функцию распределения f_{eq} относительно абсолютного фермиана $f_0(\varepsilon)$:

$$f = f_0(\varepsilon) + f_1(x, v_x, t), \tag{3}$$

$$f_{eq} = f_0(\varepsilon_F - \varepsilon) + (\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon)\delta(\varepsilon_F - \varepsilon). \tag{4}$$

Самосогласованное электрическое поле внутри плазмы $\boldsymbol{E}$ будем искать в виде $\boldsymbol{E} = (E(x)\exp(-i\omega \cdot t), 0, 0)$.

С помощью равенств (3) и (4) вместо уравнений (1) и (2) получаем следующие уравнения:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_x\frac{\partial f_1}{\partial x} + \nu f_1 = \delta(\varepsilon_F - \varepsilon)\left[e_0 \exp(-i\omega t)E(x)v_x + \nu(\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon_F)\right], \tag{5}$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{8\pi e_0}{(2\pi\hbar)^3} e^{i\omega\cdot t} \int f_1 d^3 p. \tag{6}$$

Из закона сохранения числа частиц

$$\int f_{eq} \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} d^3 p = \int f \ \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} d^3 p \tag{7}$$

определим величину $\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon_F$. Согласно (3), (4) получаем:

$$f_{eq} - f = (\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon_F)\delta(\varepsilon_F - \varepsilon) - f_1. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (7), имеем:

$$(\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon_F)\int \delta(\varepsilon_F - \varepsilon) d^3 p = \int f_1 d^3 p. \tag{9}$$

Из уравнения (5) следует, что функцию f_1 можно искать в виде

$$f_1 = e^{-i\omega t}\delta(\varepsilon_F - \varepsilon)\varepsilon_F h(x,\mu), \quad \mu = \frac{v_x}{v}. \tag{10}$$

Из выражения (10) следует, что функция $h(x,\mu)$ – безразмерная. Представим уравнения (5), (6) и (9) в виде, записанном относительно функции $h(x,\mu)$:

$$-i\omega\varepsilon_F h(x,\mu) + v_x \varepsilon_F \frac{\partial h}{\partial x} + \nu\varepsilon_F h(x,\mu) = e_0 v_x E(x) + \nu \cdot e^{i\omega t}(\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon_F), \tag{11}$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{8\pi e_0 \varepsilon_F}{(2\pi\hbar)^3}\int \delta(\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon) h(x,\mu) d^3 p, \tag{12}$$

$$e^{i\omega t}(\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon_F)\int \delta(\varepsilon_F - \varepsilon) d^3 p = \varepsilon_F \int \delta(\varepsilon_F - \varepsilon) h(x,\mu) d^3 p. \tag{13}$$

При помощи равенства (13) найдём:

$$(\varepsilon_F(t,x) - \varepsilon_F) = e^{-i\omega t}\frac{\varepsilon_F}{2}\int_{-1}^{1} h(x,\mu') d\mu'. \tag{14}$$

С помощью (14) равенства (11) и (12) преобразуются к следующему виду:

$$(\nu - i\omega)h(x,\mu) + v_F \mu \frac{\partial h(x,\mu)}{\partial x} = \frac{e_0 v_F \mu}{\varepsilon_F} E(x) + \frac{\nu}{2}\int_{-1}^{1} h(x,\mu') d\mu', \tag{15}$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{16\pi^2 e_0 \varepsilon_F m^2 v_F}{(2\pi\hbar)^3}\int_{-1}^{1} h(x,\mu') d\mu'. \tag{16}$$

Поделим обе части уравнения (15) на ν, в (15), (16) сделаем замену переменной: $x_1 = \frac{\nu x}{v_F}$, здесь x_1 - безразмерная координата. Введём безразмерную величину $k_1 = k\frac{v_F}{\omega_p}$; тогда $kx = \frac{k_1 x_1}{\varepsilon_1}$, где $\varepsilon_1 = \frac{\nu}{\omega_p}$. Тогда получим следующие уравнения:

$$\mu\frac{\partial h}{\partial x_1}+z_0h(x_1,\mu)=\mu e(x_1)+\frac{1}{2}\int\limits_{-1}^{1}h(x_1,\mu')d\mu', \tag{17}$$

