

01;11;06.3

Резонансное рассеяние на слое закритической плазмы конечных размеров

© А.П. Аниутин, А.Д. Шатров

Российский новый университет, Москва

E-mail: anioutine@mail.ru

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино Московской обл.

E-mail: korip@ms.ire.rssi.ru

Поступило в Редакцию 23 октября 2013 г.

Численно исследована двумерная задача возбуждения цилиндрической волной слоя закритической плазмы конечного размера. Обнаружено, что частотная зависимость возбужденного поля при значениях параметров слоя, близких к значениям, приводящим в слое неограниченных размеров к трехкратному вырождению поверхностной волны, имеет резонансный характер. Рассчитаны ближние и дальние поля на резонансной частоте.

Рассмотрена двумерная задача возбуждения нитевидным источником слоя закритической плазмы (или метаматериала, который характеризуется отрицательным значением относительной диэлектрической проницаемости ϵ и положительным значением относительной магнитной проницаемости $\mu = 1$) ограниченного размера. Толщина слоя $2a$, длина $2b$, диэлектрическая проницаемость слоя ϵ предполагается вещественной отрицательной величиной $\epsilon < 0$ (рис. 1, *a*). Изучается случай ТМ-поляризации, когда в электромагнитном поле присутствуют компоненты $H_z(x, y)$, $E_x(x, y)$, $E_y(x, y)$. Задача дифракции в этом случае сводится к нахождению скалярной функции $U(x, y) = H_z(x, y)$, которая должна удовлетворять вне и внутри соответствующим уравнениям Гельмгольца, а также необходимым граничным условиям на гранях пластины и условию излучения на бесконечности. Падающее поле $U_0(r, \varphi)$ задается в виде

$$U_0(r, \varphi) = H_0^{(2)} \left(k \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} \right), \quad (1)$$

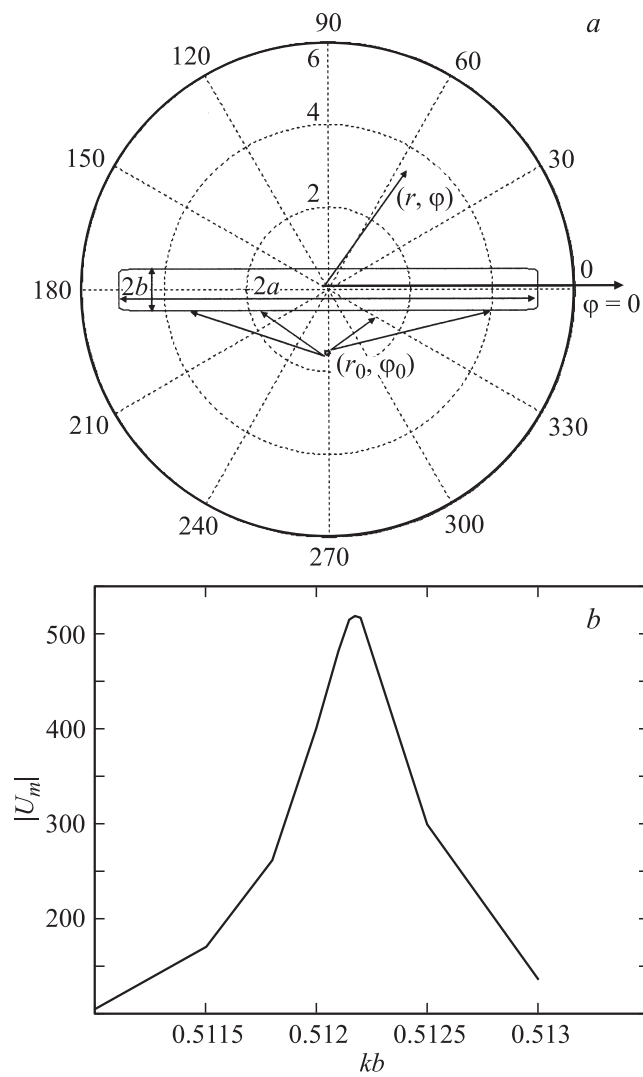


Рис. 1. Возбуждение пластины точечным источником: геометрия задачи (а), частотная зависимость максимума модуля полного поля для пластины с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = -1.0363$ (b).

