

УДК 533.951

О ПОВЕДЕНИИ ВЕКТОРА ПОЙНТИНГА ПРИ РАССЕЯНИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА ГИРОТРОПНОМ ЦИЛИНДРЕ

© 2014 г.

А.В. Ивонинский, В.А. Еськин, А.В. Кудрин

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

vasiliy.eskin@gmail.com

Поступила в редакцию 25.09.2013

Исследуется поведение вектора Пойнтинга при резонансном рассеянии плоской электромагнитной волны Н-поляризации на гиротропном цилиндре. Проведено сравнение поведения вектора Пойнтинга в данном случае и при рассеянии на изотропном цилиндре. Показано, что в случае гиротропного рассеивателя структура линий вектора Пойнтинга имеет асимметричный характер, причем абсолютное значение данной величины на границе гиротропного цилиндра оказывается существенно больше, чем в случае изотропного цилиндрического рассеивателя.

Ключевые слова: дифракция электромагнитных волн, магнитоактивная плазма, резонансное рассеяние.

Введение

Проблема рассеяния плоской электромагнитной волны на диэлектрическом цилиндре имеет давнюю историю, берущую начало с работ Рэля. Точное решение этой задачи использовалось преимущественно для определения характеристик рассеянного поля в дальней зоне применительно к радиолокации, томографии, метеорологии, диагностике различных сред и др. При этом некоторые особенности поведения рассеянного поля вблизи диэлектрического цилиндра не получили в литературе достаточного внимания. В последние годы в связи с развитием нанотехнологий возник интерес к поведению поля и потока энергии в непосредственной близости рассеивателей применительно к задачам ближнепольной микроскопии, конструирования наноразмерных дифракционных систем и антенн, совершенствования оптических пинцетов и т.д. (см., например, работу [1] и цитируемую в ней литературу). В связи с указанными перспективными приложениями рассеяние электромагнитных волн на диэлектрическом цилиндре продолжает привлекать внимание исследователей и в наши дни [2]. Кроме того, применительно к анализу рассеяния электромагнитных волн на различных структурах, состоящих из гиротропных элементов [3–5], отдельный интерес вызывает поведение вектора Пойнтинга вблизи одиночного гиротропного цилиндра. Следует отметить, что детальное рассмотрение этого вопроса в известной нам литературе отсутствует. В настоящей работе исследуется

структура среднего по времени вектора Пойнтинга при резонансном рассеянии плоской электромагнитной волны на цилиндрическом столбе, заполненном гиротропной средой, в качестве которой выбрана холодная магнитоактивная плазма.

Постановка задачи и основные соотношения

Рассмотрим расположенный в свободном пространстве бесконечно длинный круговой цилиндр радиуса a (рис. 1), заполненный холодной магнитоактивной плазмой. Цилиндр находится во внешнем постоянном магнитном поле, направленном в положительном направлении оси z декартовой системы координат (x, y, z) . На цилиндр перпендикулярно к его оси падает плоская монохроматическая волна Н-поляризации с частотой ω . Компоненты поля падающей волны, нормированные на амплитуду электрического поля в ней, имеют вид $\mathbf{E}^{(i)} = -e^{-ik_0 y} \mathbf{x}_0$, $\mathbf{H}^{(i)} = e^{-ik_0 y} \mathbf{z}_0$ (временной фактор $\exp(i\omega t)$ опущен). Здесь $k_0 = \omega/c$ – волновое число в свободном пространстве, верхний индекс (i) обозначает падающую волну.

Как известно, тензор диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы имеет вид [6]

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Компоненты тензора (1) даются формулами

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega - i\nu)}{\left[\omega_H^2 - (\omega - i\nu)^2\right]\omega}, \quad (2)$$

$$g = \frac{\omega_p^2\omega_H}{\left[(\omega - i\nu)^2 - \omega_H^2\right]\omega}, \quad \eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - i\nu)\omega},$$

где ω_H и ω_p – гирочастота и плазменная частота электронов соответственно, ν – эффективная частота соударений электронов с нейтральными частицами в плазме. Заметим, что в выражениях (2) мы пренебрегли вкладом ионов, что возможно в случае $|\omega - i\nu| \gg \omega_{LH}$, рассматриваемом далее (здесь ω_{LH} – нижняя гибридная частота). Заметим, что в отсутствие столкновительных потерь в плазме ($\nu = 0$) компонента ε тензора (1) может быть записана в виде $\varepsilon = (\omega^2 - \omega_{UH}^2)/(\omega^2 - \omega_H^2)$ и обращается в нуль при $\omega = \omega_{UH}$, где $\omega_{UH} = (\omega_p^2 + \omega_H^2)^{1/2}$ – верхняя гибридная частота.