где

$$z_0=1-i\frac{\omega}{\nu},$$

и

$$\frac{de(x_1)}{dx_1}=\frac{2\pi e_0^2}{\nu^2\pi^2 m}\left(\frac{v_F m}{\hbar}\right)^3\int\limits_{-1}^{1}h(x_1,\mu')d\mu', \tag{18}$$

где $e(x)=\dfrac{e_0 v_F}{\nu\varepsilon_F}E(x)$.

Воспользовавшись формулой $v_F=(3\pi^2 n)^{1/3}\dfrac{\hbar}{m}$, где n - концентрация (числовая плотность электронов), обозначив переменную x_1 снова через x, перепишем равенства (17) и (18) в безразмерном виде [4, с. 489], [6, с. 426], [7, с. 17], [9, с. 234]:

$$\mu\frac{\partial h(x,\mu)}{\partial x}+z_0h(x,\mu)=\mu e(x)+\frac{1}{2}\int\limits_{-1}^{1}h(x,\mu')d\mu', \tag{19}$$

$$\frac{de(x)}{dx}=\frac{3\omega_p^2}{2\nu^2}\int\limits_{-1}^{1}h(x,\mu')d\mu',\quad x>0,\quad |\mu|<1. \tag{20}$$

Здесь ω_p - ленгмюровская (собственная) частота плазмы, $\omega_p^2=\dfrac{4\pi e_0^2 n}{m}$.

Пусть на границу плазмы, лежащую в плоскости $x=0$, движется волна $E_1\exp(-i(kx/\varepsilon_1+\omega t))$, отражается волна $E_2\exp(i(kx/\varepsilon_1-\omega t))$, где k - волновое число, ω - частота колебаний волны, причём зависимость $\omega=\omega(k)$ определяется дисперсионным уравнением $\lambda(z)=0$ (определение дисперсионной функции $\lambda(z)$ см. ниже).

Требуется определить, какая часть энергии волны поглощается при отражении электронов от границы, а какая – отражается от границы плазмы, и найти сдвиг фазы волны, т.е. вычислить отношение амплитуд падающей и отражённой от границы волн и аргумент отношения амплитуд. Амплитуда E_1 задана, E_2 – неизвестная амплитуда, подлежащая отысканию из решения задачи. Амплитуда E_2 зависит от параметров задачи k и ε_1.

Условие на электрическое поле имеет вид:

$$e(0)=0. \tag{21}$$

Данное условие означает, что электрическое поле за пределами плазмы отсутствует.

Условие непротекания для функции распределения электронов записывается в виде:

$$\int_{-1}^{1} \mu h(0,\mu) d\mu = 0 \ . \qquad (22)$$

Зеркально–аккомодационное граничное условие на функцию распределения электронов имеет вид:

$$h(0,\mu) = h(0,-\mu) + A_1 + A_2\mu, \qquad 0 < \mu < 1 \ . \qquad (23)$$

Коэффициент аккомодации нормального импульса определяется следующим равенством:

$$\alpha_p = \frac{P_i - P_r}{P_i - P_s}, \qquad 0 \le \alpha_p \le 1, \qquad (24)$$

где P_i и P_r - потоки импульсов падающих на поверхность и отраженных от нее электронов, $P_i = \int_{-1}^{0} \mu^2 h(0,\mu) d\mu, \quad P_r = \int_{0}^{1} \mu^2 h(0,\mu) d\mu$, а P_s – поток импульса отраженных от поверхности таких электронов, которые находятся в термодинамическом равновесии со стенкой,

$$P_s = \int_{0}^{1} \mu^2 h_s(\mu) d\mu \ ,$$

где $h_s(\mu) = A_s, \quad 0 < \mu < 1.$

Равновесная функция распределения $h_s(\mu)$ должна также удовлетворять условию непротекания, которое для нее имеет следующий вид:

$$\int_{-1}^{0} \mu h(0,\mu) d\mu + \int_{0}^{1} \mu h_s(\mu) d\mu = 0.$$

Константы A_1 и A_2 определяются из условия непротекания (22), граничных условий (23) и определения коэффициента аккомодации нормального импульса электронов (24).

