

05.2; 07

© 1991

ЭФФЕКТ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА
В ПОЛЯРИТОННО-АКТИВНОЙ ШОТТКИ-СТРУКТУРЕ

Н.А. Савостьянова, В.Б. Сандомирский

1. Многие поляритонно-активные пары металл-полупроводник являются одновременно и контактами Шоттки. В такой структуре существует обедненный носителями „диэлектрический” слой объемного заряда (ОПЗ), толщиной которого D можно управлять, прикладывая напряжение между полупроводником и металлом. Так как закон дисперсии плазменного пограничного поляритона (ПП) „трехслойной” структуры зависит от толщины диэлектрика D , то изменение последней приведет и к модуляции коэффициента отражения света $R(\omega, \theta)$ частоты ω , падающего на структуру под углом θ (рис. 1). Описанный принцип можно использовать для создания модуляторов и управляемых зеркал.

2. Приведем результаты оценок эффективности подобного модулятора. Пусть поле ПП связывается с внешней электромагнитной волной методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) с помощью призмы с диэлектрической проницаемостью ϵ_d [1].

Комплексные диэлектрические проницаемости (ДП) металла и полупроводника возьмем в виде:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_m \left[1 - \omega_{pm}^2 / \omega(\omega + i\nu_m) \right], \quad (1)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \epsilon_s \left[1 - \omega_{ps}^2 / \omega(\omega + i\nu_s) \right]. \quad (2)$$

Здесь $\hbar\omega < E_g$ - ширины запрещенной зоны полупроводника; ω_{pm}, ω_{ps} , ν_m, ν_s - плазменные частоты и частоты столкновений носителей в металле и полупроводнике, ϵ_m, ϵ_s - диэлектрические проницаемости металла и полупроводника в областях частот $\omega \gg \omega_{pm}$ и $\omega \gg \omega_{ps}$ соответственно. ДП в слое ОПЗ равна ϵ_s и считается независимой от ω .

Для рассматриваемого способа модуляции критической является обратная длина спадания поля ПП в диэлектрике

$$\mu(\omega) = [q^2 - \omega^2 \epsilon_s / c^2]^{1/2}, \quad (3)$$

где q - волновой вектор ПП. Можно показать, что актуальна средняя область частот

$$\omega_{ps} < \omega \approx \omega_{ep} = [\omega_{ps} \omega_{pm} (\epsilon_m / \epsilon_s)^{1/2}]^{1/2} < \omega_{pm}.$$

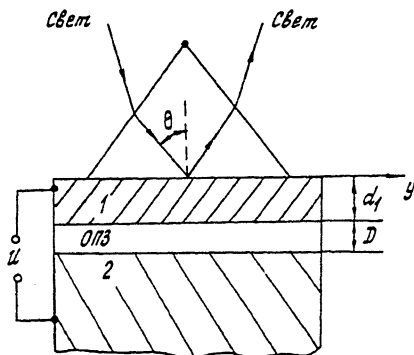


Рис. 1. Управляемая электрическим напряжением (U) поляритонно-активная Шоттки-структура: 1 - металл, 2 - полупроводник. Пограничный поляритон распространяется по оси Y .

На частоте ω_{ep} пересекаются закон дисперсии ПП (ЗДПП) и прямая $q = \omega \epsilon_S^{1/2}/c$. Модуляция $R(\omega, \theta)$ при изменении D максимальна на частоте ω_{ep} . На частоте $\bar{\omega}_{ep} = \omega_{ep} (\nu_S/\nu_m)^{1/4}$, близкой к ω_{ep} , ширина линии поляритонного резонанса имеет минимум. Из (3) следует также, что в области этих частот и соответствующих $q \approx \omega \epsilon_S^{1/2}/c$ $\mu(\omega) \rightarrow 0$, и, следовательно, должно „хорошо работать“ приближение $|\mu|D \ll 1$. Последнее позволяет получить аналитические результаты.

