

Распространение электрических волн в полубесконечной среде в случае нормального падения в представлении микроструктурной модели

Среда в изложенном выше представлении [1] состоит из P плоских источников переизлучения. Каждый источник характеризуется амплитудой электрической волны, которую он переизлучает в условиях установившегося процесса. Амплитуда волны является функцией параметров, которые характеризуют всю систему в целом, и координаты источника z_l .

Весь континуум электрических парциальных волн создает в любой точке среды среднее электрическое поле. Это поле состоит из электрических волн, распространяющихся в двух противоположных направлениях. Среднее электрическое поле волны какого-либо направления состоит из интерференционной суммы электрических полей парциальных волн тех источников, которые могут внести вклад в общий поток выбранного направления. Согласно [1] амплитуды этих волн в различных сечениях рассматриваемой системы равны:

Перед слоем среды $l = 0$, $z_0 = 0$, $z_1 = 0$,

$$E_0^+ = E_0, \tag{1}$$

$$E_1^-(z_1) = E_0 \frac{\ell^{-ikuL} - \ell^{ikuL}}{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{ikuL}}. \tag{2}$$

Внутри слоя среды в пределах вакуумного промежутка между плоскостями z_l и z_{l+1} , где $1 \leq l \leq p-1$, $L - z_p = 0$, $z_1 = 0$.

$$E_l^+(z_l) = E_0 \frac{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-iku(L-z_l)} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{iku(L-z_l)}}{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{ikuL}}, \tag{3}$$

$$E_{l+1}^-(z_{l+1}) = E_0 \frac{\rho^{-iku(L-z_{l+1})} - \rho^{iku(L-z_{l+1})}}{\frac{1+u}{1-u} \rho^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \rho^{ikuL}}. \quad (4)$$

За пределами среды $l = p$, $z_{p+1} = z_p$.

$$E_p^+ = E_0 \frac{\frac{1+u}{1-u} - \frac{1-u}{1+u}}{\frac{1+u}{1-u} \rho^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \rho^{ikuL}}, \quad (5)$$

$$E_{p+1}^- = 0. \quad (6)$$

Макроскопическая электродинамика (основу которой составляют уравнения Максвелла) характеризует среду показателем преломления или замедления скорости в среде – n , который является основным параметром среды. Этот макроскопический параметр в явном или не в явном виде входит во все формулы, характеризующие взаимодействие электромагнитного поля с веществом. Выпишем эти формулы, необходимые для сравнения с формулами, полученными на основе микроструктурной модели.

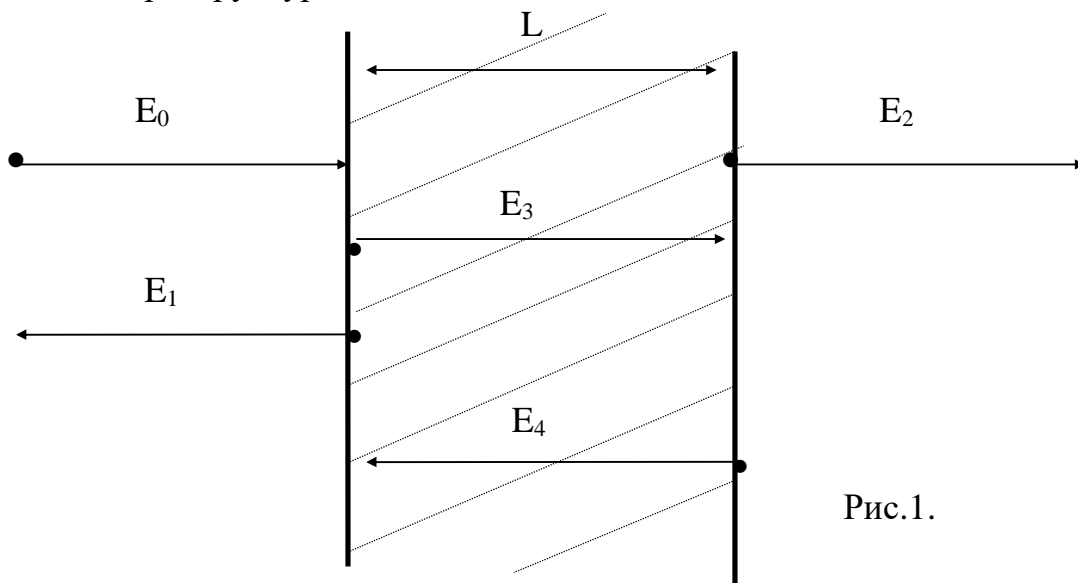


Рис.1.

