Согласно результатам времяпролетных экспериментов, для таких слоев $(\mu\tau)_n \simeq \simeq (\mu\tau)_p = 5 \cdot 10^{-9}$ см^2/В. Полагая, что равенство $(\mu\tau)_p \simeq (\mu\tau)_n$ справедливо и в стационарном состоянии, из экспериментальной величины стационарной фотопроводимости при $\Delta E = 1$ эВ [3] имеем $(\mu\tau)_p = 5 \cdot 10^{-8}$ см^2/В. Квазистационарную фотопроводимость мишени видикона (время пролета дырок $\sim 10^{-6}$ с, время считывания сигнала $4 \cdot 10^{-2}$ с), очевидно, ограничивает некоторая промежуточная величина $(\mu\tau)_p$. Таким образом, для данного случая $5 \cdot 10^{-9} \leqslant (\mu\tau)_p \leqslant 5 \times \times 10^{-8}$ см^2/В.

На рис. 2 приведены ВАХ двух мишеней при освещении белым светом, когда вклад в фототок дают не только дырки, но и электроны. Однако начало области насыщения фототока при освещении мишени светом $\lambda = 417$ нм, когда ток можно считать исключительно дырочным [2], фактически совпадает с показанным на рис. 2. Поэтому можно считать, что и в рабочих условиях мишени вклад дырок преобладает. Этого нельзя было сказать об исследованных ранее мишенях, у которых дырочный ток не насыщался вплоть до напряжения на мишени 15 В [2], в то время как ток при освещении белым светом выходит на насыщение (рис. 2). Для мишеней, исследованных в настоящей работе, по началу насыщения ВАХ, когда $(\mu\tau)_p E \gg d_i$ (E — напряженность электрического поля), можно оценить $(\mu\tau)_p \gg 10^{-9}$ см^2/В. Это согласуется с результатом оценки $(\mu\tau)_p$, приведенным выше. Указанные величины удельного сдвига дырок должны обеспечивать низкие величины фотоэлектрической составляющей инерционности видикона. Отметим также, что насыщение фототока наступает при полях ниже 10^5 В/см, когда величины темнового тока малы (рис. 1) и он не может ограничивать ток сигнала прибора. Кроме того, при таких полях еще не появляются «белые пятна» на мишени за счет локальных пробоев.

Из рис. 2 следует, что чувствительность мишени составляет максимально $S = 2000$ мкА/лм (площадь сканирования мишени электронным лучом ~ 1 см^2). Согласно [4], такая величина мишени на основе a-Si : H соответствует квантовой эффективности во всем видимом диапазоне, близкой к 100 %.

Список литературы

[1] Голикова О. А., Мездрогина М. М., Петров И. Н., Казанин М. М., Сорокина К. Л. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 4. С. 85—87.
[2] Голикова О. А., Заец А. И., Казанин М. М., Петров И. Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 4. С. 768—771.
[3] Голикова О. А., Бабахаджаев У. С., Казанин М. М., Мездрогина М. М., Арлаускас К., Юшка Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1190—1193.
[4] Nesladek M., Kočka J., Vanček M., Stuchlik J., Stika O., Dlouhý J., Sipek E., Jedlička M. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 90. P. 251—254.

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

Получено 18.06.1990
Принято к печати 21.06.1990

ФТП, том 25, вып. 1, 1991

ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЕ НЕЧЕТНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ЗАРЯЖЕННЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Железняк А. Т., Шмелев Г. М.

Теории поперечного магнитосопротивления (МС) полупроводника, находящегося в сильном линейно поляризованном ВЧ электрическом поле, посвящено немало работ (см. обзор в [1]). Интерес к этому вопросу вызывается, в частности, тем, что такое фотостимулированное (ФС) МС содержит и члены, нечетные по магнитному полю (**H**). Это важное обстоятельство отражает нарушение принципа Онзагера для систем в сильном ВЧ поле (в отсутствие «подсветки» МС — четная функция $\mathbf{H}$).

В связи с излагаемым ниже отметим работу [2], где в качестве причины существования нечетного МС (НМС) рассматривалось влияние ВЧ поля на вероятность рассеяния электронов, в том числе заряженными примесями. При этом поле центра считалось заданным, т. е. не зависящим от подсветки. Между тем в ВЧ поле потенциал экранированного электронами поля рассеивающего центра модифицируется: он спадает с расстоянием от заряда не экспоненциально (как в отсутствие ВЧ поля), а по степенному закону — как потенциал квадруполя [3].

В настоящем сообщении мы рассчитываем ФС НМС с одновременным учетом влияния подсветки как на вероятность примесного рассеяния, так и на экранирование поля самой заряженной примеси. Как будет показано далее, эти факторы дают вклады противоположного знака, что, в свою очередь, может привести к смене знака НМС при изменении частоты ВЧ поля.

