

ВЛИЯНИЕ ТОНКОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ НА СВОЙСТВА ПЭВ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК

Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Макарова Т. Л., Румянцев Б. Л.,
Сресели О. М., Ярошецкий И. Д.

Теоретически и экспериментально исследовано влияние толщины диэлектрического слоя на возбуждение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) в структуре металл—полупроводник. Обнаружена критическая зависимость свойств резонансного фотосоответа структуры, связанного с возбуждением медленной моды ПЭВ, от толщины оксида, проявляющаяся в смещении углового положения резонансного пика фотосоответа, уменьшении полуширины пика и его полном исчезновении при толщине оксида $\geq 150 \text{ \AA}$. Показано, что в некотором интервале толщин поверхностные ТМ-моды отсутствуют (для рассмотренного случая Ag (Au)—собственный оксид—GaP — в интервале от 15 до 500 нм).

Полученные результаты могут найти применение при разработке резонансных фотоприемников на основе структур Шоттки и МОП структур.

Возбуждение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на границе раздела металл—объемный полупроводник используется для резонансного усиления фотоэлектрических процессов в структуре Шоттки [1] и для определения оптических констант полупроводника [2]. Поверхностную моду, локализованную на этой границе, принято называть медленной модой (ММ) в отличие от другой поверхностной моды, возможной в трехслойной структуре воздух—металл—полупроводник, которая локализована на границе металл—воздух и имеет большую фазовую скорость.

Естественно ожидать, что характеристики ММ должны существенно зависеть от свойств переходного слоя на границе раздела. В работе [1] исследовалось угловое положение резонансного пика фотосоответа, вызванного возбуждением ММ в структуре Шоттки с помощью дифракционной решетки (ДР) на границе раздела. Отмечалось, что угловое положение пика не совпадает с расчетным; экспериментальные значения волновых векторов ПЭВ (k_n) ложатся между световой линией для полупроводника ($k = \sqrt{\epsilon} \omega/c$) и дисперсионной кривой ММ, рассчитанной для гладкой границы раздела [3]. Поскольку наличие решетки или хаотической шероховатости приводит к увеличению волнового вектора ПЭВ, то получаемое на опыте уменьшение связано, по-видимому, с наличием на границе раздела окисного слоя с существенно меньшей, чем у полупроводника, диэлектрической проницаемостью.

В данной работе теоретически и экспериментально исследовано влияние тонкого диэлектрического слоя на возбуждение ПЭВ в структуре металл—полупроводник с синусоидально профилированной поверхностью.

Т е о р и я

Влияние оптически тонких переходных слоев на свойства ПЭВ на границе с вакуумом исследовалось разными авторами [3]; были получены общие формулы для закона дисперсии ПЭВ в таких системах. В нашем случае для исследования зависимостей характеристик ММ от толщины слоя полупроводникового оксида использована модель оптически однородной диэлектрической прослойки между металлом и полупроводником, имеющей резкие границы с обеими сре-

дами (рис. 1). Была рассмотрена двумерная задача о дифракции TM -поляризованной плоской волны, падающей под углом ϑ к оси z в плоскости xz на структуру, границы которой заданы уравнениями

$$\begin{aligned} z &= \zeta \sin gx, \\ z &= d + \zeta \sin gx, \end{aligned} \quad (1)$$

где ζ — амплитуда решетки, $g=2\pi/a$, a — период решетки, d — толщина промежуточного слоя. Поле определяется одной компонентой $H=H_y$.

