ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

В.И. Лапшин

Международный Соломонов университет (Харьков)

Украина

Поступила в редакцию 27.05.2009

Рассмотрены плазмон-поляритонные волны в неоднородных переходных слоях структур: полупроводник-полупроводник, полупроводник-диэлектрик, которые находятся в постоянном магнитном поле. Показано, что наличие области верхнего гибридного резонанса приводит к появлению новых поверхностных мод. Определены их дисперсионные характеристики.

Полупроводниковые структуры представляют существенный интерес для различных направлений микроэлектроники [1 – 3]. Изучение спектра поверхностных волн в них является актуальной задачей для разработки и создания электронного оборудования [4 – 7]. Наличие неоднородного переходного слоя на границах структур, который может быть создан с заданными параметрами, существенно расширяет этот спектр, особенно, если в переходном слое имеются резонансные области [6, 8, 9].

В настоящей работе изучаются поверхностные плазмон-поляритонные (ППП) волны на границах двух различных полупроводников, структуры полупроводник-диэлектрик, в полупроводнике с неоднородными переходными слоями, в которых имеется точка $x = x_0$ верхнего гибридного резонанса, где

$$\omega = \omega_H(x_0) = \sqrt{\omega_{pe}^2(x_0) + \omega_{ce}^2}\,,$$

($\omega_{pe}^2(x) = 4\pi e^2 n_{0e}/\varepsilon_0 m$, $\omega_{ce} = eB_0/mc$, n_{0e} – плотность, e – заряд, m – эффективная масса электронов соответственно, ε_0 – диэлектрическая проницаемость неоднородного полупроводника).

Рассмотрим структуру, состоящую из двух полупроводников. Полагаем, что однородный полупроводник с диэлектрической постоянной ε_{02} расположен в области $x < 0$, а полупроводник с неоднородным переходным слоем ($0 < x < a$) и диэлектрической постоянной ε_{01} – в области $0 < x$. Постоянное магнитное $\vec{B}_0$ считаем направленным вдоль оси z, а волны распространяются вдоль оси y. Возмущенную плотность электронов , их скорость , компоненты электрического и магнитного полей волны (E_x, E_y, B_z) будем искать в виде плоской волны, т.е. пропорциональные $\exp[i(\kappa y - \omega t)](n_e = n_{e0} + \quad, |\quad| << n_{e0})$.

В линейном приближении по малым возмущенным величинам получаем следующие уравнения для B_z, E_x, E_y [8, 9]:

$$-\frac{\kappa^2\varepsilon_{1,\alpha}(\omega,x)}{\Delta_\alpha(\omega,x)} - \varepsilon_{0\alpha}\frac{\omega^2}{c^2}\Bigg\}B_z = 0\,, \qquad (1)$$

$$E_x = \frac{c}{\varepsilon_{0\alpha}\omega}\frac{\varepsilon_{2,\alpha}(\omega,x)}{\Delta_\alpha(\omega,x)}\left[\frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{\kappa\varepsilon_{1,\alpha}(\omega,x)}{\varepsilon_{2,\alpha}(\omega,x)}B_z\right], \qquad (2)$$

$$E_y = \frac{-ic}{\varepsilon_{0\alpha}\omega}\frac{\varepsilon_{1,\alpha}(\omega,x)}{\Delta_\alpha(\omega,x)}\left[\frac{\partial B_z}{\partial x} + \frac{\kappa\varepsilon_{2,\alpha}(\omega,x)}{\varepsilon_{1,\alpha}(\omega,x)}B_z\right], \qquad (3)$$

где
$$\varepsilon_{1,\alpha}(\omega,x) = 1 - \frac{\omega_{pe,\alpha}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ce}^2}\,,$$

$$\varepsilon_{2,\alpha}(\omega,x) = -\frac{\omega_{pe,\alpha}^2(x)\omega_{ce}}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}\,, \qquad (4)$$

$$\Delta_\alpha(\omega,x) = \varepsilon_{2,\alpha}^2(\omega,x) - \varepsilon_{1,\alpha}^2(\omega,x)\,,$$

$\omega_{pe,\alpha}^2(x) = 4\pi e^2 n_{0e,\alpha}/\varepsilon_{0\alpha}m$, $\alpha = 1$ для неоднородного полупроводника, $\alpha = 2$ для второго слоя.