$$E_1 = E_0 \frac{r_{01}(1 - \ell^{2i\varphi})}{1 - (r_{01})^2 \ell^{2i\varphi}}, \quad (7)$$

$$E_2 = E_0 \frac{t_{01} t_{10} \ell^{i\varphi}}{1 - (r_{01}) \ell^{2i\varphi}}. \quad (8)$$

$$E_3 = E_0 \frac{t_{01}}{1 - (r_{01})^2 \ell^{2i\varphi}}, \quad (9)$$

$$E_4 = E_0 \frac{r_{10} t_{01} \ell^{i\varphi}}{1 - (r_{01})^2 \ell^{2i\varphi}}. \quad (10)$$

Где фазовая задержка волны в среде равна $\varphi = knL$. (11)

В случае полубесконечной среды в традиционной оптике необходимо трансформировать формулы (7)–(11) следующим образом. Введем формально декремент затухания в параметр замедления скорости $n = n' + i\gamma$ и устремим ширину слоя пластины L в бесконечность так, что для любого малого значения γ выполняется условие

$$\begin{aligned} L\gamma &= \infty \gamma \ll 1, \\ \exp(-\infty \gamma) &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Непосредственно из (7)–(11) получим следующие значения для амплитуд волн. Перед границей раздела.

$$\begin{aligned} E_0 &= 1, \\ E_1 &= E_0 \frac{1-n}{1+n} = E_0 r_{01}. \end{aligned} \quad (13)$$

Внутри среды.

$$E_3 = E_0 \frac{2}{1+n} = E_0 t_{01},$$

$$E_4 = 0.$$
(14)

За пределами полубесконечного слоя.

$$E_2 = 0.$$
(15)

Исходя из формул (13)–(15) в полубесконечной среде согласно традиционной оптики перед слоем среды существует падающая волна и отраженная (13). Внутри среды существует только волна положительного направления. Волна обратного направления равна нулю (14). За пределами полубесконечной среды волны отсутствуют (15). В итоге можно сказать следующее. Отраженная волна от полубесконечного слоя формируется в представлении традиционной оптики на границе раздела вакуум–среда. При этом закон сохранения потока энергии не соблюдается

$$|E_0|^2 - |E_1|^2 \neq |E_3|^2.$$
(16)

Аналогично поступим с формулами (1)–(6) в микроструктурной модели. Для случая полубесконечной среды теория предсказывает наличие потока энергии электрического поля в обратном направлении внутри среды. Введя формально декремент затухания в параметр среды $u = u' + i\gamma$ и, считая, что для любого малого значения γ выполняется условие (12), непосредственно из (1)–(6) получим следующие значения для амплитуд волн.

Перед границей раздела.

$$E_0^+(z=0) = E_0,$$
(17)

$$E_1^-(z=0) = E_0 \frac{1-u}{1+u},$$
(18)

Внутри среды.

$$E_l^+(z=z_l) = E_0 \ell^{iku z_l},$$
(19)

$$E_{l+1}^-(z=z_{l+1}) = E_0 \frac{1-u}{1+u} \ell^{iku z_{l+1}}.$$
(20)

На бесконечности.

$$E_p^+(z = \infty) = 0, \quad (21)$$

$$E_{p+1}^-(z = \infty) = 0. \quad (22)$$

В микроструктурной модели для полубесконечного слоя среды закон сохранения потока энергии соблюдается.

$$\left| E_0^+ \right|^2 - \left| E_1^- \right|^2 = \left| E_l^+ \right|^2 - \left| E_l^- \right|^2. \quad (23)$$