Система исследовалась численно с помощью рэлеевского метода [4], заключающегося в разложении амплитуды электромагнитного поля во всем пространстве на сумму вида

$$H_l(x, z) = H_0 \exp [i(k_x^{(0)}x + q_l^{(0)}z)] \delta_{1l} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} [F_l^{(m)} \exp(iq_l^{(m)}z) + B_l^{(m)} \exp(-iq_l^{(m)}z)] \times \exp(ik_x^{(m)}x), \quad (2)$$

где $l=1, 2, 3$; $k_x^{(m)} = k_x^{(0)} + mg$; $(q_l^{(m)})^2 = \varepsilon_l \omega^2 / c^2 - (k_x^{(m)})^2$; $k_x^{(0)} = \omega/c \sin \vartheta \sqrt{\varepsilon_1}$; $\text{Re}, \text{Im } q_l^{(m)} > 0$, H_0 — амплитуда падающей волны. Коэффициенты опреде-

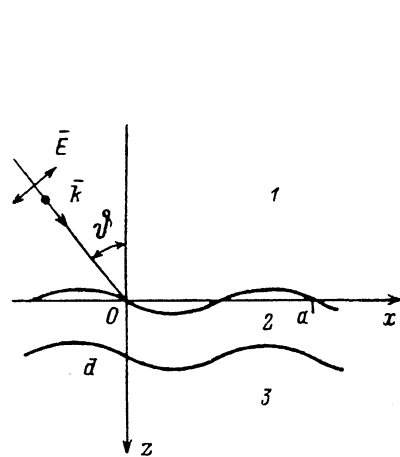


Рис. 1.

1 — полупроводник, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon_1$; 2 — диэлектрик, $\varepsilon = \varepsilon_2$; 3 — металл, $\varepsilon = \text{Re } \varepsilon_3 + i \text{Im } \varepsilon_3$, $\text{Re } \varepsilon_3 < 0$; $|\text{Re } \varepsilon_3| > \varepsilon_1 > \varepsilon_2$.

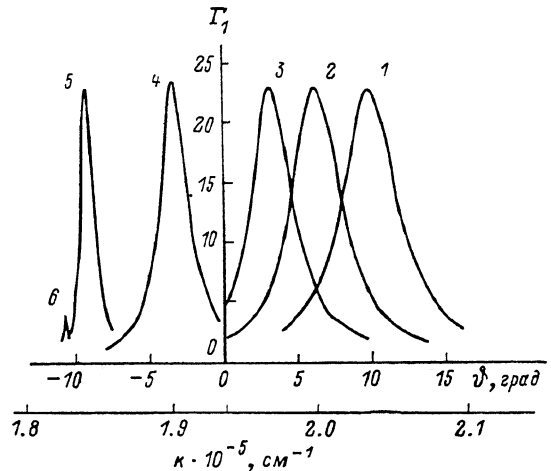


Рис. 2. Расчетные угловые зависимости величины $\Gamma_1 = |B_1^{+1}/H_0|^2$.

Толщина оксида d , нм: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 5, 5 — 10, 6 — 15.

ляются из граничных условий [4]. Для использованных в эксперименте решеток с глубиной, близкой к оптимальной для возбуждения ПЭВ в первом порядке дифракции, рассматриваемые ряды достаточно хорошо сходятся при сравнительно небольшом числе членов разложения. Разница между величинами полей, вычисленных с учетом первых 7 или 9 членов, не превышала 1 % во всем интервале углов вплоть до значений амплитуды решетки $\zeta=0.05 a$. При возбуждении ПЭВ в $+1$ -м порядке поле вблизи поверхности полупроводника определяется резонансным коэффициентом B_1^{+1} . На рис. 2 представлены расчетные угловые зависимости для величин $\Gamma_1 = |B_1^{+1}/H_0|^2$ для конкретной системы Au- n -GaP с синусоидально профилированной границей раздела ($a=0.324$ мкм, $\zeta=6$ нм, $\lambda=1.064$ мкм) без оксидного слоя и для разных толщин слоя d . Диэлектрическая постоянная оксида $\varepsilon_2=3.24$ (см. раздел «Эксперимент»), данные для металла и полупроводника взяты из [5] и [6] соответственно. В нашем случае $|\text{Re } \varepsilon_3| > \text{Re } \varepsilon_1 > \text{Re } \varepsilon_2$; кроме того, мы пренебрегаем поглощением в полупроводнике и оксиде ($\text{Im } \varepsilon_1, \varepsilon_2=0$).