где $H_0^{(2)}$ — функция Ганкеля, k — волновое число свободного пространства, (r, φ) и (r_0, φ_0) — полярные координаты точки наблюдения и источника соответственно. Зависимость полей от времени описывается множителем $\exp(i\omega t)$.

Для численного решения сформулированной задачи был использован модифицированный метод дискретных источников (ММДИ) [1,2]. Применительно к двумерным задачам дифракции на магнитоэлектрических телах прямоугольной формы этот метод изложен, например, в работе [3].

Свойства собственных волн дискретного спектра плазменного слоя неограниченной длины ($a = \infty$) для случая ТМ-поляризации подробно исследованы в работе [4]. При этом в [4] установлено, что при $\varepsilon < 0$ этот спектр состоит из бесконечного числа комплексных волн, а также двух (при $\varepsilon < -1.0363$ и при $-1 < \varepsilon < 0$) или четырех (при $-1.0363 < \varepsilon < -1$) собственных волн с вещественными постоянными распространения. При некоторых сочетаниях параметров слоя ε , kb возможны эффекты двукратного и трехкратного вырождения этих волн.

В работе [5] показано, что в слое, у которого $a \gg b$, вблизи значений параметров ε и kb , приводящих в слое бесконечной длины ($a = \infty$) к двукратному вырождению поверхностных волн, возникают высокодобротные резонансы ближнего поля.

В данной работе приводятся результаты численных расчетов в случае, когда параметры задачи лежат вблизи значений

$$\varepsilon = -1.0363, \quad kb = 0.513, \quad (2)$$

соответствующих трехкратному вырождению поверхностных волн [6]. На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов, выполненных в предположении, что $a = 10b$, а источник расположен вблизи нижней широкой грани пластины ($r_0 = 2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$).

На рис. 1, b представлена зависимость от частоты модуля полного поля $|U|$ в центре верхней широкой грани пластины. График имеет резонансный характер, причем добротность резонанса оценивается величиной порядка 10^2 .

На рис. 2, a изображено распределение модуля полного поля верхней грани пластины на резонансной частоте $kb = 0.5122$. Видно, что структура поля характеризуется наличием периодических колебаний — стоячих поверхностных волн, максимальная амплитуда которых

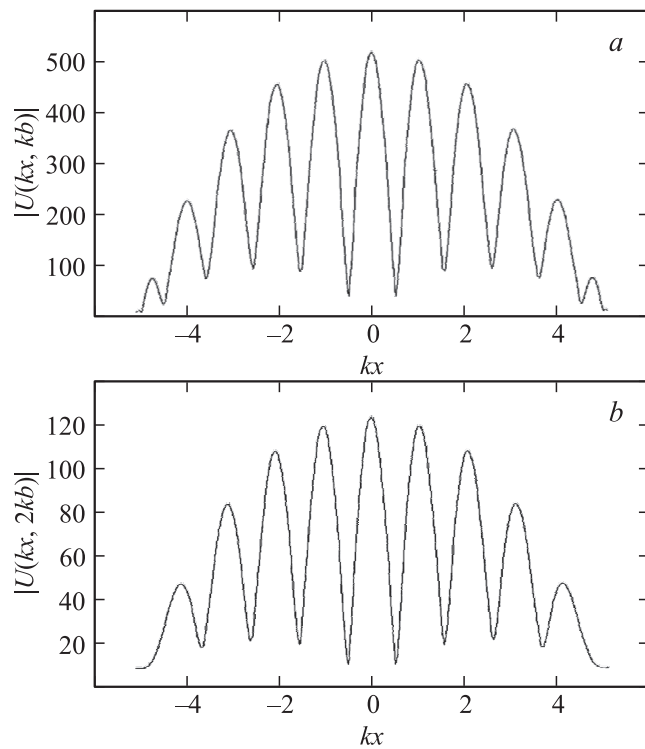


Рис. 2. Ближние и дальние поля на резонансной частоте $kb = 0.5122$ и расположение источника напротив центра нижней широкой грани пластины: распределение модуля полного поля вдоль верхней широкой грани пластины (*a*), распределение модуля полного поля вдоль плоскости $y = 2b$ (*b*), нормированная диаграмма рассеяния (*c*).

