УДК 621.315.592

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МИКРОВОЛН СО СТРУКТУРОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ПЛАСТИНА–ЗЕРКАЛО

О. Г. Кошелев, Е. А. Форш

(*кафедра физики полупроводников*)

Для определения бесконтактным способом неоднородности проводимости по толщине полупроводниковой пластины рассмотрена интерференция микроволн в структуре слабо поглощающая пластина–воздушный промежуток–зеркало. Показано, что измерения коэффициента отражения такой структуры при определенных значениях длин волн и воздушных промежутков позволяют найти приближенные значения коэффициентов разложения в ряд Фурье проводимости пластины.

Взаимодействие микроволн в одномерном приближении со структурой полупроводниковая (п/п) пластина–воздушный зазор-зеркало исследовалось с различными целями. Например, в работах [1, 2] отражение от такой структуры рассматривалось в связи с разработкой фотоуправляемых модуляторов и транспарантов микроволн. Измерение временной зависимости отражения микроволн от п/п пластины после выключения света широко используется для определения времени жизни τ_r неравновесных носителей заряда. В работе [3] было показано, что применение зеркала за п/п пластиной позволяет существенно повысить чувствительность таких измерений. В работе [4] подробно исследовано влияние условий освещения, параметров п/п пластины и величины воздушного зазора L_b на результаты измерений τ_r.

В работе [5] проанализирована возможность определения неоднородностей проводимости σ слабо поглощающей п/п пластины по измерениям зависимости коэффициента отражения R и сдвига фаз отраженной волны от L_b при фиксированной длине волны λ. Путем расчетов в одномерном приближении показано, что такие измерения для рассматриваемой структуры позволяют определять зависимость σ от координаты x в направлении распространения волны, если имеется априорная информация о ее характере.

Цель настоящей работы — показать, что измерения R рассматриваемой структуры при нескольких длинах волн и положениях зеркала позволяют определить коэффициенты разложения в ряд Фурье зависимости $\sigma(x)$ для слабо поглощающей пластины, оптическая толщина которой кратна целому числу полуволн.

Рассмотрим взаимодействие электромагнитной волны со слабо поглощающей п/п пластиной толщины L, для которой выполняются условия $\chi(x)/N \ll 1$, $N \cong \text{const}$, где $\chi(x)$ и N — мнимая и вещественная части показателя преломления пластины. В этом случае

$$R = 1 - \gamma \int\limits_{-L/2}^{L/2} \alpha(x)\varepsilon^2(x)\,dx, \tag{1}$$

где $x = 0$ соответствует середине пластины, α [см$^{-1}$] — линейный коэффициент поглощения, $\varepsilon(x) = E(x)/E_0$, $E(x)$ — амплитуда электрического поля интерферирующих волн внутри пластины, E_0 — амплитуда падающей на пластину волны, $\gamma = N/N_b$, N_b — показатель преломления среды, прилегающей к пластине. Можно показать, что при $\alpha L \ll 1$ и длинах волн, удовлетворяющих условию $\lambda_m = 2NL/m$ $(m = 1, \ldots, M)$,

$$|\varepsilon_m(x,\varphi)|^2 = B_+(\varphi) + (-1)^m[B_-(\varphi)\cos(2k_m x) + \\ + 2\gamma^{-1}\sin(2\varphi)\sin(2k_m x)], \tag{2}$$

где $B_\pm(\varphi) = 2[\sin^2\varphi \pm \gamma^{-2}\cos^2\varphi]$, $k_m = \pi m/L$, φ — сдвиг фаз при прохождении волны от пластины до зеркала. Здесь и далее индекс m означает, что соответствующая величина относится к случаю, когда $\lambda = \lambda_m$. Вычисленные по формуле (2) зависимости ε_m^2 от x при $L = 0{,}3$ мм, $N = 3, 4$, $m = 1$ и $\varphi = 0$, $\pi/4$, $\pi/2$, $3\pi/4$ показаны на рис. 1 точечными кривыми. Здесь же пунктирными линиями показаны зависимости $\varepsilon_m^2(x,\pi/2)$, полученные путем численных расчетов с помощью рекуррентных формул для многослойных структур [6] при тех же значениях L, N, m и φ. При этом пластина рассматривалась как структура, состоящая из 160 однородных слоев. Как видно, данные расчетов согласуются, значения ε_1 в интерференционных экстремумах и положения этих экстремумов существенно зависят от φ.