С увеличением толщины оксида пик сдвигается в сторону уменьшения k_x и пропадает при некотором $d \geq 15$ нм; при этом полуширина его уменьшается, а величина максимума практически не меняется.

Объяснение этих зависимостей заключается в следующем. Относительно небольшое уменьшение k_x с увеличением d приводит к существенному

уменьшению z -компоненты волнового вектора ПЭВ в полупроводнике: $(q_1)^2 = \epsilon_1 (\omega/c)^2 - (k_x^{(1)})^2$. Эта величина характеризует глубину затухания ПЭВ, является важным параметром, влияющим на свойства поверхностного резонанса. При некотором $d = d_{\text{кр}}$ q_1 обращается в нуль и резонанс пропадает. Приближенное значение $d_{\text{кр}}$ можно найти из дисперсионного соотношения для собственных мод плоской трехслойной системы [3]

$$(\epsilon_1 q_2 + \epsilon_2 q_1)(\epsilon_2 q_3 + \epsilon_3 q_2) + (\epsilon_1 q_2 - \epsilon_2 q_1) \times (\epsilon_2 q_3 - \epsilon_3 q_2) \exp(2iq_2 d) = 0. \quad (3)$$

Положив $q_1 = 0$, находим

$$d_{\text{кр}} = 0.5 |q_2|^{-1} \ln |(\epsilon_2 q_3 + \epsilon_3 q_2) / (\epsilon_2 q_3 - \epsilon_3 q_2)|. \quad (4)$$

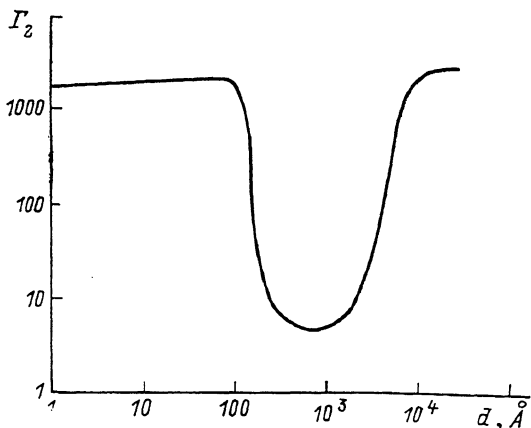


Рис. 3. Зависимость резонансного множителя Γ_2 для структуры Au—оксид—GaP от толщины слоя оксида.

$\lambda = 1.064$ мкм.

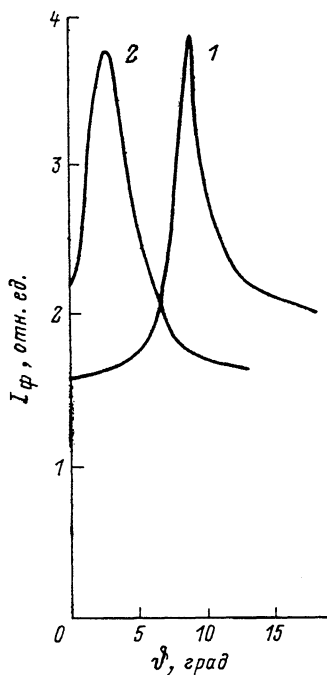


Рис. 4. Угловые зависимости фотответа в структуре Ag— n -GaP при разных толщинах оксида (эксперимент).

d , нм: 1 — 12—13, 2 — 5.

