

Авторадиограммы, снятые после отжига, показали, что на тех локальных участках, где был напылен металл, наблюдается интенсивное почернение (рис. 1). Это свидетельствует о геттерировании железа в указанных участках. Последним авторадиографированием было показано, что в процессе отжига железо удаляется из локальной области под слоем металла (рис. 2).

В работе [2] в качестве геттера для железа, а также для марганца и серебра, использовались нанесенные на поверхность кремния слои редкоземельных металлов (Sc, Y, Er, Sm, Yb). Мы полагаем, что геттерирование железа нанесенным на поверхность кремния слоем металла связано с образованием при температуре отжига новых фаз, в частности силицидов [3, 4]. Образование силицидов марганца в процессе его диффузии из слоя, нанесенного на поверхность кремния, исследовано в работе [5], а образование силицида кобальта в аналогичных условиях — в работе [6].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] К. П. Абдурахманов, А. А. Лебедев, С. З. Зайнабидинов, Г. С. Куликов, Ш. Б. Утамурадова, Х. С. Далиев, Ш. А. Юсупова. В кн.: Тез. докл. II Всес. конф. по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках. Ташкент (1989).
- [2] Р. Ш. Малкович, Д. Э. Назыров. Письма ЖТФ, 15, 38 (1989).
- [3] Г. В. Самсонов, Л. А. Дворина, Б. М. Рудь. Силициды, 271. М. (1979).
- [4] Ш. Мьюрарка. Силициды для СБИС, 176. М. (1986).
- [5] К. Адамбаев, В. К. Зайцев, Т. С. Камилов, Г. С. Куликов, Д. Э. Назыров, С. В. Ордин. Поверхность. Физика, химия, механика, 7, 66 (1988).
- [6] F. M. D'Heurle, C. S. Petersson. Thin Sol. Films, 128, 283 (1985).

Редактор Т. А. Полянская

ФТП, том 27, вып. 7, 1993

### ФОТОСТИМУЛИРОВАННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ЭКРАНИРОВАННОГО ВЫРОЖДЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ

Г. М. Шмелев, А. Т. Железняк

Волгоградский государственный педагогический институт им. А. Серафимовича. 400013, Волгоград, Россия  
(Получено 26 марта 1992 г. Принято к печати 23 февраля 1993 г.)

В работе теоретически исследуется экранирование кулоновского поля вырожденным электронным газом в присутствии линейно поляризованной сильной подсветки (при  $T=0$ ). В отсутствие освещения потенциал поля осциллирует в пространстве с периодом  $\pi/k_F$  ( $k_F$  — импульс Ферми,  $\hbar=1$ ), так называемые «фриделевские» осцилляции [1, 2]. Здесь мы показываем, что в присутствии электромагнитной волны наряду с фриделевскими потенциал экранированного кулоновского поля испытывает и другие осцилляции, которые можно назвать фотостимулированными. Их происхождение связано с тем, что в производной  $\partial \epsilon_{eff}(q, \Omega)/\partial q$  [ $\epsilon_{eff}(q, \Omega)$  — эффективная статическая диэлектрическая проницаемость,  $\Omega$  — частота подсветки] кроме коновской сингулярности в точке  $q_0=2k_F$  появляются дополнительные особенности. Последние имеют место в точках

$$q_{1,2} = k_F \pm \sqrt{k_F^2 - 2m\Omega},$$

$$q_{3,4} = \pm k_F + \sqrt{k_F^2 + 2m\Omega}, \quad (1)$$

где  $m$  — эффективная масса электрона;  $q_{1,2}$  существуют при условии  $k_F > \sqrt{2m\Omega}$ .

В ряде работ (см., например, [3-5]) исследовалось влияние сильной электромагнитной волны на экранирование кулоновского поля электронами проводимости. Было показано, что при этом самосогласованный статический потенциал в приближении хаотических фаз определяется выражением

$$\varphi(r) = \int dq \frac{\rho(q) \exp(iqr)}{2\pi^2 q^2 \varepsilon_{\text{eff}}(q, \Omega)}, \quad (2)$$

где  $\rho(q)$  — фурье-компонента плотности экранируемого заряда,

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{-1}(q, \Omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(aq)}{\varepsilon(q, n\Omega)}, \quad (3)$$

$J_n(z)$  — функция Бесселя действительного аргумента;  $a = eF/(m\Omega^2)$ ,  $F$  — амплитуда напряженности электрического поля волны, учитываемого в дипольном приближении;  $\Omega\tau \gg 1$ ,  $\tau$  — время свободного пробега электрона. Выражение для  $\varepsilon(q, \omega)$  при  $\omega_p\tau \gg 1$  ( $\omega_p$  — электронная плазменная частота) имеет вид

$$\varepsilon(q, \omega) = \varepsilon_0 - \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_p \frac{n_{p+q} - n_p}{\varepsilon_{p+q} - \varepsilon_p - \omega}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_0$  — решеточная диэлектрическая проницаемость,  $n_p$  — числа заполнения электронных состояний,  $\varepsilon_p = p^2/(2m)$ .

В отличие от [3-5], где электронный газ считался невырожденным, мы рассмотрим экранирование полностью вырожденным электронным газом. Для этого случая  $\varepsilon(q, \omega)$  определяется так называемой формулой Линдхарда (см., например, [6]). Далее мы приводим результаты расчетов в линейном по интенсивности подсветки приближении.

