

УДК 532.52

СВЕРХФОКУСИРОВКА ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА В КЛИНООБРАЗНОЙ СТРУКТУРЕ

Н.А. ДЖАНУНЦ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 февраля 2002 г.)

Показано, что при распространении поверхностного плазмон-поляритона через клинообразную структуру его длина волны существенно уменьшается. В результате создаются благоприятные условия для локализации волны в очень малой области пространства, где напряженность электрического поля аномально возрастает.

1. Введение

При изучении нелинейных оптических эффектов на поверхности металла было обнаружено, что шероховатость поверхности способствует возрастанию нелинейного сигнала [1]. Оказалось, что этот эффект в максимальной мере проявляется, когда шероховатость имеет нанометрические размеры [2]. В работах [3,4] сделано предположение, что возрастание электромагнитного поля волны обусловлено возбуждением поверхностного плазмон-поляритона (ППП). Это предположение подтверждается в работах [5-9], где показано, что при определенных условиях из-за сверхфокусировки ППП аномально возрастают волновые поля.

В [5] показано, что в процессе распространения ППП через металлическую клинообразную структуру, находящуюся в однородной диэлектрической среде, существуют необходимые условия для сильной локализации волны и аномального возрастания ее электрического поля. В настоящей работе будет показано, что такое поведение ППП будет наблюдаться и в "асимметричном" случае, т.е. когда клин расположен между двумя различными средами. Примечательно, что эффект сверхфокусировки ППП будет наблюдаться даже в том случае, если металлом является не клин, а одна из окружающих его сред.

2. Теория

Рассмотрим клинообразную структуру, состоящую из трех различных сред (рис.1). Исследуем возможность сверхфокусировки ППП в окрестности конца клина, когда угол клина $\alpha \ll 1$. Будем использовать ци-

линдрическую систему координат r, φ, z (см. рис.1). Здесь координата z направлена по концу клина. Полагаем, что клин с диэлектрической проницаемостью ε_2 занимает область $\pi - \alpha < \varphi < \pi$, подложка с ε_3 занимает область $\pi < \varphi < 2\pi$, а остальную часть пространства ($0 < \varphi < \pi - \alpha$) занимает диэлектрик с проницаемостью ε_1 . Считаем также, что отлична от нуля лишь z -компонента магнитного поля волны H_z . Тогда волновые уравнения можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 H_{zj}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_{zj}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_{zj}}{\partial \varphi^2} + \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} H_{zj} = 0; \quad j=1,2,3. \quad (1)$$

Здесь ω – частота волны, c – скорость света. Для того, чтобы изучить особенности волновых полей в непосредственной окрестности точки соприкосновения, представим независимую от времени часть H_z в виде

$$H_z(r, \varphi) = R(r)\phi(\varphi). \quad (2)$$

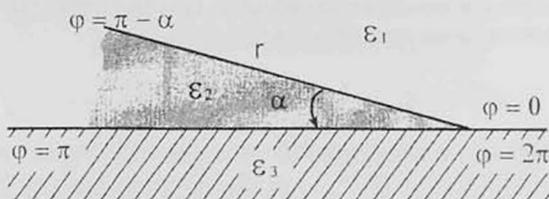


Рис.1. Поперечное сечение клинообразной структуры, где происходит сверхфокусировка поверхностного плазмон-поляритона.

Стандартным образом разделяя переменные, получим:

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \frac{\eta^2}{r^2} R(r) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 \phi(\varphi)}{d\varphi^2} - \eta^2 \phi(\varphi) = 0. \quad (4)$$

Здесь η – компонента разделения, которая определяется из граничных условий.

В непосредственной окрестности точки соприкосновения, когда

$$\frac{\eta^2}{r^2} \gg |\varepsilon| \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (5)$$

для радиальной части волнового поля из (3) легко можно получить:

$$R(r) = \exp\left(i\eta \ln \frac{r}{r_0}\right) = \exp\left(i \int_{r_0}^r k(r') dr'\right), \quad k(r') = \frac{\eta}{r'}, \quad (6)$$

где r_0 – постоянная величина, которая определяется способом возбуждения поверхностного поляритона.