При выполнении условий ПВО между диэлектриком призмы и полупроводником, а также призмой и металлом и при совпадении частот и проекции волнового вектора падающего р-поляризованного света с частотой и волновым вектором ПП в частотной и угловой зависимостях коэффициента отражения $R(\omega, \theta)$ существует резонанс, связанный с возбуждением ПП (рис. 2). Выражение для $R(\omega, \theta)$ вблизи резонанса имеет вид:

$$R(\omega, \theta, d_1, D) = R(\omega, \theta_p, d_1 \rightarrow \infty) \times \left\{ 1 - \frac{4X_p''(\omega, D) \cdot \Delta''(\omega, D)}{[X - X_p'(\omega, D) - \Delta'(\omega, D)]^2 + [X_p''(\omega, D) + \Delta''(\omega, D)]^2} \right\}, \quad (4)$$

$$|X - X_p'| \ll X_p',$$

где $X = \epsilon_d \sin^2 \theta$, $\epsilon_d \sin^2 \theta_p = X_p'(\omega, \theta)$,

$$X_p(\omega, D) = X_p' + iX_p'' = \frac{\epsilon_1(\omega)\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega)} + \gamma D,$$

$$\gamma = \gamma' + i\gamma'' = \frac{2\omega}{c\epsilon_S} \cdot \frac{\epsilon_1^2(\omega)\epsilon_2^2(\omega)(\epsilon_S - \epsilon_1(\omega))(\epsilon_S - \epsilon_2(\omega))}{(\epsilon_2(\omega) - \epsilon_1(\omega)) \cdot [-(\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega))]^{5/2}},$$

$$R(\omega, \theta, d_1 \rightarrow \infty) = |\exp[-i\varphi(\omega, \theta)]|^2 -$$

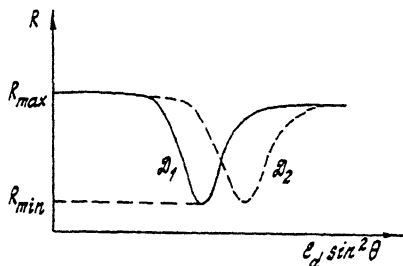


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения $R(\omega, \theta)$ от угла падения света θ для двух толщин слоя ОПЗ, $D_1 < D_2$.

коэффициент отражения света от границы раздела призма-полубесконечный металл 1,

$$\varphi(\omega, \theta) = 2 \arctg \left[\frac{\epsilon_d^{1/2} (\chi - \epsilon_1(\omega))^{1/2}}{\cos \theta \cdot \epsilon_1(\omega)} \right] -$$

- изменение фазы поля волны при отражении. Если $\epsilon_d \sin^2 \theta > \epsilon_1(\omega)$, что выполняется при всех $\omega < \omega_{pm}$, то $R(\omega, \theta, d_1 \rightarrow \infty) \approx 1$. Радиационный сдвиг $\Delta'(\omega, D)$ и уширение $\Delta''(\omega, D)$ равны:

$$\Delta'(\omega, D) = \cos \varphi_p \frac{4 \chi_p^{12}(\omega, 0) \cdot \exp(-2\mu_1 d_1)}{\epsilon_2(\omega) - \epsilon_1(\omega)} \left[1 + D \left(\frac{\omega}{c} \right) \xi \right],$$

$$\Delta''(\omega, D) = -\operatorname{tg} \varphi_p \cdot \Delta'(\omega, D),$$

$$\xi = \frac{(\epsilon_5 - \epsilon_1(\omega)) \cdot (\epsilon_5 - \epsilon_2(\omega)) \cdot (3\epsilon_2^2(\omega) + \epsilon_1^2(\omega)) + 2\epsilon_5^2(\epsilon_1^2(\omega) - \epsilon_2^2(\omega))}{2\epsilon_5 \cdot [-(\epsilon_1(\omega) + \epsilon_2(\omega))]^{1/2} \cdot (\epsilon_1^2(\omega) - \epsilon_2^2(\omega))},$$

обратная длина спадания поля в металле $\mu_1(\omega) = (\omega/c) \times [\chi_p^4(\omega, 0) - \epsilon_1(\omega)]^{1/2}$.