В приближении узкого слоя в области верхнего гибридного резонанса $\varepsilon_{1,1}(\omega, x_0) = 0$ компонент E_y электрического поля меняется медленнее E_x и B_z, тогда из уравнений (1) – (3) получаем ($0 < x < a$)

$$B_{z(x)} = c\int \frac{\Delta_1(\omega, x)}{\varepsilon_{1,1}(\omega, x)}dx + c_1, \qquad (5)$$

$$c = -i\frac{\varepsilon_{01}\omega}{c}E_y(x_0), \qquad (6)$$

$c_1 = \text{const}$, $E_y(x_0)$ – определяется внешним источником.

Решение в областях $a < x$ и $x < 0$ выбираем в виде:

$$B_z(x) = B_z(a)e^{-æ_1(x-a)}, \quad a < x, \qquad (7)$$

$$B_z(x) = B_z(0)e^{æ_2 x}, \quad x < 0,$$

где $$æ_1^2 = \kappa^2 + \varepsilon_{01}\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\Delta_1(\omega, a)}{\varepsilon_{1,1}(\omega, a)}, \qquad (8)$$

$$æ_2^2 = \kappa^2 + \varepsilon_{02}\frac{\omega^2}{c^2}\frac{\Delta_2(\omega, a)}{\varepsilon_{1,2}(\omega, a)}.$$

Полагаем, что условие $\mathrm{Re}æ_\alpha > 0$ выполняется.

Используя условие непрерывности B_z на границах $x = 0$ и $x = a$, получаем дисперсионное уравнение для ППП-волны:

$$D(\omega, \kappa) = F(\omega, \kappa). \qquad (9)$$

Здесь $$D(\omega, \kappa) = \Delta_1(\omega, a)\varepsilon_{1,2}(\omega, 0)æ_2 + \Delta_2(\omega, 0)\varepsilon_{1,1}(\omega, a)æ_1, \qquad (10)$$

$$F(\omega, \kappa) = \varepsilon_{1,1}(\omega, a)æ_1\varepsilon_{1,2}(\omega, 0)_2 \times \times \int_0^a \frac{\Delta_1(\omega, x)}{\varepsilon_{1,1}(\omega, x)}dx. \qquad (11)$$

Отношение левой части уравнения (9) к правой оказывается порядка $æ_a a << 1$, поэтому реальная часть частоты ППП-волны определяется из уравнения

$$D(\omega_0, \kappa) = 0. \qquad (12)$$

Декремент затухания и малые добавки к ω_0 ППП-волны, полагая $\omega = \omega_0 + i\gamma + \delta$ ($|\gamma|$, $|\delta| << \omega_0$), находим в виде:

$$\gamma = \mathrm{Im}\,F(\omega_0)\left[\frac{\partial D(\omega, \kappa)}{\partial\omega}\right]^{-1}_{\omega=\omega_0}, \qquad (13)$$

$$\delta = \mathrm{Re}\,F(\omega_0)\left[\frac{\partial D(\omega, \kappa)}{\partial\omega}\right]^{-1}_{\omega=\omega_0}, \qquad (14)$$

где $$\mathrm{Im}F(\omega_0) = \pi\varepsilon_{1,1}(\omega, a)æ_1\varepsilon_{1,2}(\omega, 0)_2 \times æ_2\Delta_1(\omega, x_0)\left[\frac{\partial\varepsilon_{1,1}(\omega, x)}{\partial x}\right]^{-1}_{x=x_0}, \qquad (15)$$

$$\mathrm{Re}F(\omega_0) = -\varepsilon_{1,1}(\omega, a)æ_1\varepsilon_{1,2}(\omega, 0)_2 \times æ_2\int_0^a \frac{\Delta_1(\omega, x)}{\varepsilon_{1,1}(\omega, x)}d. \qquad (16)$$

В выражении (16) входит интеграл в смысле главного значения.

ППП-моды в неоднородном переходном слое ($0 < x < a$) между двумя однородными слоями полупроводника ($\varepsilon_{01} = \varepsilon_{02}$) при наличии в нем точки локального верхнего гибридного резонанса ($\varepsilon_{1,1}(x0) = 0$) также определяются уравнениями и выражениями (4) – (16).