Условие непротекания приводит к уравнению - условию на поле:

$$E_1 + E_2 + \int_{0}^{1} E(\eta) d\eta = 0. \qquad (25)$$

Определение функции $E(\eta)$ см. ниже – это второе уравнение из системы (29).

Вычислим полный поток импульса $P_0 = P_i + P_r$. Получаем, что

$$P_0 = 2P_r - \frac{1}{3}A_1 - \frac{1}{4}A_2 \ .$$

Тогда из определения коэффициента аккомодации нормального импульса (24) и условий непротекания выводим следующее уравнение:

$$\alpha_p P_r + (1-\alpha_p)\left(\frac{1}{3}A_1 + \frac{1}{4}A_2\right) - \frac{1}{3}A_s\alpha_p = 0 \ . \qquad (26)$$

Первое равенство из условия непротекания (22) при подстановке выражения (23) для функции распределения электронов даёт $A_1 = -\frac{2}{3}A_2$, из второго получаем $A_s = 2\int\limits_0^1 \mu \cdot h(0,\mu)d\mu$; при подстановке полученных выражений в (26) приходим к соотношению, которое понадобится нам в дальнейшем:

$$\int\limits_0^1 \left(\mu^2 - \frac{2}{3}\mu\right) h(0,\mu)d\mu + \frac{1}{36}A_2\frac{1-\alpha_p}{\alpha_p} = 0 \ . \qquad (27)$$

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Следуя методу Фурье разделения переменных, получаем характеристическую систему уравнений. Не выписывая эту систему, в пространстве обобщенных функций находим её собственные функции:

$$\Phi(\eta,\mu) = F(\eta,\mu)\frac{E(\eta)}{z_0},$$

$$F(\eta,\mu) = P\frac{\mu\eta - \eta_1^2}{\eta - \mu} - 2\eta_1^2 z_0 \frac{\lambda(\eta)}{\eta}\delta(\eta - \mu) \ , \qquad (28)$$

где $\lambda(z)$ – дисперсионная функция задачи (см. [4, с. 491], [6, с. 427], [7, с. 18]),

$$\lambda(z) = 1 - \frac{z}{2\eta_1^2 z_0}\int\limits_{-1}^{1}\frac{\mu z - \eta_1^2}{\mu - z}d\mu \ , \qquad \eta_1^2 = \frac{\varepsilon_1}{3}\frac{\nu - i\omega_p}{\omega_p}.$$

Система уравнений (19)-(20) с граничными условиями (23) имеет решение, представимое в виде разложения по собственным функциям характеристической системы:

$$h(x,\mu) = \frac{E_2}{z_0}\frac{\eta_0\mu - \eta_1^2}{\eta_0 - \mu}e^{i\frac{kx}{\varepsilon_1}} + \frac{E_1}{z_0}\frac{\eta_0\mu + \eta_1^2}{\eta_0 + \mu}e^{-i\frac{kx}{\varepsilon_1}} + \frac{1}{z_0}\int\limits_0^1 e^{-z_0\frac{x}{\eta}}F(\eta,\mu)E(\eta)d\eta,$$

$$e(x) = E_2 e^{i\frac{kx}{\varepsilon_1}} + E_1 e^{-i\frac{kx}{\varepsilon_1}} + \int\limits_0^1 e^{-z_0\frac{x}{\eta}}E(\eta)d\eta, \qquad (29)$$

где $\pm\eta_0$ - нули дисперсионной функции $\lambda(z)$, вместе с точкой $\eta_i=\infty$ составляющие дискретный спектр задачи, $E(\eta)$– неизвестная функция, называемая коэффициентом непрерывного спектра [4, с. 494], [7, с. 19], [9, с. 240].