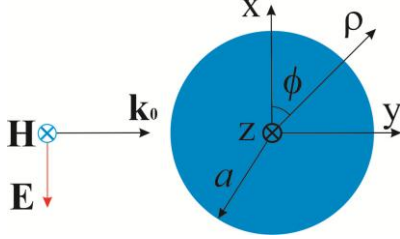


Рис. 1. Геометрия задачи

Задача о рассеянии плоской электромагнитной волны на цилиндре, заполненном магнитоактивной плазмой, сводится к решению уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат (ρ, ϕ, z) в плазме (при $\rho < a$) и в свободном пространстве (при $\rho > a$) с последующим учетом граничных условий для тангенциальных компонент поля на поверхности цилиндра ($\rho = a$). Не вдаваясь в подробности, запишем выражения для компонент полей вне и внутри цилиндра. Поле вне цилиндра ($\rho > a$) представляет собой суперпозицию полей падающей и рассеянной волн. Падающая плоская волна может быть представлена в виде суммы цилиндрических волн. При этом компоненты поля в ней (в цилиндрической системе координат) даются соотношениями

$$E_\rho^{(i)} = -\frac{1}{k_0\rho} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m J_m(k_0\rho) e^{-im\phi},$$

$$E_\phi^{(i)} = i \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m'(k_0\rho) e^{-im\phi}, \quad (3)$$

$$H_z^{(i)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(k_0\rho) e^{-im\phi},$$

где m – азимутальный индекс ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), J_m – функция Бесселя первого рода порядка m , штрих обозначает производную по аргументу. Компоненты рассеянного поля (обозначены индексом (s)) записываются следующим образом:

$$E_\rho^{(s)} = -\frac{1}{k_0\rho} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m m H_m^{(2)}(k_0\rho) e^{-im\phi},$$

$$E_\phi^{(s)} = i \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)'}(k_0\rho) e^{-im\phi}, \quad (4)$$

$$H_z^{(s)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m H_m^{(2)}(k_0\rho) e^{-im\phi}.$$

Здесь $H_m^{(2)}$ – функция Ханкеля второго рода порядка m , A_m – коэффициент рассеяния, соответствующий азимутальному индексу m . Компоненты поля внутри цилиндра (обозначены индексом (t)) даются соотношениями

$$E_\rho^{(t)} =$$

$$= -\frac{1}{\varepsilon q^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m \left[\frac{m\varepsilon}{k_0\rho} J_m(k_0q\rho) + qg J_m'(k_0q\rho) \right] e^{-im\phi},$$

$$E_\phi^{(t)} =$$

$$= \frac{i}{\varepsilon q^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m \left[\frac{mg}{k_0\rho} J_m(k_0q\rho) + q\varepsilon J_m'(k_0q\rho) \right] e^{-im\phi},$$

$$H_z^{(t)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m J_m(k_0q\rho) e^{-im\phi}, \quad (5)$$

где B_m – коэффициент, соответствующий азимутальному индексу m , $q = (\varepsilon^2 - g^2)^{1/2}$.

Коэффициенты A_m и B_m определяются из условия непрерывности тангенциальных компонент поля (E_ϕ и H_z) на границе цилиндра и описываются формулами

$$A_m = -\frac{J_m'(Q)J_m(\tilde{Q}) - J_m(Q)\zeta_m}{H_m^{(2)'}(Q)J_m(\tilde{Q}) - H_m^{(2)}(Q)\zeta_m}, \quad (6)$$

$$B_m = \frac{H_m^{(2)'}(Q)J_m(Q) - H_m^{(2)}(Q)J_m'(Q)}{H_m^{(2)'}(Q)J_m(\tilde{Q}) - H_m^{(2)}(Q)\zeta_m},$$

где введены обозначения:

$$\zeta_m = (\varepsilon^2 - g^2)^{-1} [mgQ^{-1}J_m(\tilde{Q}) + q\varepsilon J_m'(\tilde{Q})], \quad Q = k_0a, \quad \tilde{Q} = k_0qa.$$

Как известно [7, 8], коэффициенты рассеяния $A_{\pm 1}$ имеют резонансные частоты, отвечающие квазистатическому дипольному резонансу и расположенные вблизи резонансной частоты поверхностного плазмона в изотропном случае. Мультипольные члены с азимутальными индексами $m = \pm 2, \pm 3, \dots$ также имеют квазистатиче-

ские резонансы. Перечисленные резонансы мы будем обозначать через L_m для $m < 0$ и R_m для $m > 0$, а их частоты как $\omega_{L,m}$ и $\omega_{R,m}$ соответственно. При этом в случае гиротропного рассеивателя резонансные частоты $\omega_{L,m}$ и $\omega_{R,m}$ лежат соответственно слева и справа от частоты $\omega_{r,m}$ квазистатического резонанса изотропного цилиндра. В случае гиротропного рассеивателя с малым поперечным электрическим размером ($k_0 a \ll 1$, $k_0 |q| a \ll 1$) резонансные частоты $\omega_{L,m}$ и $\omega_{R,m}$ могут быть получены из приближенного уравнения

$$(\varepsilon + \chi_{\pm} g) \left[1 - \frac{(k_0 a)^2}{2(m^2 + |m|)} \right] + 1 = 0, \quad (7)$$

где $\chi_- = 1$ для $m < 0$ и $\chi_+ = -1$ для $m > 0$. Заметим, что коэффициент A_0 не имеет квазистатических резонансов.

