

01;05;07;09

## Резонансное преобразование плазмонов в гофрированной структуре металл–диэлектрик

© В.А. Сычугов, А.В. Тищенко, Б.А. Усиевич, И.Ф. Салахутдинов

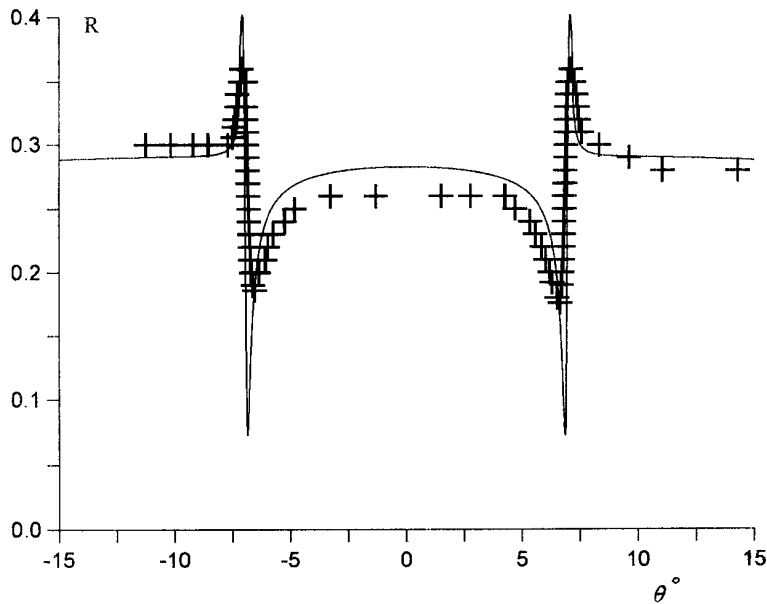
Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 2 марта 1998 г.

Изучен процесс распространения длиннопребжных плазмонов на гофрированной металлической пленке, погруженной в диэлектрик. Показано, что гофрировка пленки приводит к появлению добавочных диссипативных потерь у этих плазмонов. Установлено, что причиной добавочных потерь является резонансная связь между длиннопребжным и короткопребжными плазмонами, возникающая вследствие гофрировки пленки.

С тех пор как в работе [1] была показана возможность существования в тонкой пленке металла, погруженной в диэлектрик, плазмонов с длиной пробега, существенно превышающей длину пробега плазмонов на границе раздела металл–диэлектрик, прошло более 15 лет. Однако до сих пор длиннопребжные плазмоны (ДПП) остаются слабо изученными как экспериментально, так и теоретически. В литературе имеется очень мало сообщений об экспериментальном обнаружении и исследовании такого рода плазмонов [2–6]. Это обусловлено в значительной степени сложностью изготовления тонких сплошных металлических пленок ( $h < 10$  nm), а также необходимостью обеспечения равенства показателей преломления сред, обрамляющих металлическую пленку.

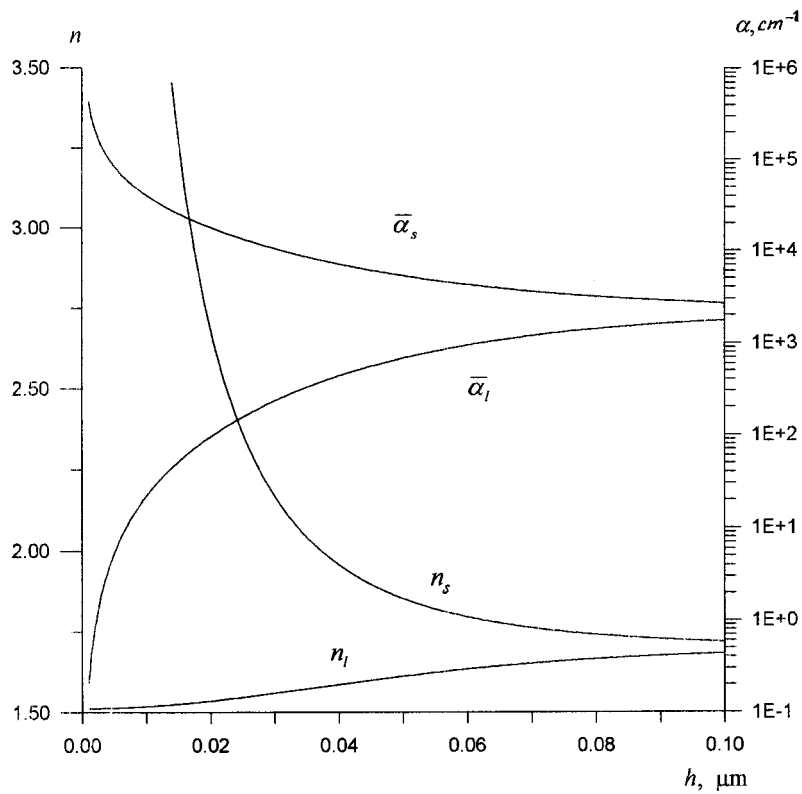
Известно, что возбуждение ДП-плазмонов обычно осуществляется либо с помощью призмы полного внутреннего отражения, либо с помощью гофрировки металлической пленки. Как отмечалось в работе [6], в последнем случае вместо обычного резонансного спада амплитуды отраженного от поверхности металла пучка света можно наблюдать его резонансное увеличение за счет так называемого эффекта "полного" внешнего отражения света [7]. Этот эффект является результатом интерференции отраженной от структуры волны и волны, излученной