Учитывая, что в нашем случае $|\epsilon_3| > \epsilon_1 > \epsilon_2$, из (3) можно вывести приближенный закон изменения q_1 :

$$q_1(d) = q_1(0) (1 - d/d_{\text{кр}}). \quad (5)$$

При возрастании d и приближении его к $d_{\text{кр}}$ глубина проникновения поля ПЭВ в полупроводник резко возрастает, при этом все меньшая часть энергии волны распространяется в металле — единственной поглощающей ПЭВ среде. Следовательно, уменьшаются диссипативные потери, увеличивается длина пробега ПЭВ вдоль поверхности раздела и уменьшается полуширина максимума. Этот эффект по своей природе аналогичен эффекту увеличения длины пробега одной из собственных мод в системе диэлектрик—металл—диэлектрик при уменьшении толщины металлического слоя (длиннопробежные ПЭВ). Однако длина пробега в последнем случае увеличивается не только за счет уменьшения q_1 , но и благодаря утоньшению металлического слоя.

В системе с решеткой уменьшаются также радиационные потери, так как мода взаимодействует с решеткой слабо из-за большой глубины проникновения в полупроводник; но в той же степени уменьшается и взаимодействие с падающей волной, поэтому сокращение полуширины не приводит к увеличению усиления в максимуме резонансного пика. Оптимальная глубина решетки, при которой усиление максимально, также практически не меняется, потому что и радиационные, и диссипативные потери уменьшаются в одинаковой степени. Величина $d_{\text{кр}}$ в структуре с ДР несколько больше, чем рассчитанная по (4) для плоской поверхности, так как синусоидальная поверхность замедляет ПЭВ и сдвигает дисперсионную кривую в сторону больших волновых векторов.

Надо заметить, что другая поверхностная мода, возможная в этой системе (на границе раздела металл—диэлектрический слой), может возбуждаться только при существенно более толстых диэлектрических слоях, чем рассматриваемые (более 100 нм), причем при данном шаге решетки на более коротких длинах волн.

На рис. 3 приведены результаты расчета максимального по k_x значения резонансного множителя $\Gamma_z = |F_3^{(0)}/B_3^{(0)}|^2$, определяющего усиление поля в металле ($F_3^{(0)}$ и $B_3^{(0)}$ — коэффициенты в выражении для поля в плоской системе

$$H_z(x, z) = [F_3^{(0)} \exp(iq_3^{(0)}z) + B_3^{(0)} \exp(-iq_3^{(0)}z)] \exp(ik_x x), \quad (6)$$

когда свет падает со стороны металла). Видно, что в некотором интервале толщин диэлектрика в системе отсутствуют *ТМ*-поляризованные собственные моды с большим усилением электромагнитного поля. Для рассмотренных значений ϵ эта «щель» достигает нескольких сотен нанометров.

Использование модели однородной диэлектрической прослойки для описания свойств оксидной пленки толщиной в несколько нанометров является довольно грубым приближением. Однако качественная картина, описанная выше и связанная с прохождением q_1 через нуль, по-видимому, сохранится и при использовании других моделей.

Э к с п е р и м е н т

Экспериментальное подтверждение теоретических выводов было выполнено путем измерения фототовета структуры Шоттки Ag— или Au—*n*-GaP с синусоидально профилированной границей раздела при возбуждении ММ слабо поглощаемым светом, падающим со стороны полупроводника. Толщина собственного окисла на поверхности GaP задавалась обработкой ее различными травителями. Измерение спектральных или угловых зависимостей фототовета в такой структуре является удобным и достоверным способом определения параметров возбуждаемой ПЭВ [1].

