

Д.М. Сазонов (УО «ГГУ им. Ф. Скорины», Гомель)
 Науч. рук. В.Ф. Шолох, к.ф.-м.н., доцент

ОБЛАСТИ ПРОЗРАЧНОСТИ ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЫ С ИНДУЦИРОВАННОЙ ГИРОТРОПИЕЙ

Поведение электромагнитной волны, падающей на движущуюся границу раздела двух сред, обладает рядом особенностей, одной из которых является усиление волн при отражении от тангенциального разрыва скорости. Указанный эффект может иметь место лишь в областях прозрачности среды, поэтому определение условий, при которых отсутствует поглощение энергии движущейся средой, является одним из важных пунктов при анализе возможностей усиления отражённой волны.

Пусть из покоящейся недиспергирующей среды со скалярной диэлектрической проницаемостью ε_1 , занимающей полупространство $Z < 0$ (рисунок 1), падает плоская электромагнитная волна с заданным вектором рефракции $\vec{m} = n\vec{n} = \sqrt{\varepsilon_1}\vec{n}$.

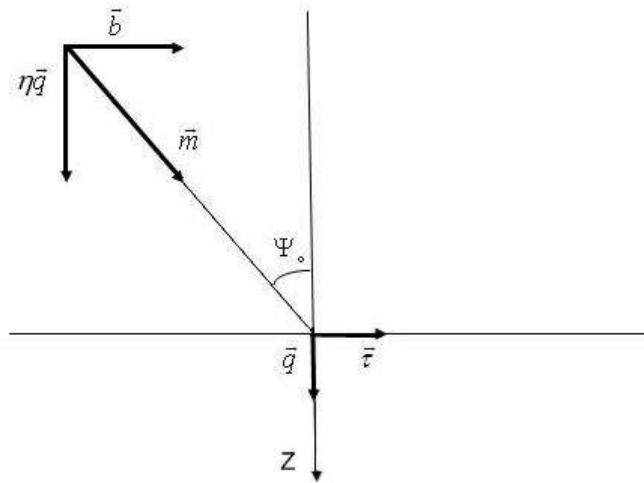


Рисунок 1

Полупространство $Z > 0$ заполнено прозрачной средой с индуцированной гиротропией, движущейся со скоростью $\vec{v} = v\vec{\tau}$ ($\vec{\tau}$ – вектор задающий направление движения среды) вдоль границы двух сред, совпадающей с плоскостью $Z = 0$. Гиротропная среда в локально сопровождающей системе отсчета описывается тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij} = \varepsilon^{\circ} \delta_{ij} + ie_{ijk} G_k$ [1]. Будем считать, что вектор волновой нормали \vec{n} лежит в плоскости $(\vec{q}, \vec{\tau})$, где \vec{q} – нормаль к плоскости границы раздела.

Запишем векторы рефракции падающей, отражённой и преломлённой волн в виде [2]

$$\vec{m} = \vec{b} + \eta \vec{q}; \quad \vec{m}^{(r)} = \vec{b} + \eta^{(r)} \vec{q}; \quad \vec{m}^{(t)} = \vec{b} + \eta_{(t)} \vec{q}, \quad (1)$$

где $\vec{b} = [\vec{q}[\vec{m}\vec{q}]]$ – тангенциальная составляющая вектора рефракции падающей волны, $\eta = \vec{m}\vec{q} = \sqrt{\varepsilon_1} \vec{n}\vec{q} = -\eta^{(r)}$, $\eta_{(t)}$ – скалярный параметр подлежащий определению.