Введем обозначения:

$$y_1(x) = \frac{1}{4}[\gamma^2\varepsilon_m^2(x,0) + \varepsilon_m^2(x,\pi/2)], \tag{3}$$

$$y_2(x) = \frac{(-1)^m}{4}[\varepsilon_m^2(x,\pi/2) - \gamma^2\varepsilon_m^2(x,0)], \tag{4}$$

$$y_3(x) = \frac{(-1)^m}{4}\gamma[\varepsilon_m^2(x,\pi/4) - \varepsilon_m^2(x,3\pi/4)]. \tag{5}$$

Тогда $y_1(x)=1$, $y_2(x)=\cos(2k_m x)$, $y_3(x)=\sin(2k_m x)$. Следовательно, интегралы $\frac{2}{L}\int\limits_{-L/2}^{L/2}\alpha_m(x)y_i(x)\,dx$ при $i = 1, 2, 3$ представляют собой коэффициенты разложения $\alpha_m(x)$ в ряд Фурье (a_{0m}, a_m, b_m соответственно). При поглощении на свободных носителях заряда и выполнении неравенства $\omega_m\tau \ll 1$, где

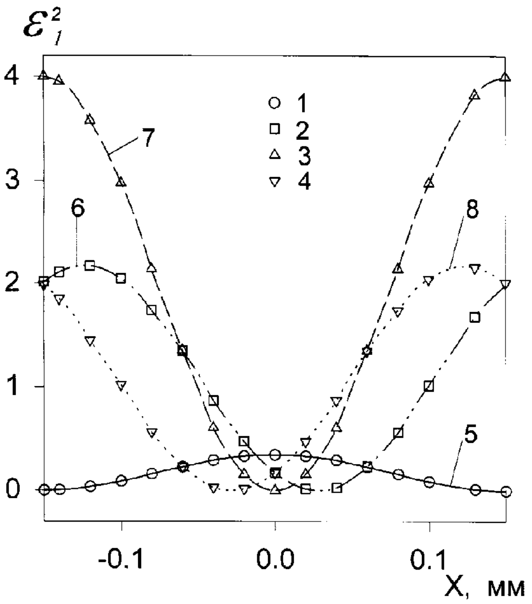

Рис. 1. Зависимости ε_1^2 от x стоячей волны в непоглощающей пластине кремния при различных сдвигах фаз φ, полученные по формуле (2) (точечные кривые *1–4*) и путем численных расчетов по рекуррентным формулам для многослойных структур [6] (кривые *5–8*): $\lambda = 2NL$, $N = 3, 4$, $L = 0,3$ мм, $\varphi = 0$ *(1, 5)*, $\pi/4$ *(2, 6)*, $\pi/2$ *(3, 7)* и $3\pi/4$ *(4, 8)*

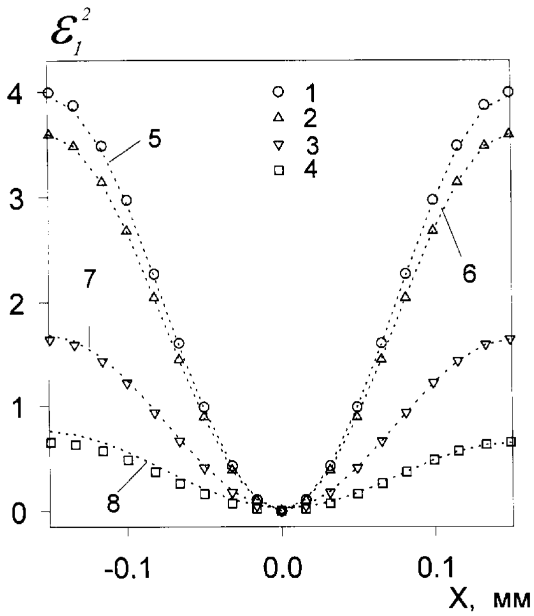

Рис. 2. Зависимости ε_1^2 от x стоячей волны в поглощающей пластине кремния, полученные приближенно по формуле (6) (точечные кривые *1-4*) и путем численных расчетов по рекуррентным формулам для многослойных структур [6] (пунктирные кривые *5–8*) при $\rho = 1000$ *(1, 5)*, 100 *(2, 6)*, 10 *(3, 7)* и 4 Ом·см *(4, 8)* для $L = 0,3$ мм, $N = 3, 4$, $m = 1$, $\varphi = \pi/2$

ω_m — угловая частота, τ — среднее время релаксации импульса носителей тока, $\alpha_m(x) = Z\sigma(x)/N$ ($Z = 377$ Ом — волновое сопротивление вакуума). В этом случае величины a_{0m}, a_m и b_m с точностью до множителя Z/N равны коэффициентам разложения $\sigma(x)$ в ряд Фурье. Итак, измерения значений R при рассмотренных выше условиях позволяют найти достаточно плавную зависимость $\sigma(x)$ с точностью, определяемой значением M.