Для угловой части волнового поля поверхностного поляритона получим:

$$\phi(\varphi) = Fe^{-\eta(\varphi-\pi)} + Ee^{\eta(\varphi-\pi)}; \quad \pi - \alpha \leq \varphi \leq \pi, \quad (7)$$

Из уравнений Максвелла можно определить компоненты напряженности электрического поля волны:

$$E_r = \frac{ic}{\omega r \varepsilon} R(r) \frac{\partial \phi(\varphi)}{\partial \varphi} e^{-i\omega t}, \quad E_\varphi = \frac{ic}{\omega \varepsilon} \phi(\varphi) \frac{\partial R(r)}{\partial r} e^{-i\omega t}. \quad (8)$$

В частности, в промежуточной области $\pi - \alpha \leq \varphi \leq \pi$ имеем:

$$E_r = \frac{ic\eta}{\omega r \varepsilon_2} (Ee^{\eta(\varphi-\pi)} - Fe^{-\eta(\varphi-\pi)}) \exp\left(i\eta \ln \frac{r}{r_0} - i\omega t\right), \quad (9)$$

$$E_\varphi = \frac{ic\eta}{\omega r \varepsilon_2} (Ee^{\eta(\varphi-\pi)} + Fe^{-\eta(\varphi-\pi)}) \exp\left(i\eta \ln \frac{r}{r_0} - i\omega t\right). \quad (10)$$

Таким образом, из (6), (9) и (10) следует, что по мере приближения ППП к концу клина ($r \rightarrow 0$) электрическая компонента волнового поля аномально возрастает.

Значение η можно определить из условий непрерывности тангенциальных компонент полей (при условии $\alpha \ll 1$):

$$\eta = -\frac{1}{2\alpha} \ln \frac{(\varepsilon_3 + \varepsilon_2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}. \quad (11)$$

3. Обсуждение

Из полученных результатов можно заключить, что в клинообразной структуре происходит сверхфокусировка ППП, т.е. в ходе его распространения должны наблюдаться следующие особенности. Во-первых, по мере приближения к концу клина, согласно уравнению (6), волновой вектор поляритона возрастает по закону η/r , и, соответственно, уменьшается длина волны. Тогда дифракционные процессы не препятствуют локализации волны в очень малом участке пространства. В результате этого электрические поля аномально возрастают ($E_r, E_\varphi \sim r^{-1}$).

В отличие от случая, описанного в [5], здесь сверхфокусировка ППП будет наблюдаться даже в том случае, когда металлом является не клин, а одна из окружающих его сред. Для этого необходимо, чтобы $\varepsilon_3 < 0$ и $\varepsilon_2 < |\varepsilon_3| < \varepsilon_1$. Указанное обстоятельство существенно расширяет возможности экспериментального наблюдения эффекта.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Reather. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. Springer-Verlag, Berlin, 1988.
2. C.K.Chen, A.R.B.Castro, Y.R.Shen. Phys. Rev. Lett., **46**, 145 (1981).
3. G.T.Boyd, Th.Rasing, J.R.R.Leite, Y.R.Shen. Phys. Rev., B, **30**, 519 (1984).
4. R.T.Deck, R.K.Grygier. Appl. Opt., **23**, 3202 (1984).
5. Kh.V.Nerkararyan. Phys. Lett., A, **237**, 103 (1997).
6. N.A.Janunts, K.S.Bagdasaryan, and Kh.V.Nerkararyan. Phys. Lett., A, **269**, 257 (2000).
7. A.J.Babadjanyan, N.L.Margaryan, and Kh.V.Nerkararyan. J. Appl. Phys., **88**, 3785 (2000).
8. A.J.Babadjanyan, S.V.Harutyuyun, and Kh.V.Nerkararyan. SPIE, **4060**, 142 (2000).
9. A.A.Lalayan, K.S.Bagdasaryan, P.G. Petrosyan, Kh.V.Nerkararyan, J.B.Ketterson. J. Appl. Phys., **91**, 2965 (2002).

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՊԼԱՉՄՈՆ-ՊՈԼՅԱՐԻՏՈՆԻ ԳԵՐՖՈՆԿՈՒՄԱՅՈՒՄԸ
ՍԵՊԱՉԵՎ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՒՄ

Ն.Ա. ԶԱՆՈՒՆՑ

Ցույց է տրված, որ տարածվելով սեպածն կառուցվածքով, մակերևութային պլազմոն-պոլարիտոնի ալիքի երկարությունը փոքրանում է սեպի ծայրին մոտենալուն զուգընթաց: Արդյունքում ալիքը լոկալիզանում է շատ փոքր տիրույթներում և նկատվում է էլեկտրական դաշտի լարվածության անոմալ աճ:

SUPERFOCUSING OF A SURFACE PLASMON-POLARITON IN A WEDGE-LIKE STRUCTURE

N.A. JANUNTS

It is shown that during the propagation of a surface plasmon-polariton through a wedge-like structure its wavelength decreases as it approaches the edge of the structure. As a result, the wave focuses in a very small region and the electric field strength increases anomalously.