Из соотношений (19), (20) следует (в отличие от соотношений (14) в макроскопическом представлении), что в полубесконечной среде существует ранее неизвестная волна, распространяющаяся в обратном направлении (в пределах вакуумных промежутков между условными переизлучающими плоскостями). Обнаруженная обратная волна (20) сопряжена с волной, распространяющейся в прямом (19) направлении, т.к. прямая и обратная волны связаны между собой в процессе своего распространения через многократное переизлучение на условных плоскостях, при этом амплитуды прямой и обратной волн находятся в противофазе. Не следует забывать, что амплитуда волны фиксируется на переизлучающей плоскости, а сама волна распространяется между плоскостями в вакуумных промежутках. С точки зрения микроструктурной модели в том, что внутри полубесконечной плоскости существует обратная волна, нет ничего удивительного, т.к. в любом резонаторе (между двумя переизлучающими плоскостями) общей многорезонаторной системы, если существует прямая волна, то должна иметь место и обратная волна. При этом наблюдается простой резонанс, при котором как прямая волна так и обратная волна имеют по модулю постоянные амплитуды, так как нет отражения от бесконечности.

Сопряженная волна в процессе своего распространения имеет постоянную по модулю амплитуду и на выходе из полубесконечной среды переходит без изменения амплитуды в отраженную волну (18).

Электрические волны, соответствующие амплитудам (17) – (20), распространяющиеся в вакуумных промежутках между условными переизлучающими плоскостями, имеют следующие функциональные зависимости.

Перед границей раздела.

$$E_0^+(t, z) = E_0 \ell^{-i(\omega t - kz)}, \quad (24)$$

$$E_1^-(t, z) = E_0 \frac{1-u}{1+u} \ell^{-i(\omega t+kz)}, \quad (25)$$

$$z < 0.$$

Внутри среды.

$$E_l^+(t, z) = E_0 \ell^{iku z_l} \ell^{-ikz_l} \ell^{-i(\omega t-kz)}, \quad (26)$$

$$E_{l+1}^-(t, z) = E_0 \frac{1-u}{1+u} \ell^{iku z_{l+1}} \ell^{ikz_{l+1}} \ell^{-i(\omega t+kz)}, \quad (27)$$

$$z_l < z < z_{l+1}, \quad 1 \leq l < \infty.$$

Электрические волны, соответствующие амплитудам (1) – (6) для пластины среды шириной L , распространяющиеся в вакуумных промежутках между условными переизлучающими плоскостями, имеют следующие функциональные зависимости.

Перед границей раздела.

$$E_0^+(t, z) = E_0 \ell^{-i(\omega t-kz)}, \quad (28)$$

$$E_1^-(t, z) = E_0 \frac{\ell^{-ikuL} - \ell^{ikuL}}{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{ikuL}} \ell^{-i(\omega t+kz)}, \quad (29)$$

$$z < 0$$

Внутри слоя среды в пределах вакуумного промежутка между плоскостями z_l и z_{l+1} , где $1 \leq l \leq p-1$.

$$E_l^+(t, z) = E_0 \frac{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-iku(L-z_l)} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{iku(L-z_l)}}{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{ikuL}} \ell^{-ikz_l} \ell^{-i(\omega t-kz)}, \quad (30)$$

$$E_{l+1}^-(t, z) = E_0 \frac{\varrho^{-iku(L-z_{l+1})} - \varrho^{iku(L-z_{l+1})}}{\frac{1+u}{1-u} \varrho^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \varrho^{ikuL}} \varrho^{ikz_{l+1}} \varrho^{-i(\omega t + kz)}, \quad (31)$$

$$z_l < z < z_{l+1}.$$

За пределами среды $l = p$, $z_{p+1} = z_p$.

$$E_p^+(t, z) = E_0 \frac{\frac{1+u}{1-u} - \frac{1-u}{1+u}}{\frac{1+u}{1-u} \varrho^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \varrho^{ikuL}} \varrho^{-ikz_p} \varrho^{-i(\omega t - kz)}, \quad (32)$$

$$E_{p+1}^-(t, z) = 0, \quad (33)$$

$$z_p < z.$$

В процессе распространения волн внутри среды при переходе через условные переизлучающие плоскости фазы волн как прямой так и сопряженной терпят микроскачки, равные соответственно $k(u-1)\Delta z$ и $-k(u+1)\Delta z$.