В частном случае $\Delta_1(\omega_0, a) = 0$,

$$\omega_{pe}^2(a) = \omega_{pe}^2(0) + \Delta\ (|\Delta| << \omega_{pe}^2(a),$$

$\omega_{pe,1}^2(x) = \omega_{pe}^2(x)$, $\Delta = \text{const}$) следует, что в нулевом приближении по малым параметрам $\kappa a << 1$, $æ_a a << 1$ и $\Delta/\omega_{pe}^2(a) << 1$ величины равны $\Delta_2(\omega_0, 0) = 0$ и $æ_2(0) = \kappa$ соответственно. Тогда для частоты ППП-волны $\omega = \omega_0 + \delta + i\gamma$ получаем:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_{pe}^2(a) + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2} \pm \frac{|\omega_{ce}|}{2}, \qquad (17)$$

$$\delta = \pm\frac{\kappa[\omega_0^2 - \omega_H^2(a)]\omega_0}{8|\omega_{ce}|\sqrt{\omega_{pe}^2(a) + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2}} \times \left\{\int_0^a \frac{\Delta_1(x)}{\varepsilon_{1,1}(x)}dx - \frac{2\Delta[\omega_0^2 - \omega_{pe}^2(a)]}{\omega_0^2[\omega_0^2 - \omega_H^2(a)]\kappa}\right\}, \qquad (18)$$

$$\gamma = \mp\frac{\pi\kappa[\omega_0^2 - \omega_H^2(a)]\omega_0\Delta_1(x_0)}{8|\omega_{ce}|\sqrt{\omega_{pe}^2(a) + \frac{1}{4}\omega_{ce}^2}} \times \left[\frac{\partial\varepsilon_{1,1}(x_0)}{\partial x}\right]^{-1}_{x=x_0}. \qquad (19)$$

Полученные выражения справедливы для ППП волн как в структуре полупроводник-полупроводник ($\Delta < 0$), так и для полупроводника с неоднородным переходным слоем ($\Delta = 0$) в случае $\omega_{pe}^2(a) \le \omega_{pe}^2(x)$ ($0 \le x < a$, $\delta > 0$, $\gamma < 0$). В связи с тем, что в полупроводнике с переходным слоем $\omega_{pe}^2(a) = \omega_{pe}^2(0) < \omega_{pe}^2(x)$, а значит и $\omega_H^2(a)=\omega_H^2(0)<\omega_H^2(x)$, в слое возможно наличие двух точек верхнего гибридного резонанса. Тогда величина для γ в выражении (19) должна быть увеличена в два раза.

В структуре полупроводник-полупроводник также возможен подобный случай при соответствующем распределении плотности в слое, когда имеется участок $x > 0$, на котором $\omega_{pe}^2(0)<\omega_{pe}^2(x)$ и плотность сначала возрастает, а потом уменьшается.

Рассмотрим поверхностные волны в структуре полупроводник ($x > 0$) с переходным слоем ($0 \le x \le a$) – диэлектрик ($x < 0$) с диэлектрической постоянной ε_{02}. В рассматриваемом случае также справедливы выражения (4) – (16), только следует в них положить

$\varepsilon_{1,1}(\omega, x) = 1$, $\varepsilon_{2,2}(\omega, x) = 0$, $\Delta_2(\omega, x) = -1$.

В частном случае, когда выполняются неравенства

$$\kappa^2 >> \frac{\varepsilon_{01}\omega^2}{c^2}\frac{\Delta_1(\omega,a)}{\varepsilon_{1,1}(\omega,a)}, \quad \kappa^2 >> \frac{\varepsilon_{02}\omega^2}{c^2}, \quad (20)$$

получаем следующее дисперсионное уравнение для ППП волн:

$$D(\omega, \kappa) = F(\omega, \kappa), \quad (21)$$

где

$$D(\omega, \kappa) = \Delta_1(\omega, a) - \varepsilon_{1,1}(\omega, a), \quad (22)$$

$$F(\omega,\kappa)=-\kappa\int_0^a\frac{\Delta_1(\omega,x)}{\varepsilon_{1,1}(\omega,x)}+\frac{\omega^2}{2\kappa^2c^2}\left(\varepsilon_{02}-\varepsilon_{01}\right). \quad (23)$$

Здесь учтено, что $|F(\omega, \kappa)| << |D(\omega, \kappa)|$.