Уравнение нормалей для движущееся гиротропной среды с индуцированной гиротропией [3]

$$\frac{[\vec{m}\vec{\tau}]^2 + \gamma^2 (\vec{m}\vec{\tau} - \beta)^2}{\gamma^2 (1 - \beta \vec{m}\vec{\tau})^2} - \frac{[\vec{\tau}[\vec{m}\vec{\tau}]]\vec{G}^\circ + \gamma (\vec{m}\vec{\tau} - \beta) \vec{\tau} \vec{G}^\circ}{\gamma (1 - \beta \vec{m}\vec{\tau})} - \varepsilon^\circ = 0. \quad (2)$$

Здесь, как обычно, $\gamma^{-2} = 1 - \beta^2$, $\beta = v/c$, c – скорость света в вакууме. Подставляя выражение для вектора рефракции преломлённой волны из (1) в уравнение нормалей (2) имеем:

$$\eta_{(t)}^2 - \gamma (1 - \beta \vec{m}\vec{\tau}) \vec{q} \vec{G}^\circ \eta_{(t)} + \Theta = 0, \quad (3)$$

где введены обозначения

$$\Theta = \gamma^2 (\vec{m}\vec{\tau} - \beta) (\vec{m}\vec{\tau} - \beta - (1 - \vec{m}\vec{\tau}) \vec{\tau} \vec{G}^\circ) - \varepsilon^\circ \gamma^2 (1 - \beta \vec{m}\vec{\tau})^2, \quad \vec{G}^\circ = \vec{G} / \sqrt{\varepsilon^\circ}.$$

Условия прозрачности требуют вещественности скалярного параметра $\eta_{(t)}$, поэтому в рассматриваемом нами случае, отрицательные значения дискриминанта уравнения (3), общее решение которого имеет вид

$$\eta_{(t)}^\pm = \frac{1}{2} \gamma (1 - \vec{m}\vec{\tau}) \vec{q} \vec{G}^\circ \pm \sqrt{\frac{1}{4} \gamma^2 (1 - \vec{m}\vec{\tau})^2 (\vec{q} \vec{G}^\circ)^2 - \Theta}, \quad (4)$$

исключаются из рассмотрения.

Рассмотрим некоторые частные случаи уравнения (4), для которых определим области прозрачности.

1) Внешнее поле направлено перпендикулярно нормали к плоскости раздела \vec{q} , тогда из уравнения (4), при условии $\varepsilon^\circ \beta^2 + \beta \vec{\tau} \vec{G}^\circ - 1 > 0$, получаем две области прозрачности:

$$0 \leq \Psi_\circ \leq \arcsin \left(\frac{2\beta(\varepsilon^\circ - 1) - \vec{\tau} \vec{G}^\circ (\beta^2 + 1) - \Gamma}{2\sqrt{\varepsilon_1} (\varepsilon^\circ \beta^2 + \beta \vec{\tau} \vec{G}^\circ - 1)} \right), \quad (5)$$

$$\arcsin \left(\frac{2\beta(\varepsilon^\circ - 1) - \vec{\tau} \vec{G}^\circ (\beta^2 + 1) + \Gamma}{2\sqrt{\varepsilon_1} (\varepsilon^\circ \beta^2 + \beta \vec{\tau} \vec{G}^\circ - 1)} \right) \leq \Psi_\circ \leq \frac{\pi}{2}.$$

Здесь введено обозначение

$$\Gamma = \sqrt{\left(2\beta(\varepsilon^\circ - 1) - \vec{\tau}\vec{G}^\circ(\beta^2 + 1)\right)^2 - 4(\varepsilon^\circ\beta^2 + \beta\vec{\tau}\vec{G}^\circ - 1)(\varepsilon^\circ - \beta^2 - \beta\vec{\tau}\vec{G}^\circ)}.$$

В случае, когда вектор \vec{G}° перпендикулярен вектору $\vec{\tau}$, из (5) получаем

$$0 \leq \Psi_\circ \leq \arcsin \left(\frac{\beta(\varepsilon^\circ - 1) - \sqrt{\beta^2(\varepsilon^\circ - 1)^2 - (\varepsilon^\circ\beta^2 - 1)(\varepsilon^\circ - \beta^2)}}{\sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon^\circ\beta^2 - 1)}} \right),$$

$$\arcsin \left(\frac{\beta(\varepsilon^\circ - 1) + \sqrt{\beta^2(\varepsilon^\circ - 1)^2 - (\varepsilon^\circ\beta^2 - 1)(\varepsilon^\circ - \beta^2)}}{\sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon^\circ\beta^2 - 1)}} \right) \leq \Psi_\circ \leq \frac{\pi}{2}. \quad (6)$$

Таким образом, системы неравенств (5) и (6) определяют допустимые значения угла падения Ψ_\circ , при указанных условиях движения, для которых будет отсутствовать поглощение средой энергии преломлённой волны.