Одним из главных выводов микроструктурной модели является утверждение, которое касается структуры внутреннего поля в среде, в которой непосредственно отражено влияние молекулярного строения среды на поле. Все характеристики электрического поля (амплитуды, фазы, мгновенные значения) внутри среды при переходе от плоскости к плоскости испытывают микроскачки. Ступенчатый характер зависимостей непосредственно отражен в конечных формулах. Относительная величина микроскачков для произвольных плоскостей наблюдения может принимать различные значения, что приводит к сложной функциональной зависимости (необычной для традиционной электродинамики) амплитуд и фаз волн от координаты. Длина волны внутри среды укорачивается не благодаря замедлению скорости распространения, а за счет воздействия среды на мгновенные значения поля в виде микроскачков.

Направление распространения волн в микроструктурной модели определяется по знаку фазового множителя $\pm ikz$ в экспоненте в пределах одной ступени (вакуумного промежутка) между двумя соседними скачками (переизлучающими плоскостями). В вакуумных промежутках определяются

потоки энергии для волн соответствующего направления. Ступенчатый характер взаимодействия поля и среды непосредственно отражен в названии модели.

Построение графиков функций в масштабе, где заметен ступенчатый характер зависимостей, нецелесообразно. Более удобен масштаб, в котором обзрим общий ход зависимостей и неразличима микроструктура. В таком масштабе конечные формулы (28) – (33) и (24) – (27) упрощаются. Экспоненциальные множители, которые характеризуют направление распространения волны приравняются единице.

$$\begin{aligned} \ell^{ik(z-z_l)} &\cong \ell^{-ik(z-z_{l+1})} \cong 1, \\ z_l &\cong z_{l+1} \cong z, \end{aligned} \tag{34}$$

$$\text{т. к. } z_l \leq z \leq z_{l+1}.$$

При этом вместе с микроструктурой теряется информация о направлении распространения волн. Поэтому направление необходимо сохранить в обозначениях волн.

$$E_l^+(t, z) \cong E^+(t, z) = E_0 T(z) \ell^{-i\omega t}, \tag{35}$$

$$E_{l+1}^-(t, z) \cong E^-(t, z) = E_0 R(z) \ell^{-i\omega t}, \tag{36}$$

где $T(z)$ и $R(z)$ – приведенные амплитуды встречных волн внутри среды.

$$T(z) = \frac{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-iku(L-z)} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{iku(L-z)}}{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{ikuL}}, \tag{37}$$

$$R(z) = \frac{\ell^{-iku(L-z)} - \ell^{iku(L-z)}}{\frac{1+u}{1-u} \ell^{-ikuL} - \frac{1-u}{1+u} \ell^{ikuL}}, \tag{38}$$

$$0 \leq z \leq L,$$

$$T(z) = \ell^{ikuz}, \tag{39}$$

$$R(z) = \frac{1-u}{1+u} e^{iku z},$$

$$0 \leq z \leq \infty.$$
(40)

Упрощение записи конечных формул для значений амплитуд электрических волн не меняет представлений микроструктурной модели, в рамках которых они были получены. Т.е. u – это не показатель замедления скорости распространения электрических волн в среде, а эффективный показатель фазовой задержки волны слоем среды, а экспоненциальные множители $e^{\pm iku z}$ – не характеризует направление распространения волн.

Распределение мгновенных значений электрического поля вычисляется по формуле.

$$\operatorname{Re} E^+(t, z) = E_0 |T| \operatorname{Cos}(\omega t - \arg T),$$
(41)

$$\operatorname{Re} E^-(t, z) = E_0 |R| \operatorname{Cos}(\omega t - \arg R).$$
(42)

Литература

1. Косинский Ю.И. Микроструктурная модель взаимодействия волны электрического излучения со слоем среды шириной L в случае нормального падения, 4, 8, (2002).