**Рис. 1.** Угловая зависимость коэффициента отражения света от гофрированной поверхности тонкой пленки меди с толщиной  $h = 9 \text{ nm}$ ,  $2\sigma = 33 \text{ nm}$ ,  $\Lambda = 0.37 \mu\text{m}$ . Расчетная кривая получена для  $\varepsilon = (-27.0, 5.0)$ .

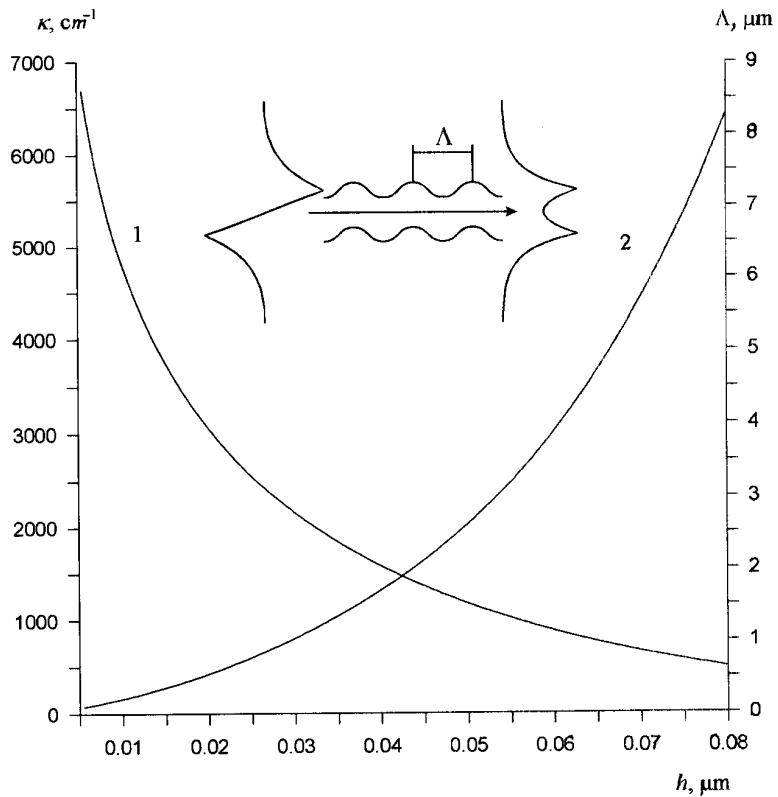
из структуры вследствие ее гофрировки. Конструктивный характер интерференции волн обуславливает резонансное увеличение амплитуды отраженной волны.

Для достижения большого коэффициента отражения света диссипативные потери ДПП должны быть существенно ниже радиационных, возникающих вследствие гофрировки металлической пленки. Как показано в работе [6], при подходящем выборе толщины пленки металла, периода гофра и глубины его это условие можно выполнить. Так, например, на рис. 1 показана расчетная и экспериментально полученная угловая зависимость коэффициента отражения пучка света (все расчеты и эксперименты сделаны для  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ) от поверхности тонкой гофрированной пленки меди ( $h = 9 \text{ nm}$ ) с периодом гофра  $\Lambda = 0.37 \mu\text{m}$  и глубиной  $2\sigma = 33 \text{ nm}$ . Металлическая пленка обрамлена средами с показателями преломления 1.512 и 1.507.