Кроме того, при $\omega < \omega_{UH}$ имеются резонансы другого типа, связанные с возбуждением объемного плазмона (т.н. объемные резонансы). Заметим, что в случае гиротропного рассеивателя они могут быть обнаружены для любого азимутального индекса m . При этом для указанных резонансов выполняется неравенство $k_0 |q| a \gg 1$, а их частоты при дополнительном условии $k_0 a \ll 1$ могут быть найдены из приближенного уравнения

$$\frac{1}{q} \operatorname{tg} \left(k_0 q a - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right) = \frac{m}{k_0 a} \left[1 + \frac{1}{\varepsilon - g} \right]. \quad (8)$$

Из уравнения (8) следует, что для каждого азимутального индекса m имеется бесконечное число резонансных частот, интервал следования которых уменьшается при приближении к верхней гибридной частоте. Объемные резонансы далее будем обозначать через $UH_{m,n}$, а соответствующие им частоты как $\omega_{UH;m,n}$, где m – по-прежнему азимутальный индекс, n – номер резонанса в порядке возрастания частоты. Приближенное решение уравнения (8) дает следующую формулу для резонансных частот:

$$\omega_{UH;m,n} \approx \omega_{UH} - \frac{\omega_p^2 \omega_H^2 a^2}{2\omega_{UH} \alpha_{m,n}^2 c^2}, \quad (9)$$

где $\alpha_{m,n} = \pi((m + 2n) - 1/2)/2$.

Средний по времени вектор Пойнтинга дается известным соотношением

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\mathbf{E}, \mathbf{H}^*], \quad (10)$$

где знак «*» обозначает операцию комплексного сопряжения. В обсуждаемом нами случае нормального падения волны на цилиндр компонента S_z вектора Пойнтинга равна нулю, так что все его векторные линии лежат в плоскости xy . В дальнейшем для удобства будем рассматривать нормированную величину $\mathbf{S}^{(0)}$, определяемую соотношением

$$\mathbf{S}^{(0)} = \mathbf{S} / |\mathbf{S}^{(i)}|, \quad (11)$$

где $\mathbf{S}^{(i)}$ – вектор Пойнтинга в падающей волне.

Результаты численных расчетов

Прежде чем переходить непосредственно к анализу поведения вектора Пойнтинга суммарного поля, целесообразно рассмотреть частотные зависимости коэффициентов рассеяния (6), а также структуру рассеянного поля и поля внутри цилиндра, определяемых соотношениями (4) и (5) соответственно. Численные расчеты были выполнены для следующих безразмерных параметров: $\omega_p / \omega_H = 8$, $\omega_p a / c = 0.18$.

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей коэффициентов рассеяния $A_{\pm 1}$ вблизи квазистатического (дипольного) резонанса в отсутствие столкновительных потерь ($\nu = 0$). Действительная часть коэффициентов рассеяния $A_{\pm 1}$ принимает значение -1 на резонансной частоте и с удалением от нее стремится к нулю; мнимая часть при этом меняет знак, достигая ниже и выше резонансной частоты максимального абсолют-

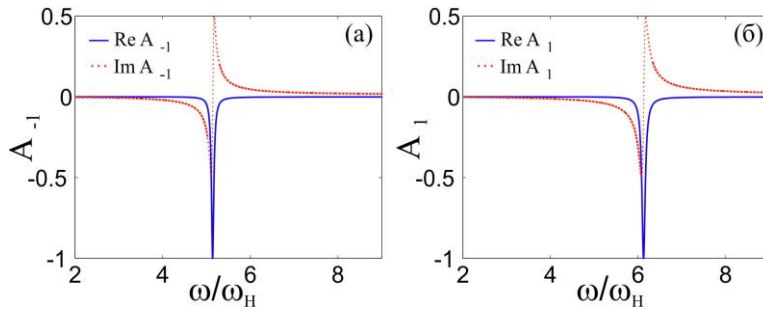


Рис. 2. Частотные зависимости действительной и мнимой частей коэффициентов рассеяния A_{-1} (а) и A_{+1} (б) гиротропного цилиндра при $\omega_p / \omega_H = 8$, $\omega_p a / c = 0.18$, $\nu = 0$

ного значения, равного 0.5. При наличии малых столкновительных потерь ($0 < \nu \ll \omega_H$) ширина каждого из резонансов увеличивается, а абсолютное значение действительных частей указанных коэффициентов на резонансных частотах становится меньше единицы.

На рис. 3 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей коэффициентов рассеяния A_m для азимутальных индексов $m = 0$ и $m = 1$ вблизи верхней гибридной частоты ω_{UH} в отсутствие столкновительных потерь ($\nu = 0$). Для коэффициента A_0 (рис. 3а) наименьшую частоту и наибольшую ширину имеет резонанс $UH_{0,1}$, при этом ширина резонансов $UH_{0,n}$ ($n = 2, 3, \dots$) уменьшается с ростом номера n . Как показывают расчеты, для резонансов $UH_{\pm 1,n}$ выполняется соотношение $\omega_{UH; -1,n} < \omega_{UH; 1,n}$, что, однако, не удается показать графически при выбранном масштабе рисунков. В связи с этим на рис. 3б приведена ча-

стотная зависимость лишь для коэффициента A_1 . Заметим, что при выбранных параметрах рассеивателя резонансные кривые указанного коэффициента получились настолько узкими, что на представленном рисунке они имеют вид вертикальных линий.