монотонно уменьшается в направлении узких торцов пластины. Поле $U(x, b)$ может быть аппроксимировано суммой трех слагаемых вида $U_m = A_m \cos(h_m, x)$, где величины h_m близки к постоянной распространения трехкратно вырожденной поверхностной волны h_0 в слое неограниченной длины. Слагаемые сфазированы так, что результирующее поле практически обращается в нуль на краях пластины ($x = \pm a$). Однако следует отметить, что обсуждаемые резонансные явления не могут быть

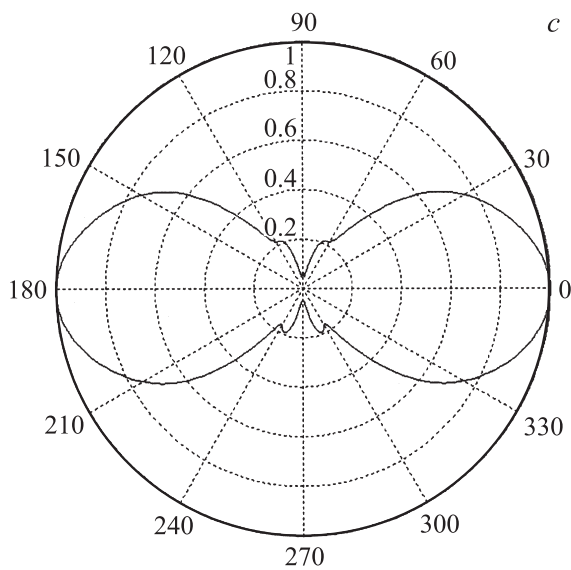


Рис. 2 (продолжение).

объяснены только переотражениями поверхностных волн от торцов пластины. Более существенной причиной возникновения резонанса является факт вырождения прямой и обратной поверхностных волн. Так, резонанс существует и в слое неограниченной длины [7].

Постоянная распространения вырожденной волны определяется формулой [6]

$$h_0 = k \sqrt{1 + (3\varepsilon/2kb)^2} \approx 3.2k. \quad (3)$$

Поэтому число осцилляций поля N на полной длине пластины ($-a < x < a$) оценивается формулой

$$N \approx 2h_0a/\pi = 10.5, \quad (4)$$

что согласуется с рис. 2, а.

На рис. 2, b изображено распределение модуля полного поля в плоскости, параллельной верхней грани пластины и расположенной на расстоянии b от нее. Видно, что функция $U(x, 2b)$ похожа

на функцию $U(x, b)$, но отличается от нее меньшей амплитудой: $U(x, 2b) \approx 0.24U(x, b)$. Поле трехкратно вырожденной поверхностной волны убывает при удалении от границы слоя по закону [8]

$$\psi(y) = \exp[-1.5|\varepsilon|(y - b)/b] \approx \exp[-1.55(y - b)/b], \quad y > b. \quad (5)$$

При $y = 2b$ коэффициент ослабления поля равен $\exp(-1.55) \approx 0.21$. Эта величина вполне согласуется с результатами численных расчетов, что подтверждает роль вырожденных поверхностных волн в формировании резонансного поля.

Нормированная диаграмма рассеяния пластины на резонансной частоте представлена на рис. 2, с. Из этого рисунка видно, что в нижнем и верхнем полупространствах рассеянные поля в дальней зоне пластины совпадают друг с другом с графической точностью. При этом в диаграмме рассеяния присутствуют лишь два лепестка, которые направлены в сторону узких граней пластины ($\varphi = 0$, $\varphi = \pi$). Отмеченные особенности диаграммы рассеяния являются следствием того, что поле собственного колебания пластины доминирует над первоначальным полем точечного источника (1) и что это колебание связано с резонансами четких поверхностных волн пластины.

Нетривиальным свойством диаграммы рассеяния является практически полное отсутствие рассеяния в направлениях, перпендикулярных широким граням пластины ($\varphi = \pi/2$, $\varphi = 3\pi/2$). Поэтому плазменный слой полностью пропускает излучение точечного источника в направлении $\varphi = \pi/2$ и не отражает сигнал в противоположном направлении.