**Рис. 2.** Зависимость действительной части констант распространения  $n$  ДПП- и КПП-плазмонов и коэффициента затухания  $\alpha$  от толщины медной пленки.

Как показали проведенные нами исследования, проблема выбора подходящих для существования ДПП параметров гофрированной структуры осложняется существованием так называемых короткопребжных плазмонов (КПП), которые имеют большие диссипативные потери и большое значение константы распространения. На рис. 2 представлены зависимости этих величин для КПП и ДПП от толщины пленки меди, погруженной в диэлектрик с  $n = 1.512$ . Гофрировка рассматриваемой структуры при соответствующем периоде может приводить к компенса-

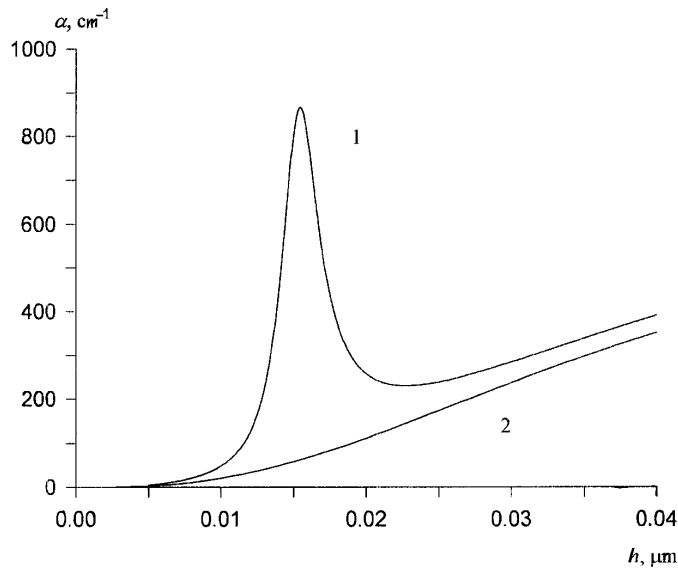


**Рис. 3.** Зависимость коэффициента связи ДП- и КП-плазмонов на гофрированной пленке меди от толщины пленки (кривая 1). Зависимость резонансного значения периода гофрировки пленки меди от ее толщины (кривая 2).

ции разницы констант распространения ДПП и КПП, распространяющихся в одном направлении, т. е. к равенству:

$$k(n_s^* - n_l^*) = K = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (1)$$

где  $n_l^*$  и  $n_s^*$  — эффективные показатели преломления ДП- и КП-плазмонов соответственно.



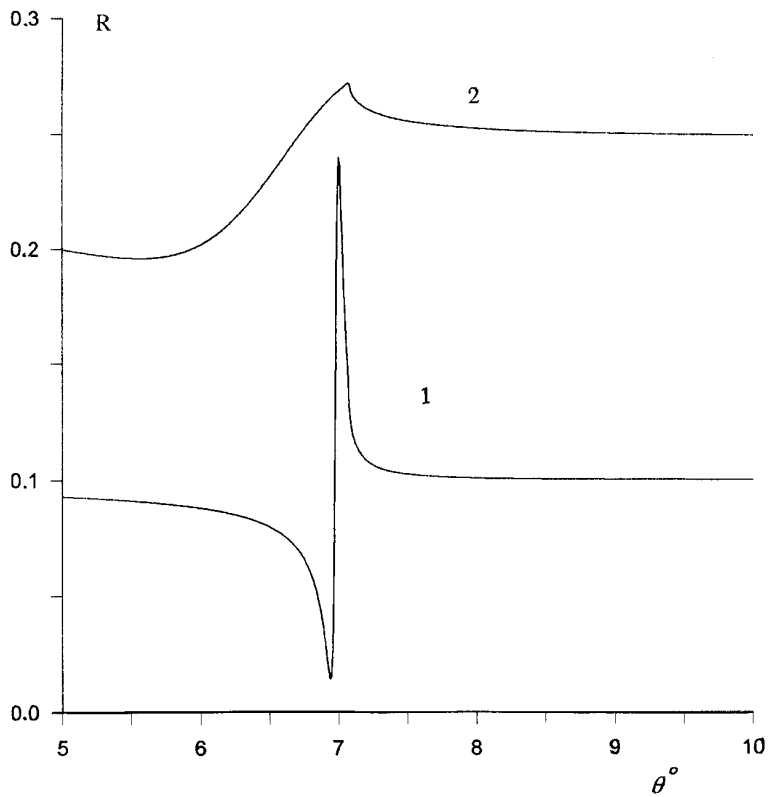
**Рис. 4.** Зависимость величины  $(\tilde{\alpha}_{rad} + \tilde{\alpha}_{dis})$  добавочных потерь (кривая 1) и  $\tilde{\alpha}_{rad}$  (кривая 2) ДП на гофрированной пленке меди от ее толщины ( $2\sigma = 33$  nm).