Для решения задачи подставим представление функции распределения электронов (29) в первое из граничных условий (23), получим следующее уравнение:

$$(E_1+E_2)\varphi(\mu)+\int_0^1[F(\eta,\mu)-F(\eta,-\mu)]E(\eta)d\eta=z_0A_1+z_0A_2\mu \ , \tag{30}$$

где

$$\varphi(\mu)=\frac{\eta_0\mu-\eta_1^2}{\eta_0-\mu}+\frac{\eta_0\mu+\eta_1^2}{\eta_0+\mu} \ .$$

Продолжим функцию $E(\eta)$в отрицательную полуось чётным образом, так чтобы выполнялось $E(\eta)=E(-\eta)$, и распространим уравнение (30) в интервал $(-1;1)$ нечётным образом. В результате получаем следующее интегральное уравнение [6, с. 429], [9, с. 244]:

$$\left(E_1+E_2\right)\varphi(\mu)+\int_{-1}^1F(\eta,\mu)E(\eta)d\eta-z_0A_2\mu=z_0A_1\operatorname{sgn}\mu,\ -1<\mu<1 \ . \tag{31}$$

Подставим в полученное уравнение (31) собственные функции непрерывного спектра (28), получаем сингулярное интегральное уравнение с ядром Коши:

$$(E_1+E_2)\varphi(\mu)+\int_{-1}^1\frac{\eta\mu-\eta_1^2}{\eta-\mu}E(\eta)d\eta-2\eta_1^2z_0\,\frac{\lambda(\mu)}{\mu}E(\mu)-z_0A_2\mu=z_0A_1\operatorname{sgn}\mu. \ . \tag{32}$$

Введём вспомогательную функцию:

$$M(z)=\int_{-1}^1\frac{\eta z-\eta_1^2}{\eta-z}E(\eta)d\eta \ . \tag{33}$$

При помощи формул Сохоцкого для функций $M(z)$и $\lambda(z)$:

$$\begin{aligned}&M^+(\mu)-M^-(\mu)=2\pi\cdot i(\mu^2-\eta_1^2)E(\mu),\\&\lambda^+(\mu)-\lambda^-(\mu)=\frac{i\pi}{\eta_1^2z_0}\,\mu\left(\eta_1^2-\mu^2\right)\end{aligned} \tag{34}$$

преобразуем уравнение (32) к краевой задаче Римана, а именно к задаче определения функции по её скачку [9, с. 244] :

$$\lambda^{+}(\mu)[\varphi(\mu)(E_1+E_2)+M^{+}(\mu)-z_0A_2\mu]-$$
$$-\lambda^{+}(\mu)[\varphi(\mu)(E_1+E_2)+M^{+}(\mu)-z_0A_2\mu]=\frac{i\pi}{\eta_1^2 z_0}z_0A_1\mu(\eta_1^2-\mu)\operatorname{sgn}\mu. \tag{35}$$

Общее решение задачи (35) имеет вид:

$$\lambda(z)[\varphi(z)(E_1+E_2)+M(z)-z_0A_2z]=-\frac{z_0A_1}{2\eta_1^2 z_0}\int\limits_{-1}^{1}\frac{\mu(\mu^2-\eta_1^2)\operatorname{sgn}\mu}{\mu-z}d\mu+C_1z.$$

Введём вспомогательную функцию:

$$T(z)=\frac{1}{2\eta_1^2 z_0}\int\limits_{-1}^{1}\frac{\mu(\mu^2-\eta_1^2)\operatorname{sgn}\mu}{\mu-z}d\mu\ .$$

Тогда общее решение задачи с помощью этой функции записывается в виде:

$$M(z)=-\varphi(z)(E_1+E_2)+z_0A_2z-z_0A_1\frac{T(z)}{\lambda(z)}+\frac{C_1z}{\lambda(z)}, \tag{36}$$

где C_1 - произвольная постоянная.