Однако практически представляет интерес случай, когда условие $\alpha L \ll 1$ не выполняется строго. Например, в п/п электронике широко используются пластины кремния с $\rho = 20 \div 4$ Ом·см ($\rho = 1/\sigma$), что соответствует $\alpha_1 L = 0,16 \div 0,83$ ($\chi_1 = 0,09 \div 0,47$) при $\omega_m \tau \ll 1$ и $L = 0,3$ мм. Можно показать, что с учетом поглощения величина $\varepsilon_m^2(x,\varphi)$ для однородной пластины равна

$$\varepsilon_m^2(x,\varphi) = \frac{1}{C(m,\varphi)}\Big\{B_+(\varphi)\operatorname{ch}(\alpha_m x - \beta_m) + \\ +(-1)^m\big[B_-(\varphi)\cos(2k_m x) + 2\gamma^{-1}\sin(2\varphi)\sin(2k_m x)\big]\Big\}, \tag{6}$$

где $\beta_m = \alpha_m L/2$, B_+, B_- имеют прежние значения, а

$$C(m,\varphi) = (\operatorname{ch}\beta_m + \gamma^{-1}\operatorname{sh}\beta_m)^2\cos^2\varphi + \\ + (\operatorname{ch}\beta_m + \gamma\operatorname{sh}\beta_m)^2\sin^2\varphi. \tag{7}$$

Для иллюстрации точности этих выражений на рис. 2 точечными кривыми показаны зависимости $\varepsilon_1^2(x,\pi/2)$, вычисленные по формуле (6) при $\rho = 1000$, 100, 10 и 4 Ом·см (кривые *1–4*). Здесь же приведены зависимости $\varepsilon_1^2(x,\pi/2)$ (кривые *5–8*), полученные путем таких же численных расчетов, как для кривых *5–8* на рис. 1, при тех же значениях L, N, m и ρ. Как видно, при $\rho \geqslant 10$ Ом·см ($\alpha_m L \leqslant 0,3$) результаты обоих расчетов согласуются. С учетом поглощения

$$y_1(x) \cong \frac{1}{4}[\gamma^2 C(m,0)\varepsilon_m^2(x,0) + \\ + C(m,\pi/2)\varepsilon_m^2(x,\pi/2)], \tag{8}$$

$$y_2(x) \cong \frac{(-1)^m}{4}[C(m,\pi/2)\varepsilon_m^2(x,\pi/2) - \\ -\gamma^2 C(m,0)\varepsilon_m^2(x,0)], \tag{9}$$

$$y_3(x) \cong \frac{(-1)^m}{4}\gamma[C(m,\pi/4)\varepsilon_m^2(x,\pi/4) - \\ -C(m,-\pi/4)\varepsilon_m^2(x,-\pi/4)]. \tag{10}$$

На рис. 3 показаны зависимости $y_1(x)$, $y_2(x)$, $y_3(x)$, вычисленные по формулам (8)–(10) при значениях $\varepsilon_1^2(x,\varphi)$, соответствующих $\rho = 1000$, 10 и 4 Ом·см и тех же L, N и m. Фактически при $\rho = 1000$ Ом·см $y_1(x) = 1$, $y_2(x) = \cos(2\pi x/L)$ и $y_3(x) = \sin(2\pi x/L)$. Как видно, при 10 Ом·см зависимости $y_1(x)$, $y_2(x)$ и $y_3(x)$ почти такие же, как при $\rho = 1000$ Ом·см (различие в максимумах менее 5%, $\alpha_m L \leqslant 0,2$), хотя значения $\varepsilon_1^2(x,\varphi)$ различаются более чем в 2 раза. Такие же зависимости получаются в случае $\rho(x) \neq \mathrm{const}$, если $\rho(x) > 10$ Ом·см. Расхождение становится существенным лишь при $\rho \leqslant 4$ Ом·см.