Для частоты ω_0 ($\omega = \omega_0 + \delta + i\gamma$) поверхностной волны из уравнения $D(\omega_0, \kappa) = 0$ получаем выражение:

$$\omega_0^2=\frac{1}{4}\left[3\omega_{pe}^2(a)+2\omega_{ce}^2\right]\pm$$

$$\pm\frac{1}{4}\sqrt{\omega_{pe}^4(a)+12\omega_{pe}^2(a)\omega_{ce}^2+4\omega_{ce}^2}. \quad (24)$$

Значения δ и γ определяются выражениями (13), (14), (22), (23).

Во всех трех рассмотренных случаях в переходном слое полупроводника магнитное поле B_z определяется формулами (5), (6), а компонент электрического поля E_x выражением

$$E_x=\frac{-i\varepsilon_{2,1}(\omega,x)}{\varepsilon_{1,1}(\omega,x)}E_y(x_0). \quad (25)$$

Следуя результатам работы [9, 10], в резонансной области вблизи точки $x = x_0$ ($\varepsilon_{1,1}(\omega, x_0) = 0$) слабая стрикционная нелинейность, которая приводит к нелинейному изменению электронной плотности и которую необходимо учитывать только в $\varepsilon_{1,1}(\omega, x)$, может формировать нелинейную мелкомасштабную поверхностную волну.

В заключение отметим, что наличие резонансов в неоднородном переходном слое полупроводников, находящихся в постоянном магнитном поле, приводит к появлению в нем новых типов плазмон-поляритонных поверхностных мод, а также, возможно, к формированию в резонансной области нелинейных поверхностных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fang Lin, Ruiyuan Wan et al. Hybrid three-arm coupler consisted of long range surface plasmon polariton and dielectric waveguides//Journ. of Light wave Technology. – 2008. – Vol. 26, I. 24. – P. 3872-3882.
2. Rubio-Mercedes C.E. et. al. Surface plasmon polariton propagation in y-shaped metallic channels junctions//2006 Intern. Telecommunication Symp. – 2006. – P. 141-145.
3. Yan M., Qiu M. Analysis of surface plasmon polariton using anisotropic finite elements//EEE, Fhotonics Technology Letters. – 2007. – Vol. 19-22. – P. 1804-1806.
4. Conwell E.M. Dispersion of surface plasmons and phonons in inhomogeneous media//Phys. Rev. – 1975. – B. 11. – P. 1508-1511.
5. Martin B. G., Wallis R. F. Theory of surface polaritons in germanium//Phys. Rev. – 1976. – B. 13. – P. 3339-3343.
6. Cheng C. Kao and Esther M. Conwell. Surface plasmon dispersion of semiconductors with deletion or accumulation layers//Phys Rev – 1976. – B. 14. – P. 2464-2479
7. Halevi P. Polariton modes at the interface between two conducting or dielectric media//Surf. Scien. – 1978. – V0l. 76, I. 1. – P. 64-90.
8. Fedutenko E.A., Lapshin V.I. and Leleko Ya.F. The hydrodynamical plasmon–polariton echo in nonuniform semiconductor plasmas//Physica Scripta. – 1994. – Vol. 50. – P. 310-313.

9. Лапшин В.И. Влияние стрикционной нелинейности на поверхностные волны в неоднородных полупроводниковых структурах//Физическая инженерия поверхности. – 2009. – Т. 7, № 1-2. – С. 130-132.
10. Лапшин В.И., Степанов К.Н., Штрассер В.О. Возбуждение нелинейной кинетической волны в области локального альфвеновского резонанса//Физика плазмы. – 1992. – Т. 18. – С. 660-666.

ПЛАЗМОН-ПОЛЯРІТОННІ ПОВЕРХНЕВІ ХВИЛІ У НЕОДНОРІДНИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ СТРУКТУРАХ

В.І. Лапшин

Розглянуто поверхневі плазмон-полярітонні хвилі в неоднорідних перехідних шарах структур: напівпровідник-напівпровідник, напівпровідник-діелектрік, які знаходяться у сталому магнітному полі. Показано, що наявність області верхнього гібридного резонансу призводить до появи нових поверхневих мод. Визначені їх дисперсійні характеристики.

PLASMON-POLARITON SURFACE WAVES IN NONUNIFORM SEMICONDUCTOR STRUCTURE

V.I. Lapshin

Surface plasmon-polariton waves in nonuniform transient layers of the semiconductor- semiconductor, semiconductor-dielectric structures are considered. The existence of the upper hybrid resonance region leads to appearance of the new surface modes. Theirs dispersion characteristics are defined.