Обратимся к рассмотрению поля внутри цилиндра и рассеянного поля на частотах указанных выше резонансов. На рис. 4а и 4б приведены мгновенные снимки полного и рассеянного полей в случае изотропного цилиндра на частоте дипольного резонанса $\omega_{r,1}$. Поле внутри цилиндра в этом случае (рис. 4а) симметрично относительно направления распространения падающей волны (волна распространяется снизу вверх) и однородно почти во всем объеме цилиндра за исключением малой области вблизи его поверхности. При этом рассеянное поле (рис. 4б) имеет дипольную структуру, так что изотропный цилиндр слабо излучает в направ-

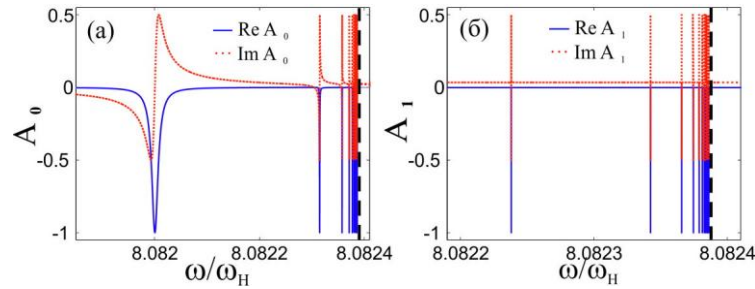


Рис. 3. Частотные зависимости действительной и мнимой частей коэффициентов рассеяния A_0 (а) и A_1 (б) гиротропного цилиндра вблизи верхней гибридной частоты ω_{UH} (отмечена вертикальной штриховой линией) при следующих значениях параметров: $\omega_p/\omega_H = 8$, $\omega_p a/c = 0.18$, $\nu = 0$

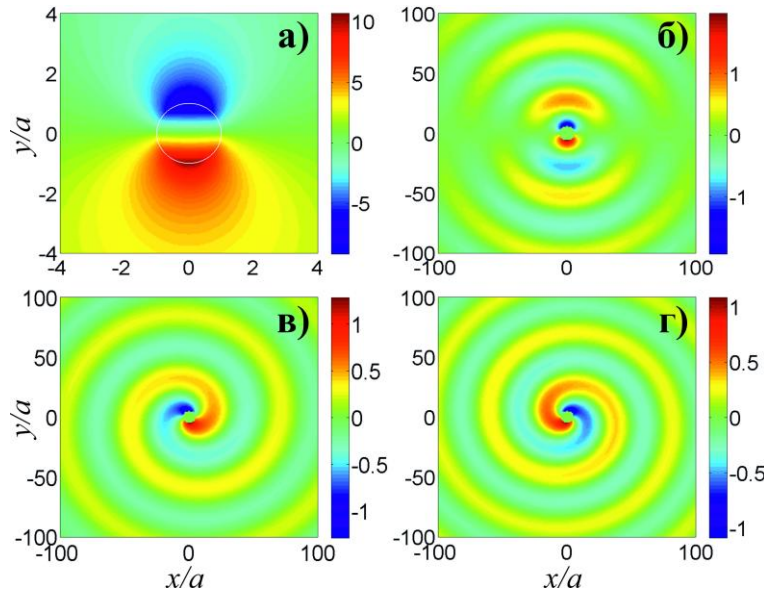


Рис. 4. Мгновенные снимки полного (а) и рассеянного (б) магнитного поля в случае изотропного цилиндра на частоте $\omega = \omega_{r,1}$ и рассеянного магнитного поля в случае гиротропного цилиндра на частотах $\omega = \omega_{L,1}$ (в) и $\omega = \omega_{R,1}$ (г). Значения параметров ω_p/ω_H , $\omega_p a/c$, ν для гиротропного цилиндра те же, что и на рис. 2. Для изотропного цилиндра $\omega_H = 0$

лении, перпендикулярном направлению распространения падающей волны. Вид суммарного поля у границы цилиндра на резонансных частотах $\omega_{L,m}$ и $\omega_{R,m}$ в случае гиротропного рассеивателя мало отличается от случая, представленного на рис. 4а, в то время как рассеянное поле на удалении от цилиндра имеет спиралевидную структуру, причем направления раскручивания спиралей различны для резонансов L_{-1} и R_1 (рис. 4в и 4г соответственно). При этом гиротропный цилиндр, в отличие от изотропного, рассеивает поле более равномерно по всем направлениям.

Характерной особенностью резонансов $UH_{m,n}$ является объемная структура внутреннего поля. Индексы m и n при этом определяют число вариаций поля по азимутальной и радиальной координатам соответственно. Указанная особенность внутреннего поля иллюстрируется рис. 5а и 5б на примере резонансов $UH_{1,1}$ и $UH_{1,2}$. Заметим, что переменное магнитное поле внутри цилиндра принимает весьма большое значение по сравнению с амплитудой поля в падающей волне. Рассеянное поле для всех резонансов $UH_{m,n}$ при фиксированном азимутальном индексе m по виду близко к полю в случае квазистатического резонанса с соответствующим номером m . В частности, для резонансных частот $\omega_{UH;1,1}$ и $\omega_{UH;1,2}$ рассеянное поле имеет спиралевидную структуру, аналогичную той, что показана на рис. 4г для резонанса R_1 . Таким образом, структура рассеянного поля как для квазистатических, так и для объемных резонансов определяется значением азимутального индекса m .