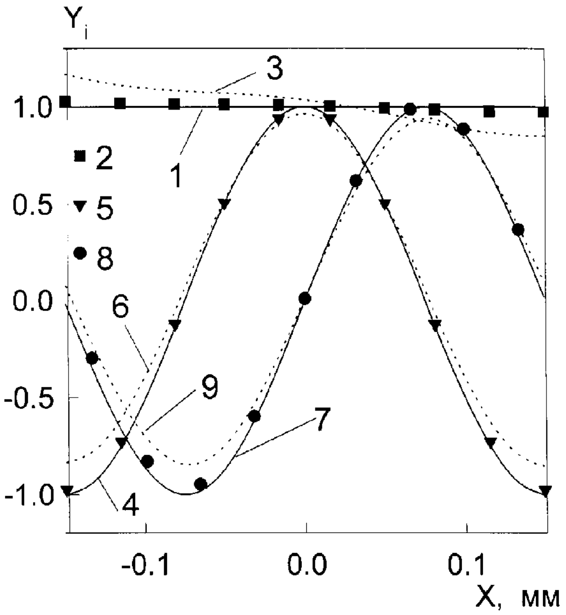

Рис. 3. Зависимости y_1 от x (кривые *1–3*), y_2 от x (кривые *4–6*), y_3 от x (кривые *7–9*), полученные по формулам (8)–(10) при $\rho = 1000$ (*1, 4, 7*), 10 (*2, 5, 8*) и 4 Ом·см (*3, 6, 9*) для $L = 0,3$ мм, $N = 3,4$, $m = 1$

Следовательно, при $\alpha_m L \leqslant 0,3$

$$\alpha_{0m} \cong \frac{1}{2L}[\gamma C(m,0)A(m,0) + \gamma^{-1}C(m,\pi/2)A(m,\pi/2)], \quad (11)$$

$$\alpha_m \cong \frac{(-1)^m}{2L}[\gamma^{-1}C(m,\pi/2)A(m,\pi/2) - \gamma C(m,0)A(m,0)], \quad (12)$$

$$b_m \cong \frac{(-1)^m}{2L}[C(m,\pi/4)A(m,\pi/4) - C(m,3\pi/4)A(m,3\pi/4)], \quad (13)$$

где $A(m,\varphi) = 1 - R(m,\varphi)$.

Таким образом, измеряя при рассмотренных выше условиях значения R, можно найти приближенную зависимость $\sigma(x)$ в слабо поглощающей пластине. Такая методика открывает возможность восстановления профилей $\sigma(x)$ при сравнительно небольшом числе измерений.

Литература

1. *Jacobs H., Morris G., Hofer R.C.* // J. Opt. Soc. Am. 1967. **57**, No. 8. P. 993.
2. *Farhat N.H.* // IEEE Trans. Antennas Propag. 1980. **28**, No. 48. P. 476.
3. *Гостищев Л.Н., Любивый В.Г.* // А.с. 983595 СССР, М. Кл.[3] G01 R 31/26 (H01 L21/66). Опубл. 23.12.1982.
4. *Schofthaler M., Brendel R.* // J. Appl. Phys. 1995. **50**, No. 1. P. 3162.
5. *Магди Фахим, Пирогов Ю.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. No. 3. С. 52 (Moscow University Phys. Bull. 1982. No. 3. P. 59).
6. *Бернинг П.Х.* // Физика тонких пленок. / Под ред. Г. Хасса. М., 1967. Т. 1. С. 91.

Поступила в редакцию
08.07.98

УДК 621.315.592

АНОМАЛЬНАЯ КИНЕТИКА ЭФФЕКТА СТЕБЛЕРА–ВРОНСКОГО В ВЫСОКООМНЫХ СЛОЯХ *a*-Si:H, СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ

И. А. Курова, Н. Н. Ормонт, А. Л. Громадин

(*кафедра физики полупроводников*)

Обнаружена аномальная немонотонная кинетика эффекта Стеблера–Вронского в слабо легированных бором пленках *a*-Si:H с уровнем Ферми, расположенным вблизи середины запрещенной зоны. Аномальность заключается в том, что и во время освещения, и после его выключения величина измеряемой темновой проводимости выше равновесной и характер ее немонотонной кинетики одинаков. В рамках модели образования и релаксации быстрых и медленных метастабильных состояний — оборванных связей кремния и фотоактивированных атомов бора — показано, что при выключении света может наблюдаться смена типа проводимости от электронного к дырочному, определяющая аномальную кинетику релаксации.

Эффект Стеблера–Вронского — уменьшение проводимости и фотопроводимости пленок a-Si:H во время освещения — был открыт в 1977 г. [1], но до сих пор привлекает внимание исследователей, так как его природа и механизм до конца не ясны. В настоящей работе исследовался эффект Стеблера–Вронского в высокоомных пленках a-Si:H, слабо легированных бором.

Электрические и фотоэлектрические свойства высокоомных слоев a-Si:H определяют важнейшие характеристики приборов на их основе и p-i-n-структур. Одним из распространенных способов получения i-слоев является слабое легирование a-Si:H бором из газовой фазы во время роста. В нелегированных слоях a-Si:H уровень Ферми расположен в верхней половине запрещенной зоны. Слабое легиро-