1. Экранирование поля точечного заряда [ $\rho(q) = Q$ ].

С помощью формул (2)–(4) и формулы Линдхарда находим

$$\varphi(r) = \varphi_1(r) + \varphi_2(r), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \varphi_1(r) = \frac{2Q}{\pi} \int_0^{\infty} dq \left[ \frac{\sin qr}{qr} - \frac{a^2 q^2}{2} \left[ \cos^2 \alpha \frac{\sin qr}{qr} + \right. \right. \\ \left. \left. + (3 \cos^2 \alpha - 1) \left( \frac{\cos qr}{(qr)^2} - \frac{\sin qr}{(qr)^3} \right) \right] \right] \varepsilon^{-1}(q, 0), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \varphi_2(r) = \frac{2Q}{\pi} \int_0^{\infty} dq \frac{a^2 q^2}{2} \left[ \cos^2 \alpha \frac{\sin qr}{qr} + (3 \cos^2 \alpha - 1) \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{\cos qr}{(qr)^2} - \frac{\sin qr}{(qr)^3} \right) \right] \varepsilon^{-1}(q, \Omega). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\alpha$  — угол между  $\Gamma$  и  $F$ ,  $\kappa$  — обратный радиус Томаса—Ферми. Учтывая, как и в [1], вклад сингулярностей  $q_0$  в (6) и  $q_{1, 2}, q_{3, 4}$  в (7), получаем при  $q_j r \gg 1$

$$\varphi_1(r) = \frac{Q\kappa^2 (2 - a^2 q_0^2 \cos^2 \alpha) \cos q_0 r}{2q_0^4 \varepsilon^2(q_0, 0)} \frac{1}{r^3}, \quad (8)$$

$$\varphi_2(r) = \sum_{i=1}^4 \xi_i \frac{Q\kappa^2 a^2}{q_0 q_i^3 \varepsilon^2(q_i, \Omega)} \left( \frac{q_i^2}{4} - \frac{\Omega^2 m^2}{q_i^2} \right) \cos^2 \alpha \frac{\cos q_i r}{r^3} \quad (9)$$

$$[\xi_i = 1 \quad (i \neq 2); \quad \xi_2 = -1].$$

Без подсветки ( $a = 0$ )  $\varphi_2(r) = 0$ , а  $\varphi_1(r)$  принимает известный вид [1]. Из формул (8)—(9) следует, что у статического потенциала появляются «фотостимулированные» составляющие, осциллирующие с периодами  $2\pi/q_j$ . Их амплитуда пропорциональна интенсивности излучения и зависит от поляризации волны.

2. Экранирование поля равномерно заряженной плоскости.

В этом случае

$$\rho(r) = (2\pi)^2 \sigma \delta(q_x) \delta(q_y), \quad (10)$$

где  $\sigma$  — плотность поверхностного заряда. Как и в случае 1, для  $q_j z \gg 1$  ( $z > 0$ ) находим

$$\varphi(z) = \varphi_1(z) + \varphi_2(z), \quad (11)$$

$$\varphi_1(z) = \frac{2\pi\sigma\kappa^2}{q_0^5} \frac{[2 - (q_0 a \cos \beta)^2] \sin q_0 z}{2\varepsilon^2(q_0, 0) z^2}, \quad (12)$$

$$\varphi_2(z) = \sum_{i=1}^4 \xi_i \frac{2\pi\sigma (\kappa a \cos \beta)^2 \left( \frac{q_i^2}{4} - \frac{\Omega^2 m^2}{q_i^2} \right)}{q_0 q_i^4 \varepsilon^2(q_i, \Omega)} \frac{\sin q_i z}{z^2}, \quad (13)$$

где  $\beta$  — угол между  $F$  и осью  $Oz$ . При  $a = 0$   $\varphi(z)$  принимает известный вид [2]. Формула (13) также содержит фотостимулированные слагаемые, осциллирующие с периодами  $2\pi/q_j$ .

Численные оценки применительно к  $n$ -GaAs показывают, что при  $\Omega = 1.77 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$  ( $\text{CO}_2$ -лазер), концентрации электронов  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $F = 10^4 \text{ В/см}$  амплитуда осцилляций с периодом  $2\pi/q_2$  превышает амплитуду фриделевских на порядок. Это обстоятельство связано, в частности, с тем, что точка  $q_2$  лежит вблизи минимума  $\varepsilon(q, \Omega)$ .

Авторы благодарят Э. М. Эпштейна и В. Г. Канцера за обсуждение.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] У. Харрисон. Теория твердого тела, 616. М. (1972).
- [2] Ю. И. Балкарей, В. Б. Сандомирский. ЖЭТФ, 54, 808 (1968).
- [3] Ю. И. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 14, 741 (1972).
- [4] Ю. И. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТП, 6, 1807 (1972).
- [5] Э. М. Эпштейн, Г. М. Шмелев, Г. И. Цуркан. Фотостимулированные процессы в полупроводниках, 168. Кишинев (1987).
- [6] Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Физическая кинетика, 528. М. (1979).

Редактор Л. В. Шаронова