Устраняя полюсы у решения (36) в бесконечно удалённой точке, получим:

$$C_1=-z_0A_2\lambda_\infty\ ,$$

$$z_0A_2=\frac{(E_1+E_2)\lambda'(\eta_0)(\eta_1^2-\eta_0^2)}{(2/3)T(\eta_0)-\lambda_\infty\eta_0},$$

где λ_∞ выражается следующей формулой [7, с. 19], [9, с. 23]:

$$\lambda_\infty=1-\frac{1}{z_0}+\frac{1}{3z_0\eta_1^2},$$

а также

$$\lambda'(z)=\frac{1}{\eta_1^2 z_0}\left[-2z-z^2\ln\frac{1-z}{1+z}+\left(\eta_1^2-z^2\right)\left(\frac{1}{2}\ln\frac{1-z}{1+z}-\frac{z}{1-z^2}\right)\right],$$
$$T(z)=\frac{z}{2\eta_1^2 z_0}\int\limits_0^1\left(\mu^2-\eta_1^2\right)\left(\frac{1}{\mu-z}+\frac{1}{\mu+z}\right)d\mu.$$

Коэффициент непрерывного спектра $E(\eta)$ найдём из первой формулы Сохоцкого (34) для функции $M(z)$:

$$E(\mu)=\frac{1}{2\pi i(\mu^2-\eta_1^2)}\Big(M^+(\mu)-M^-(\mu)\Big). \tag{37}$$

Подставляя в уравнение (27) выражение для функции распределения (29) и коэффициент непрерывного спектра (37), получаем и интегральное уравнение Фредгольма:

$$\frac{E_1}{z_0}m(-\eta_0)+\frac{E_2}{z_0}m(\eta_0)+\frac{1}{z_0}\int\limits_0^1 m(\eta)E(\eta)d\eta=-\frac{1}{36}A_2\frac{1-\alpha_p}{\alpha_p},$$

где введено обозначение:

$$m(\eta)=\int\limits_0^1(\mu^2-\frac{2}{3}\mu)F(\eta,\mu)d\mu.$$

Так как величины $\pm\eta_0$ обращают в нуль значение дисперсионной функции $\lambda(z)$ [4, с. 494], [7, с. 19], [9, с. 240], то отсюда нетрудно вывести следующие два равенства:

$$m(\pm\eta_0)=(\eta_0^2-\eta_1^2)\left[-\frac{1}{2}+\left(1\pm\eta_0\ln\frac{\eta_0\mp1}{\eta_0}\right)\left(\frac{2}{3}\mp\eta_0\right)\right],$$

$$m(\eta)=(\eta^2-\eta_1^2)\left[-\frac{1}{2}+\left(1+\eta\ln\frac{\eta-1}{\eta}\right)\left(\frac{2}{3}-\eta\right)\right]+2\eta_1^2z_0\lambda(\eta)\left(\frac{2}{3}-\eta\right).$$

Из формул Сохоцкого (34) и выражения (36) для общего решения задачи получим явное представление для коэффициента непрерывного спектра задачи:

$$E(\eta)=\frac{1}{2\pi i(\eta^2-\eta_1^2)}\left[C_1\eta\left(\frac{1}{\lambda^+(\eta)}-\frac{1}{\lambda^-(\eta)}\right)+\frac{2}{3}A_2z_0\left(\frac{T^+(\eta)}{\lambda^+(\eta)}-\frac{T^-(\eta)}{\lambda^-(\eta)}\right)\right].$$

Пользуясь этими равенствами, приходим к выражению искомой амплитуды отражённой волны:

$$E_2=-\frac{m(-\eta_0)-L(\eta_0)N(\eta_0)}{m(\eta_0)-L(\eta_0)N(\eta_0)}\cdot E_1, \tag{38}$$

что и заканчивает решение задачи.