Толщина оксидного слоя определялась эллипсометрическим методом. Возможность достоверного определения эллипсометрических параметров на негладкой поверхности — дифракционной решетке — была доказана предварительными измерениями на образцах-спутниках, как гладких, так и с решеткой. Было доказано, что при расположении штрихов ДР параллельно плоскости падения измерительного светового пучка значения эллипсометрических параметров соответствуют данным, полученным на гладких образцах GaP. Измерения проводились на эллипсометре ЛЭФ-3М при угле падения 70° на двух длинах волн: 0.6328 и 0.4785 мкм. Экспериментальные точки, полученные как на ДР, так и на гладких образцах, отклоняются от теоретических кривых, построенных для модели однородной пленки на GaP с $n=3.31-i\cdot 0$ (0.6328 мкм) и $n=3.63-i\cdot 0.11$ (0.4785 мкм) [6], в сторону уменьшения эллипсометрического амплитудного коэффициента φ . Такое отклонение связывают обычно с рассеянием на шероховатостях и других несовершенствах поверхности. Поскольку оно невелико, то представляется возможным для оценки толщины оксида и его показателя преломления использовать эффективные значения диэлектрической проницаемости фосфида галлия, учитывающие рассеяние от неидеальной поверхности. Для большинства наших образцов эти значения равны $3.13-i \times \times 0.05$ для красного света и $3.48-i\cdot 0.15$ для синего. Получены следующие значения толщин собственного окисла GaP в зависимости от предварительной обработки поверхности: после травления в полирующем травителе $d=200-220 \text{ \AA}$, после изготовления ДР фотоэлектрохимическим методом $d=120-150 \text{ \AA}$. Для растворения оксидной пленки использовалась разбавленная соляная кислота, толщина остаточной пленки составляла $50-80 \text{ \AA}$. Показатель преломления пленки равен 1.8 ± 0.03 .

При исследовании углового положения резонансного пика фототовета структур Шоттки, вызванного возбуждением ПЭВ, в зависимости от толщины собственного окисла на границе раздела было показано, что с ростом толщины окисла угловое положение пика сдвигается в сторону уменьшения волнового

вектора ПЭВ, а при толщине оксида около 200 Å резонансные пики пропадают. Растворение оксида до толщин 130 Å и менее восстанавливает резонанс. Эти данные согласуются с теоретическими выводами, приведенными выше. На рис. 4 даны угловые зависимости фотоответа одного и того же образца Ag—n-GaP с шагом ДР $d=0.324$ мкм и глубиной 120 Å при разных толщинах оксида: $d=120-130$ Å (кривая 1) и 50 Å (кривая 2). Значение волнового вектора ПЭВ составляет для первой кривой $1.854 \cdot 10^5$ см⁻¹, что очень близко к световой прямой (величина $k=1.8287 \cdot 10^5$ см⁻¹), об этом свидетельствует и резкая асимметрия пика. Волновой вектор k_x для второй кривой равен $1.9030 \cdot 10^5$ см⁻¹. Эта величина соответствует рассчитанной для толщины оксида $d=35$ Å, что коррелирует с результатом эллипсометрических измерений.

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

1. В работе теоретически исследованы изменения свойств ПЭВ на границе металл—полупроводник при наличии тонкого (несколько нанометров) промежуточного слоя собственного оксида полупроводника. Обнаружена критическая зависимость свойств резонанса ПЭВ от толщины слоя, проявляющаяся в смещении углового положения резонансного пика усиления поля (для рассмотренной системы 0.3 град/Å), уменьшении полуширины пика и его полном исчезновении при $d \geq 150$ Å. Показано, что в некотором интервале толщины диэлектрика поверхностные ТМ-моды отсутствуют.

2. Экспериментальное исследование резонансного фотоответа структур Шоттки, связанного с возбуждением медленной моды ПЭВ, подтвердило теоретические выводы.

3. Полученные результаты могут найти применение при разработке резонансных фотоприемников на основе структур Шоттки и МОП структур.

4. Методом измерения дисперсионных зависимостей ПЭВ в такой системе можно определять толщины пленок оксида с разрешением в несколько ангстрем.

Список литературы

- [1] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Румянцев Б. Л., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // ФТП. 1989. Т. 23. В 3. С. 461—465.
- [2] Chen V. J., Carter G. M. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 4. P. 307—309.
- [3] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Миллса. М., 1985. 525 с.
- [4] Toigo F., Marvin A., Celli V., Hill N. R. // Phys. Rev. B: Sol. St. 1977. V. 15. P. 5618—5620.
- [5] Johnson P. B., Christy R. M. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 12. P. 4370—4379.
- [6] Aspnes D. E., Studna A. A. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 2. P. 985—1009.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 8.06.1989
Принята к печати 16.06.1989