Изменение D , при котором сдвиг положения резонанса превышает ширину линии резонанса (рис. 2), равно

$$\Delta D_t(\omega) = 4 \chi_p''(\omega, 0) / \gamma'.$$

При этом имеет место полная модуляция интенсивности отраженного света, т.е. $R(\omega, \theta)$ изменяется от $R_{max} = R(\omega, \theta_p, d_1 \rightarrow \infty)$ до R_{min} (рис. 2), $\Delta D_t(\omega)$ имеет минимум в средней области частот при $\omega = \bar{\omega}_{ef}$

$$\Delta D_{t, min} = 8c(\nu_s \nu_m)^{1/2} / \omega_{ps} \bar{\omega}_{ef} \epsilon_s^{1/2}. \quad (5)$$

Если $\Delta D > \Delta D_{t, min}$, то полная модуляция возможна в конечном интервале частот.

3. Теперь свяжем зависимость $R(D)$ с напряжением. Толщина обедненного слоя Шоттки D дается формулой

$$D(u) = [\epsilon_{s0}(\varphi_c + eu) / 2\pi e^2 n_s]^{1/2}, \quad (6)$$

где φ_c - контактная разность потенциалов металл-полупроводник, ϵ_{s0} - статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, n_s - концентрация носителей тока в полупроводнике, e - заряд электрона. Отсюда находим минимальное приращение напряжения $\Delta U_{min} = U_2 - U_1$, необходимое для изменения толщины слоя ОПЗ на $\Delta D_{t, min} = D(U_2) - D(U_1)$:

$$\frac{e\Delta U_{min}}{2(\varphi_c + eU_1)} = \frac{\Delta D_{t, min}}{D(U_1)} \left(1 + \frac{\Delta D_{t, min}}{2D(U_1)}\right). \quad (7)$$

Приведем оценки для модуляции света частоты $\omega = \bar{\omega}_{ef} = 4.6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ (длина волны $\approx 4.1 \text{ мкм}$) в структуре $Au-ZnSe$ при $\omega_{ps} = 3.2 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $n_s = 3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\nu_s = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\nu_m = 8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{pm} = 1.4 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\epsilon_{s0} = 5.8$, $\varphi_c = 1.4 \text{ эВ}$, $U_1 = 0$. Тогда для сдвига резонанса, например, на 10% от ширины линии, необходимо $\Delta D = 6 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\Delta U = 5.4 \text{ В}$.

Для расчета модуляции $R(\omega, \theta)$ в Шоттки-структуре использовалась модель оптически четырехслойной структуры с резкими границами сред. Это справедливо, когда толщина слоя ОПЗ достаточно хорошо определена, т.е. пространственный масштаб изменения концентрации носителей тока в полупроводнике L_e мал по сравнению с толщиной слоя Шоттки $D(0)$; при полной ионизации примеси отношение $D(0)/L_e = (\varphi_c / 2k_B T)^{1/2}$ практически всегда больше единицы.

Рассмотренная конфигурация призма-контакт Шоттки позволяет, в принципе, управлять интенсивностью отраженного света в широком частотном диапазоне, который определяется областью существования ПП на границе раздела металл-полупроводник. Выбор рабочей частоты модулятора может осуществляться на одной структуре изменением как угла падения света, так и начальной величины D . Что касается инерционности данного способа модуляции, то, как известно [2], инерционность барьеров Шоттки, например, на Si и $GaAs$ достигает нескольких пикосекунд.

Детальное изложение анализа модуляции ЗДПП и ряда приборных и диагностических применений изложенного принципа модуляции света будет дано в другом месте.

Авторы признательны С.А. Михайлову за полезную дискуссию.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. Аграновича В.М., Миллса Д.Л. М.: Наука, 1985. 500 с.
- [2] Metall-semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications / Ed. Sharma B.L. N.Y.: Plenum Press, 1984. 367 p.

Институт радиотехники
и электроники
АН СССР,
Фрязино

Поступило в Редакцию
12 мая 1991 г.