Аналогичные расчеты были выполнены для случая, когда источник располагался вблизи узкого торца пластины в точке ($r_0 = a + 2b$, $\varphi_0 = \pi$), а остальные параметры задачи остались без изменения. Оказалось, что характер пространственного распределения модуля полного поля вдоль широкой верхней грани пластины $y = b$ и в плоскости $y = 2b$ качественно не изменился по сравнению с рассмотренным выше случаем, когда источник имел координаты $r_0 = 2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$. Однако структура нормированной диаграммы рассеяния изменилась — она имеет три основных лепестка, направленных в сторону узкого торца пластины $\varphi = 0$ (рис. 3). Отметим также, что при длине пластины $2a \approx 1.6\lambda$ (λ — длина волны) эти лепестки имеют достаточно малые угловые размеры. Это позволяет говорить о наличии эффекта „сверхнаправленности“ при таком возбуждении пластины.

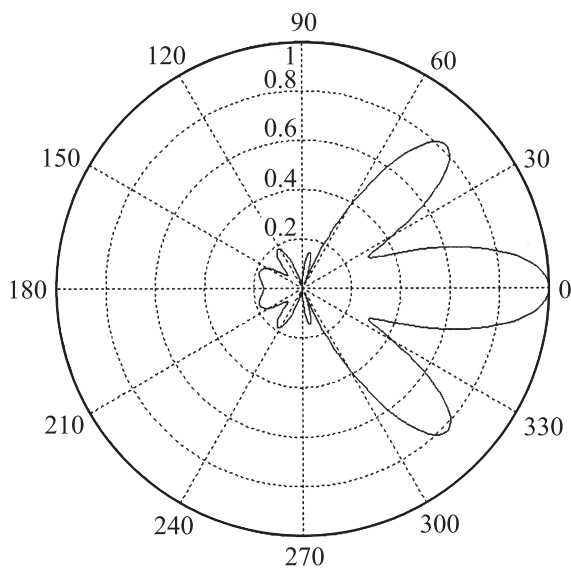


Рис. 3. Нормированная диаграмма рассеяния на резонансной частоте $kb = 0.5122$ при расположении источника напротив центра левой узкой грани пластины.

Таким образом, установлено, что в двумерной задаче возбуждения точечным источником тонкой пластины размером $2a \times 2b$ ($a \gg b$), выполненной из материала с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 1.0363$, существует высокодобротный резонанс. Он происходит на частоте $kb \approx 0.51$ и связан с трехкратным вырождением поверхностных волн в пластине. На резонансной частоте распределение поля на широкой грани пластины имеет вид стоячей волны, амплитуда которой монотонно уменьшается в направлении узких торцов пластины. Структура нормированной диаграммы рассеяния поля зависит от положения источника. Если источник расположен вблизи широкой грани пластины ($r_0 = 2b$, $\varphi_0 = -\pi/2$), то диаграмма рассеяния поля имеет два лепестка, направленные в сторону узких граней пластины, и рассеяние поля в направлениях, перпендикулярных широким граням пластины, отсутствует. Если источник расположен вблизи узкой грани пластины ($r_0 = a + 2b$, $\varphi_0 = \pi$), то диаграмма рассеяния поля имеет три лепестка,

направленные в сторону узкого торца пластины $\varphi = 0$, и имеет место эффект „сверхнаправленности“.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 12-02-00062-а).

Список литературы

- [1] Кюркчан А.Г., Минаев С.А., Соловейчик А.Л. // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 6. С. 666.
- [2] Анютин А.П., Кюркчан А.Г., Минаев С.А. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 8. С. 955.
- [3] Анютин А.П. // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 4. С. 413.
- [4] Tamir T., Oliner A.A. // IEEE. 1963. V. 51. N 2. P. 317.
- [5] Анютин А.П., Шатров А.Д. // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 9. С. 1012.
- [6] Анютин А.П., Шатров А.Д. // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 12. С. 1255.
- [7] Шатров А.Д., Шевченко В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. № 11. С. 1692.
- [8] Мальцев В.П., Шатров А.Д. // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 2. С. 187.