Перейдем к анализу поведения вектора Пойнтинга для полного поля. На приведенных ниже рис. 6–9 представлены абсолютное значение вектора Пойнтинга (цветовой контур) и структура его силовых линий (белые линии), на которых стрелками указано направление потока энергии. Границе цилиндра на рисунках соответствует окружность единичного радиуса с центром в начале координат.

Для сравнения рассмотрим вначале поведение вектора Пойнтинга при рассеянии электромагнитной волны изотропным цилиндром на резонансной частоте $\omega_{r,1}$. Структура векторных линий плотности потока энергии в указанном случае вдали и вблизи рассеивателя показана на рис. 6а и 6б соответственно. На представленных рисунках имеются особые точки, в которых вектор Пойнтинга обращается в нуль. Поскольку в отсутствие диссипации вектор Пойнтинга в рассматриваемой области удовлетворяет соотношению $\text{div}\mathbf{S} = 0$, особые точки могут быть только двух типов: седло и центр. На рисунках 6а и 6б эти точки обозначены номерами 1, 4–10 (седла) и 2, 3, 11, 12 (центры). Так как каждое седло имеет две «входящие» и две «выходящие» сепаратрисы, вблизи седел линии вектора Пойнтинга расходятся в различных направлениях, в то время как вокруг центров энергия циркулирует по замкнутым траекториям. Обратим внимание на то, что на рис. 6 все сепаратрисы седел 7–10 образуют петли (каждая сепаратриса начинается и заканчивается на одном и том же седле). При этом нижние петли седел 7, 8 (сепаратрисы этих седел для наглядности выделены красным цветом) охватывают центры 2, 3, а верхние петли седел 9, 10 – центры 11, 12. Остальные петли указанных седел охватывают области, содержащие внутри себя замкнутые линии потока энергии с «центрами» 13–16 на границе цилиндра (рис. 6б). Однако точки 13–16 не являются особыми, поскольку в них вектор Пойнтинга не обращается в нуль, а, наоборот, принимает максимальное абсолютное значение. Наличие замкнутых линий потока энергии в указанных областях объясняется скачком тангенциальной компоненты S_ϕ вектора Пойнтинга на границе цилиндра (вследствие скачка нормальной компоненты E_r электрического поля на данной границе).

Гиротропный рассеиватель характеризуется асимметричным поведением плотности потока энергии, что подтверждается рис. 7а, 7б для резонанса L_{-1} и рис. 7в, 7г для резонанса R_1 (сепаратрисы седел 7–10 образуют петли (каждая сепаратриса начинается и заканчивается на одном и том же седле). При этом нижние петли седел 7, 8 (сепаратрисы этих седел для наглядности выделены красным цветом) охватывают центры 2, 3, а верхние петли седел 9, 10 – центры 11, 12. Остальные петли указанных седел охватывают области, содержащие внутри себя замкнутые линии потока энергии с «центрами» 13–16 на границе цилиндра (рис. 6б). Однако точки 13–16 не являются особыми, поскольку в них вектор Пойнтинга не обращается в нуль, а, наоборот, принимает максимальное абсолютное значение. Наличие замкнутых линий потока энергии в указанных областях объясняется скачком тангенциальной компоненты S_ϕ вектора Пойнтинга на границе цилиндра (вследствие скачка нормальной компоненты E_r электрического поля на данной границе).

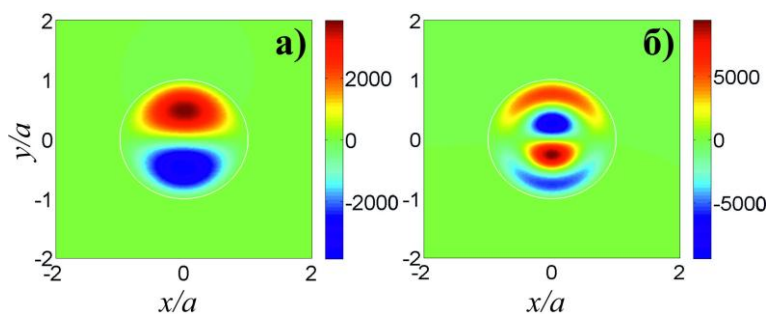


Рис. 5. Мгновенные снимки полного магнитного поля на резонансных частотах $\omega_{UH;1,1}$ (а) и $\omega_{UH;1,2}$ (б) в случае гиротропного цилиндра. Значения параметров те же, что и на рис. 2

ратрисы седел 2 и 7 для наглядности выделены красным цветом). Так, для резонанса L_{-1} вне рассеивателя (рис. 7а) расположены седла 1 и 2, петли сепаратрис которых охватывают центр 3 и сам цилиндр, содержащий внутри себя центр 4 (рис. 7б). Из-за различия направлений потоков энергии внутри и снаружи рассеивателя вблизи его границы имеются замкнутые линии вектора Пойнтинга серповидной формы с «центром» в точке 5. Похожая картина реализуется и для резонанса R_1 (рис. 7в и 7г). Заметим, что зеркально отраженная (относительно плоскости $x = 0$) картина линий потока энергии для резонанса L_{-1} качественно отображает поведение вектора Пойнтинга для резонанса R_1 , однако взаимное

расположение особых точек в указанных случаях отличается, что связано с различием резонансных частот $\omega_{L,-1}$ и $\omega_{R,1}$. Следует отметить, что максимум абсолютного значения вектора Пойнтинга на границе гиротропного рассеивателя (в точках 5 и 10) значительно превышает соответствующую величину на границе изотропного. Связано это со значительным возрастанием электрического поля у границы цилиндра в гиротропном случае.