2) Пусть вектор магнитной гирации \vec{G}° коллинеарен вектору \vec{q} . Из (4), при условии $\beta^2 \left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4\varepsilon^\circ \right) - 4 > 0$, имеем

$$0 \leq \Psi_\circ \leq \arcsin \left(\frac{\beta \left(\left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4\varepsilon^\circ \right) - 4 \right) - \Upsilon}{\sqrt{\varepsilon_1 \left(\beta^2 \left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4\varepsilon^\circ \right) - 4 \right)}} \right),$$

$$\arcsin \left(\frac{\beta \left(\left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4\varepsilon^\circ \right) - 4 \right) + \Upsilon}{\sqrt{\varepsilon_1 \left(\beta^2 \left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4\varepsilon^\circ \right) - 4 \right)}} \right) \leq \Psi_\circ \leq \frac{\pi}{2}, \quad (7)$$

здесь

$$\Upsilon = \sqrt{\beta^2 \left(\left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4\varepsilon^\circ \right) - 4 \right)^2 - \left(\beta^2 \left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4\varepsilon^\circ \right) - 4 \right) \left((\vec{q}\vec{G}^\circ)^2 + 4(\varepsilon^\circ - \beta^2) \right)}.$$

В случае, когда вектор магнитной гирации \vec{G}° перпендикулярен \vec{q} , условия (7) как и следовало, переходят в условия (6).

Таким образом, системы неравенств (5) и (7) представляют собой области прозрачности для движущиеся среды с индуцированной гиротропией. Именно в областях прозрачности может наблюдаться эффект усиления волны отраженной от тангенциального разрыва скорости, что обусловлено перекачкой энергии поступательного движения среды в энергию электромагнитной волны. Следует однако отметить, что указанный эффект возможен не во всех областях прозрачности.

Соотношения (5), (6) и (7) также могут быть использованы при экспериментальном исследовании движущихся во внешнем магнитном поле сред. Измеряя области прозрачности и сравнивая их с расчетными значениями, можно судить о внутренней структуре и симметрии исследуемого образца.

Литература

1. Ландау, Л. Д. Электродинамика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Наука, 1982. – Т. 8. – 624 с.
2. Федоров, Ф. И. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами / Ф. И. Федоров, В. В. Филиппов. – Мн.: Наука и техника, 1976. – С. 224.
3. Шолох, В. Ф. Эффект Фарадея в движущейся среде / В. Ф. Шолох, Т. П. Желонкина, Д. М. Сазонов. – Мат. Гомельский научный семинар по теоретической физике, 2011. – С. 48–51.

А.В. Станчик (УО «БГПУ им. М. Танка», Минск)

Науч. рук. **В.Р. Соболев**, д.ф.-м.н., профессор

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА ОТ СФЕРИЧЕСКОГО ЛАМБЕРТОВСКОГО ИСТОЧНИКА

Введение. При решении задач радиационного обогрева часто приходится оперировать интегральными потоками энергии, создаваемыми протяженными излучателями. Из первых принципов достаточно несложно рассчитать значения интенсивности энергетического потока, в отдельных точках пространства используя свойства симметрии задачи, что в дальнейшем дает возможность экстраполировать полученные данные на соседние точки требуемой области, что и осуществляется для случая действия реальных источников. Поверхность теплового источника должна быть близка к форме и симметрии расчетной модели. В этом смысле участок сферы является достаточно привлекательной формой для исследования, который можно отождествить с плоским круговым излучающим элементом при соответствующих ориентации области наблюдения и значениях расстояния до нее.

В сообщении представлены результаты рассмотрения пространственного распределения интенсивности нормальной составляющей радиационного потока энергии от источника сферической формы. Источник, являющийся частью полусферического купола, отнесенный от горизон-