Это обстоятельство обуславливает резонансную перекачку энергии между плазмонами. В рассматриваемом случае движение КП-плазмонов и ДП-плазмонов происходит в одном направлении и вследствие сильного затухания КП-плазмона энергия перекачивается от ДП-плазмона к КП-плазмону. Если на решетке возбуждается длиннопребный плазмон, то изменение амплитуды  $A_l(x)$  его вдоль решетки в пределах пучка возбуждения происходит следующим образом:

$$\frac{dA_l}{dx} = -\tilde{\alpha}_l A_l - \tilde{\alpha}_{rad} A_l - \kappa A_s + \beta A_{in}, \quad (2)$$

$$\frac{dA_s}{dx} = -\tilde{\alpha}_s A_s + \kappa A_l, \quad (3)$$

где  $\kappa$  — коэффициент связи двух плазмонов на решетке,  $\tilde{\alpha}_{l(s)}$  — коэффициент затухания ДП (КП) плазмона, движущегося по гладкой пленке металла,  $\tilde{\alpha}_{rad}$  — коэффициент излучательных потерь ДП-плазмона,  $A_{l(s)}$  — амплитуды плазмонов,  $A_{in}$  — амплитуда падающей волны и



**Рис. 5.** Угловая зависимость коэффициента отражения света от гофрированной поверхности тонкой металлической пленки для  $h = 9$  нм (кривая 1) и 16.3 нм (кривая 2). Толщина 16.3 нм соответствует максимуму коэффициента добавочных потерь.

$\beta$  — коэффициент связи падающей волны с ДП-плазмоном, который возбуждается этой волной.

В приближении Рэлея–Фурье коэффициент связи между плазмонами имеет следующий вид:

$$\kappa^2 = \frac{(N_0^s)^2 (N_0^l)^2}{h_l n_l h_s n_s} \left[ k\sigma \frac{\varepsilon_1 n_s n_l - \varepsilon_0 N_1^l N_1^s}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) n_s n_l - \varepsilon_0 \varepsilon_1} \right]^2, \quad (4)$$

где

$$h_{l(s)} = h - \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_1}{ikN_1^{l(s)} \left[ (\varepsilon_0 + \varepsilon_1)n_{l(s)}^2 - \varepsilon_0\varepsilon_1 \right]},$$

$$N_0^{l(s)} = \sqrt{\varepsilon_0 - n_{l(s)}^2}, \quad N_1^{l(s)} = \sqrt{\varepsilon_1 - n_{l(s)}^2}$$

и  $n_l, n_s$  — нормированные на величину  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  константы распространения длиннопобежных и короткопобежных плазмонов.

Зависимость  $\kappa$  от толщины металлической пленки ( $2\sigma = 33$  nm) показана на рис.3. Величина коэффициента связи определяет не только длину  $L = \frac{\pi}{2|\kappa|}$  перекачки энергии от длиннопобежного плазмона к короткопобежному, но и коэффициент затухания длиннопобежного плазмона на решетке. Коэффициент затухания ДПП в гофрированной металлической пленке увеличивается по сравнению с затуханием  $\tilde{\alpha}_l$  его на гладкой пленке. Это увеличение обусловлено радиационными потерями  $\tilde{\alpha}_{rad}$  ДПП на гофре и дополнительными диссипативными потерями  $\tilde{\alpha}_{dis}$ , обусловленными перекачкой энергии от ДП-плазмона к КП-плазмону:

$$\alpha = \tilde{\alpha}_l + \tilde{\alpha}_{rad} + \tilde{\alpha}_{dis}, \quad (5)$$