В рассматриваемых выше случаях не учитывались диссипативные потери в среде, заполняющей цилиндр, наличие которых может существенно сказаться на поведении вектора плотности потока энергии. Учтем этот фактор полагая, что эффективная частота соударений электронов с

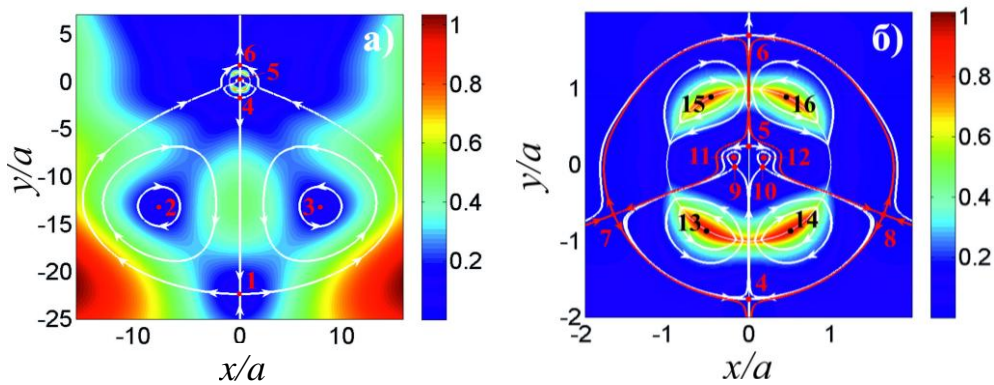


Рис. 6. Структура линий вектора Пойнтинга вдали (а) и вблизи (б) изотропного цилиндра при $\omega = \omega_{r,1}$, $\omega_p a/c = 0.18$, $\omega_H = 0$, $\nu = 0$

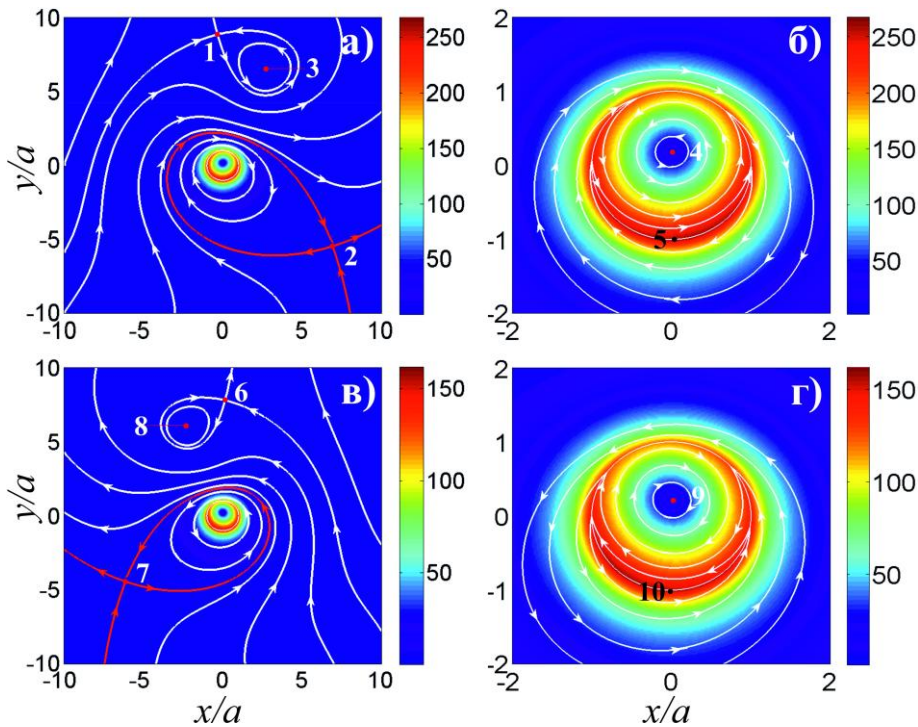


Рис. 7. Структура линий вектора Пойнтинга в случае гиротропного рассеивателя при $\omega = \omega_{L,-1}$ (а, б) и $\omega = \omega_{R,1}$ (в, г). Значения параметров те же, что и на рис. 2

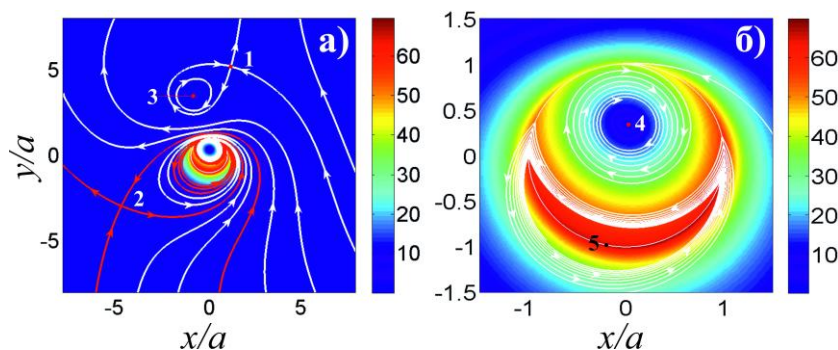


Рис. 8. Структура линий вектора Пойнтинга в случае гиротропного рассеивателя на частоте $\omega = \omega_{R,1}$ при $v/\omega_H = 0.05$. Значения остальных параметров те же, что и на рис. 2