Здесь

$$L(\eta_0)=\frac{(\eta_1^2-\eta_0^2)\lambda'(\eta_0)}{2T(\eta_0)-3\eta_0\lambda_\infty},\qquad N(\eta_0)=\frac{2}{z_0}\int\limits_0^1 m(\eta)Q(\eta)d\eta-\frac{1-\alpha_p}{\alpha_p},$$

$$Q(\eta)=-\frac{z_0}{2\pi i(\mu^2-\eta_1^2)}\left[\left(\frac{1}{\lambda^+(\eta)}-\frac{1}{\lambda^-(\eta)}\right)-\frac{2}{3}\left(\frac{T^+(\eta)}{\lambda^+(\eta)}-\frac{T^-(\eta)}{\lambda^-(\eta)}\right)\right].$$

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе формулы (38) для коэффициента отражения плазменной волны $R = \left|\dfrac{E_2}{E_1}\right|^2$ мы получили выражение:

$$R = \left|\frac{m(-\eta_0) - L(\eta_0)N(\eta_0)}{m(-\eta_0) - L(\eta_0)N(\eta_0)}\right|^2 .$$

Численные расчеты показывают, что в случае длинноволнового предела (при $k \to 0, \varepsilon_1 \to 0$) значение коэффициента отражения R оказывается близким к единице.

Рассмотрим предельный случай, когда значение коэффициента аккомодации нормального импульса электронов стремится к нулю, т.е. $\alpha_p \to 0$. Рассмотрим соотношение (38), записав явное выражение для функции $N(\eta_0)$, получим:

$$\frac{E_2}{E_1} = -\frac{m(-\eta_0) - L(\eta_0)\left(\dfrac{2}{z_0}\displaystyle\int_0^1 m(\eta)Q(\eta)d\eta - \dfrac{1-\alpha_p}{\alpha_p}\right)}{m(\eta_0) - L(\eta_0)\left(\dfrac{2}{z_0}\displaystyle\int_0^1 m(\eta)Q(\eta)d\eta - \dfrac{1-\alpha_p}{\alpha_p}\right)} .$$

Умножая числитель и знаменатель дроби на α_p, и, учитывая, что $\alpha_p \to 0$, имеем: $\dfrac{E_2}{E_1} = -\dfrac{(1-\alpha_p)L(\eta_0)}{(1-\alpha_p)L(\eta_0)} = -1$. Это означает, что из полученного нами выражения для коэффициента отражения вытекает известный ранее результат – значение отношения амплитуд отражённой и падающей волн при условии чисто зеркального отражения от границы без учёта аккомодации нормального импульса электронов [7, с. 20], [9, с. 253] равно -1, т.е. амплитуда отражённой волны сохраняется, а её фаза изменяется на 180°.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Веденяпин В.В.* Кинетические уравнения Больцмана и Власова. М.: Физматлит, 2001. 101 С.
2. *Гахов Ф.Д.* Краевые задачи. М.: Наука, 1977, 640 с.
3. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, 528 с.
4. *Латышев А.В., Юшканов А.А.* Вырожденная плазма в полупространстве во внешнем электрическом поле // ТМФ. 2006. Т.147, №3, с. 487-502.
5. *Латышев А.В., Юшканов А.А.* Вырожденная плазма в полупространстве во внешнем электрическом поле вблизи резонанса // ФТТ. 2006. Т.48, вып. 12, с. 2113-2118.
6. *Латышев А.В., Юшканов А.А.* Отражение плазменной волны от плоской границы // ТМФ. 2007. Т.150, №3, с. 425-435.
7. *Латышев А.В., Юшканов А.А.* Отражение плазменной волны от плоской границы вырожденной плазмы // ЖТФ. 2007. Т.77, №3, с. 17-22.

8. *Латышев А.В., Юшканов А.А.* Электронная плазма в полупространстве металла в переменном электрическом поле // Ж. выч. матем. и матем. физ. 2001. Т.41, №8, с.1239-1251.
9. *Латышев А.В., Юшканов А.А.* Граничные задачи для вырожденной электронной плазмы. М.:– Изд-во МГОУ, 2006. 274 с.
10. *Черчиньяни К.* Теория и приложения уравнения Больцмана. М, Мир, 1978, 495 с.