где  $\tilde{\alpha}_{rad} = \text{Re} \left\langle \frac{(N_0^l)^2}{n_l h_l} \left( \frac{k\sigma}{2} \right)^2 \left\{ 2N_1^l + 2(\varepsilon_0 - \varepsilon_1) \frac{(\varepsilon_1 n_l n_r - \varepsilon_0 N_1^r N_1^l)}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_1)n_l^2 - \varepsilon_0\varepsilon_1} \right. \right.$

$$\left. \times \left[ \frac{n_l n_r}{i\varepsilon_1 N_0^l \text{ctg} \left( \frac{kN_0^r h}{2} \right) + \varepsilon_0 N_1^r} + \frac{N_1^l N_0^r}{\varepsilon_1 N_0^r + i\varepsilon_0 N_1^l \text{ctg} \left( \frac{kN_0^l h}{2} \right)} \right] \right\} \right\rangle,$$

(6)

$$\tilde{\alpha}_{dis} = \frac{|\kappa|^2}{\tilde{\alpha}_s}, \quad (7)$$

где  $N_{0,1}^r = \sqrt{\varepsilon_{0,1} - n_r^2}$ ,  $n_r = n_l - \lambda/\Lambda$  — нормированная проекция волнового вектора возбуждающей плазмой объемной волны.

Соотношение (7) получено из уравнений (2) и (3) в предположении стационарности процесса возбуждения ДП-плазмона на гофрированной пленке металла.

На рис. 4 показана зависимость добавочного коэффициента затухания длиннопобежного плазмона на гофрированной пленке меди ( $h = 9$  nm,

$\lambda = 0.37 \mu\text{m}$ ,  $2\sigma = 33 \text{ nm}$ ) от толщины металлической пленки. Положение резонансного пика поглощения ДПП на шкале толщин  $h$  (при заданной длине волны) определяется периодом гофра, амплитуда его — глубиной гофра и шириной пика — величиной потерь короткопробежного плазмона. Например, на рис. 5 показаны зависимости  $R$  ( $\ominus$ ) для двух значений толщин пленки меди. В частности, из рис. 5 видно, что пик отражения исчезает при больших потерях ДПП. Следует отметить парадоксальный, на первый взгляд, момент, который следует из формулы (7): величина добавочных диссипативных потерь для ДП-плазмонов тем меньше, чем больше коэффициент потерь для КП-плазмона на гладкой поверхности металла. Однако, если учесть, что доля энергии, перешедшей от ДП-плазмона к КП-плазмону, зависит от амплитуды возбуждаемого при этом КП-плазмона, которая обратно пропорциональна величине потерь  $\bar{\alpha}_s$ , то зависимость  $\bar{\alpha}_{dis}$  от  $\bar{\alpha}_s$ , представленная формулой (7), становится понятной и почти очевидной.

Таким образом, выявленный в нашем рассмотрении канал потерь энергии в длиннопробежном плазмоне на гофрированной пленке металла накладывает определенные ограничения на выбор параметров гофрированной структуры, которые необходимо учитывать при разработке каких-либо устройств с использованием ПЭВ в тонких гофрированных металлических пленках. Отметим также необходимость работы с синусоидальными решетками. Только такие решетки могут обеспечить минимум добавочных потерь, так как иначе связь длиннопробежного плазмона с короткопробежным может возникать на пространственных гармониках профиля решетки более высокого порядка.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 97-02-16857.

## Список литературы

- [1] *Sarid D.* // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1927.
- [2] *Yang F., Sambles J.R., Bradberry G.W.* // Phys. Rev. 1991. B44. P. 5855.
- [3] *Booman R.A., Olson G.A., Sarid D.* // Appl. Opt. 1986. V. 25. P. 2729.
- [4] *Welford K.R., Sambles Y.R.* // J. Mod. Opt. 1988. V. 35. P. 1467.
- [5] *Sterkenburgh T., Franke H.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81 (2). P. 1011.
- [6] *Салахутдинов И.Ф., Сычугов В.А., Тищенко А.В.* и др. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24 (9). С. 815.
- [7] *Голубенко Г.А., Свахин А.С., Сычугов В.А., Тищенко А.В.* // Квантовая электроника. 1985. Т. 12 (7). С. 1334.