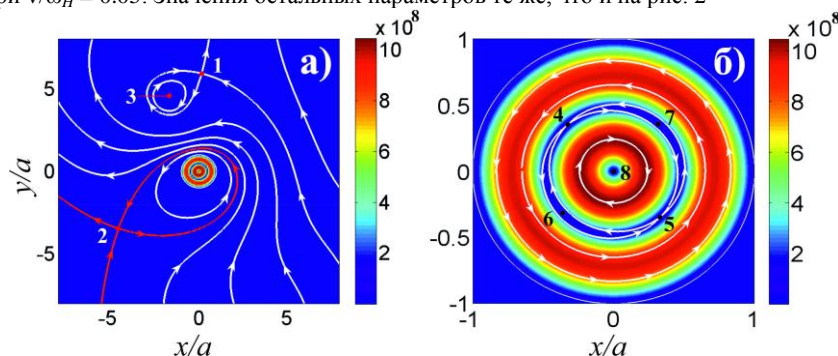


Рис. 9. Структура линий вектора Пойнтинга в случае гиротропного цилиндра при $\omega = \omega_{UH,1,1}$. Значения параметров те же, что и на рис. 2

нейтральными частицами в плазме не равна нулю ($v \neq 0$). На рис. 8 приведена структура линий вектора Пойнтинга на резонансной частоте $\omega_{R,1}$ при $v/\omega_H = 0.05$. В этом случае некоторые линии потока энергии «уходят» внутрь цилиндра, что связано с наличием стоков вектора Пойнтинга ($\text{div} \mathbf{S} < 0$) в указанной области. При этом сепаратрисы седла 2 (выделены красным цветом на рис. 8а) не образуют петлю, как это было в отсутствие потерь (рис. 7в), т.е. их роль сводится к разделению потоков энергии. Заметим, что характер поведения энергии вблизи седла 1 и центра 3 не меняется при введении диссипации. Внутри цилиндра (рис. 8б) имеется особая точка 4 типа фокус, вблизи которой линии вектора Пойнтинга имеют вид логарифмической спирали. На границе рассеивателя векторные линии \mathbf{S} испытывают преломление (в силу разрывного поведения компоненты S_ϕ) и «накручиваются» на точку 5.

Обратимся теперь к поведению плотности потока энергии в случае объемных резонансов. На рис. 9 изображена картина линий вектора Пойнтинга на частоте объемного резонанса $UH_{1,1}$ в отсутствие столкновительных потерь. Нетрудно видеть, что характер поведения плотности потока энергии на указанном резонансе в области вне рассеивателя (рис. 9а) похож на

поведение энергии на резонансе R_1 в отсутствие диссипации (рис. 7в), что связано со сходством структур рассеянного поля на этих резонансах, как это отмечалось ранее. Внутри цилиндра (рис. 9б) расположены два седла 4 и 5, сепаратрисы которых замкнуты и охватывают центры 6 и 7, а также центр 8, находящийся вблизи оси цилиндра. При этом имеются две области (внешняя и внутренняя) с различными направлениями потока энергии. Отметим, что в этом случае абсолютное значение нормированного вектора Пойнтинга внутри цилиндра значительно превышает соответствующую величину как для изотропного, так и для гиротропного рассеивателя на рассмотренных выше квазистатических резонансах.

Заключение

В настоящей работе на примере кругового цилиндра, заполненного однородной холодной магнитоактивной плазмой, исследованы энергетические характеристики рассеяния плоской электромагнитной волны Н-поляризации. Показано, что при рассеянии электромагнитной волны на гиротропном цилиндре в случае квазистатического резонанса структура линий плотно-

сти потока энергии имеет асимметричный характер. Установлено, что абсолютное значение вектора Пойнтинга вблизи границы гиротропного цилиндра превышает на несколько порядков соответствующую величину на границе цилиндрического изотропного рассеивателя на частотах дипольных резонансов для каждого из этих случаев. Кроме того, обнаружено значительное возрастание поля внутри замагниченного плазменного цилиндра на частотах объемных резонансов ниже верхней гибридной частоты по сравнению с квазистатическим резонансом. При учете столкновительных потерь в плазменной среде поведение вектора Пойнтинга вне рассеивателя меняется незначительно, в то время как внутри и на границе цилиндра появляются стоки этого векторного поля.

Отметим, что полученные выше выводы могут быть распространены (с некоторыми оговорками) на цилиндрические рассеиватели, заполненные другими гиротропными средами, диэлектрическая проницаемость которых описывается тензором общего вида (1), хотя конкретные выражения для компонент тензора при этом могут существенно отличаться от (2). В инфракрасном диапазоне подобное описание возможно для искусственной среды, представляющей собой чередующиеся слои диэлектрика и графена [9] либо слои тонких пленок топологического изолятора и диэлектрика [10]. Кроме того, в оптической области частот тензор диэлектрической проницаемости вида (1) имеют кобальт и некоторые его сплавы, обладающие гиротропными свойствами [11]. Несмотря на различия диапазонов частот и названных выше сред можно утверждать, что при использовании данных сред в качестве заполнения цилиндра его рассеивающие свойства будут демонстрировать определенное сходство с характеристиками рассеяния, изученными в настоящей работе.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-4688.2014.2, РФФИ (проекты № 12-02-31181, 12-02-00747-а, 14-01-31280-мол а) и Правительства РФ (грант № 14.B25.31.0008).

Список литературы

1. Краснок А.Е., Максимов И.С., Денисюк А.И. и др. Оптические наноантенны // УФН. 2013. Т. 183. № 6. С. 561–589.
2. Luk'yanchuk B.S., Ternovsky V. Light scattering by a thin wire with a surface-plasmon resonance: Bifurcation of the Poynting vector field // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 235432-1–235432-12.
3. Es'kin V.A., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M., Krafft C. Multiple scattering of electromagnetic waves by an array of parallel gyrotropic rods // Phys. Rev. E. 2012. V. 86. № 6. P. 067601-1–067601-5.
4. He C., Lu M.-H., Heng X., et al. Parity-time electromagnetic diodes in a two-dimensional nonreciprocal photonic crystal // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. № 7. P. 075117-1–075117-9.
5. Wang Z., Chong Y.D., Joannopoulos J.D., Soljačić M. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. № 1. P. 067601-1–067601-5.
6. Ginzburg V.L. The propagation of electromagnetic waves in plasmas. Oxford: Pergamon Press, 1970.
7. Crawford F.W., Kino G.S., Cannara A.B. Dipole resonances of a plasma in a magnetic field // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 11. P. 3168–3175.
8. Гильденбург В.Б., Марков Г.А. О резонансах газоразрядной плазмы в магнитном поле // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 5. С. 780–783.
9. Crassee I., Levallois J., Walter A.L., et al. Giant Faraday rotation in single- and multilayer graphene // Nat. Phys. 2011. V. 7. P. 48–51.
10. Tse W.-K., MacDonald A.H. Giant magneto-optical Kerr effect and universal Faraday effect in thin-film topological insulators // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. № 5. P. 057401-1–057401-5.
11. Višnovský Š., Lišková E.J., Nývlt M., Krishnan R. Origin of magneto-optic enhancement in CoPt alloys and Co/Pt multilayers // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 23. P. 232409-1–232409-6.

BEHAVIOUR OF THE POYNTING VECTOR FOR PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE SCATTERING ON A GYROTROPIC CYLINDER

A.V. Ivoninsky, V.A. Es'kin, A.V. Kudrin

We study the behaviour of the Poynting vector for resonance scattering of a plane H-polarized electromagnetic wave by a gyrotropic cylinder. A comparison of this behavior is made with that one caused by the scattering on an isotropic cylinder. The Poynting-vector line structure is shown to be asymmetric in the case of a gyrotropic scatterer, the absolute value of the vector quantity at the boundary of the gyrotropic cylinder being significantly more than that one in the case of the isotropic scatterer.

Keywords: diffraction of electromagnetic waves, magnetoactive plasma, resonance scattering.

References

1. Krasnok A.E., Maksimov I.S., Denisjuk A.I. i dr. Opticheskie nanoantenny // UFN. 2013. T. 183. № 6. S. 561–589.
2. Luk'yanchuk B.S., Ternovsky V. Light scattering by a thin wire with a surface-plasmon resonance: Bifurcation of the Poynting vector field // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 235432-1–235432-12.
3. Es'kin V.A., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M., Krafft C. Multiple scattering of electromagnetic waves by an array of parallel gyrotropic rods // Phys. Rev. E. 2012. V. 86. № 6. P. 067601-1–067601-5.
4. He C., Lu M.-H., Heng X. et al. Parity-time electromagnetic diodes in a two-dimensional nonreciprocal photonic crystal // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. № 7. P. 075117-1–075117-9.
5. Wang Z., Chong Y.D., Joannopoulos J.D., Soljačić M. Reflection-free one-way edge modes in a gyromagnetic photonic crystal // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. № 1. P. 067601-1–067601-5.
6. Ginzburg V.L. The propagation of electromagnetic waves in plasmas. Oxford: Pergamon Press, 1970.
7. Crawford F.W., Kino G.S., Cannara A.B. Dipole resonances of a plasma in a magnetic field // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. № 11. P. 3168–3175.
8. Gil'denburg V.B., Markov G.A. O rezonansah gazorazrjadnoj plazmy v magnitnom pole // Izv. vuzov. Radiofizika. 1968. T. 11. № 5. S. 780–783.
9. Crassee I., Levallois J., Walter A.L. et al. Giant Faraday rotation in single- and multilayer graphene // Nat. Phys. 2011. V. 7. P. 48–51.
10. Tse W.-K., MacDonald A.H. Giant magneto-optical Kerr effect and universal Faraday effect in thin-film topological insulators // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. № 5. P. 057401-1–057401-5.
11. Višnovský Š., Lišková E.J., Nývlt M., Krishnan R. Origin of magneto-optic enhancement in CoPt alloys and Co/Pt multilayers // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 23. P. 232409-1–232409-6.