Квантовое кинетическое уравнение для стационарной функции распределения $n_{\mathbf{p}}$ полностью вырожденного электронного газа, находящегося в постоянном (тянущем) электрическом ($\mathbf{E}$), слабом постоянном магнитном и в ВЧ ($\mathbf{F}(t) = \mathbf{F}\sin\Omega t$) полях, имеет вид

$$[e\mathbf{E} + \omega_H(\mathbf{p}, \mathbf{h})]\frac{\partial n_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = 2\pi e^2 N_i \sum_{\mathbf{q}} \varphi_{\mathbf{q}}^2 (n_{\mathbf{p+q}} - n_{\mathbf{p}})\Big[\Big(1 - \frac{(\mathbf{aq})^2}{2}\Big)\varepsilon^{-2}(\mathbf{q}, 0)\,\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p+q}}) +$$

$$+ \frac{(\mathbf{aq})^2}{4}\varepsilon^{-2}(\mathbf{q}, -\Omega)\,\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p+q}} - \Omega) + \frac{(\mathbf{aq})^2}{4}\varepsilon^{-2}(\mathbf{q}, \Omega)\,\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p+q}} + \Omega)\Big], \qquad (1)$$

где $\omega_H = eH/(mc)$ — циклотронная частота, N_i — концентрация рассеивающих центров, $\mathbf{a} = e\mathbf{F}/(m\Omega^2)$, e, $\mathbf{p}$, m — заряд, канонический импульс и эффективная масса носителя, $\varepsilon_{\mathbf{p}} = p^2/(2m)$, $\varphi_{\mathbf{q}} = 4\pi Q/(\varepsilon_0 q^2)$, Q — заряд центра, ε_0 и $\varepsilon(\mathbf{q}, \Omega)$ — диэлектрическая проницаемость решетки и электронного газа соответственно, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/H$, $\hbar = 1$. Уравнение (1), выведенное методом корреляционных функций в приближении хаотических фаз для бесстолкновительной плазмы, отличается от соответствующего уравнения в [2] учетом зависимости $\varepsilon(\mathbf{q}, \Omega)$ от частоты Ω [формула для $\varepsilon(\mathbf{q}, \Omega)$ имеется в [4]]. Уравнение (1) получено в линейном приближении по интенсивности подсветки, которая входит явно лишь в интеграл столкновений; при этом считается, что выполнено условие $\Omega\tau \gg 1$ (τ — время релаксации импульса электрона). Кроме того, уравнение (1) справедливо при $\omega_H \ll \Omega$ и $\omega_H \ll \varepsilon_F$ [1], где $\varepsilon_F = p_F^2/(2m)$ — энергия Ферми. Далее рассматривается случай, когда $\Omega \gg \varepsilon_F$, но, с другой стороны, $\Omega < \varepsilon_g$ — ширины запрещенной зоны.

Следуя [1, 2], в линейном приближении по магнитному полю, тянущему полю находим выражение для тензора электропроводности

$$\sigma_{ik} = \sigma_0\delta_{ik} - \omega_H\tau(\varepsilon_F)\,\sigma_0\varepsilon_{ikl}h_l + 2\pi N_i\Big(\frac{eQ}{\varepsilon_0}\Big)^2\frac{\sigma_0\beta}{\Omega}\Big[\delta_{ik}(A + B + C) +$$

$$+ 2e_ie_k(A + C) - \omega_H\varepsilon_{ilk}h_l\{2A\tau(\varepsilon_F) + B(2\tau(\varepsilon_F) + \tau(\Omega)) +$$

$$+ C(\tau(\varepsilon_F) + \tau(\Omega))\} - \omega_H\varepsilon_{lkm}h_le_me_i\{2\tau(\varepsilon_F)(A + C)\} - 2\,\omega_H\varepsilon_{ilm}h_le_ke_m \times$$

$$\times \{A\tau(\varepsilon_F) + C\tau(\Omega)\}\Big], \qquad (2)$$

$$A = \frac{2\tau(\varepsilon_F)\,I}{5p_F}, \qquad (3)$$

$$I = \frac{1}{2p_F^2}\int\limits_0^{2p_F}\frac{q\,dq}{\varepsilon^2(\mathbf{q}, 0)} \approx 1 + \frac{\varkappa^2}{(2p_F)^2 + \varkappa^2} + \frac{\varkappa^2}{2(2p_F)^2}\ln\Big(\frac{\varkappa^2}{\varkappa^2 + (2p_F)^2}\Big), \qquad (4)$$

$$B = \frac{2(\tau(\Omega) - \tau(\varepsilon_F))}{3\sqrt{2m\Omega}}, \qquad (5)$$

$$C = -\frac{2\tau(\Omega)}{15\sqrt{2m\Omega}}\left(1 - \frac{\varkappa^2}{m\Omega}\right), \tag{6}$$

$$\tau^{-1}(\varepsilon_{\mathbf{p}}) = 2\pi e^2 N_i \sum_{\mathbf{p}'} \varphi^2_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}(1 - \cos\theta)\,\varepsilon^{-2}(\mathbf{p} - \mathbf{p}',\ 0)\,\delta(\varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}), \tag{7}$$

здесь $\varkappa = (6\pi n e^2/(\varepsilon_0 \varepsilon_F))^{1/2}$ — обратный радиус экранирования Томаса—Ферми, $\sigma_0 = e^2 n\tau(\varepsilon_F)/m$, $\beta = e^2F^2/(m\Omega^3)$, n — концентрация электронов проводимости, ε_{ikl} — единичный антисимметричный тензор, $e = F/F$. В интеграле (4) мы положили $\varepsilon(\mathbf{q},\ 0) = 1 + \varkappa^2/q^2$, что справедливо лишь вблизи $\mathbf{q} = 0$ [5].

Далее считаем, что ось $0Z \parallel \mathbf{H}$, ось $0X$ направлена вдоль постоянного тока (во всех остальных направлениях образец гальванически разомкнут), а вектор $\mathbf{e}$ лежит в плоскости $X0Y$. Тогда удельное сопротивление

$$\rho(\mathbf{H}) = \frac{\sigma_{yy}(\mathbf{H})}{\sigma_{xx}(\mathbf{H})\,\sigma_{yy}(\mathbf{H}) - \sigma_{xy}(\mathbf{H})\,\sigma_{yx}(\mathbf{H})}. \tag{8}$$

Подставляя (2) в (8) и учитывая (6), находим в линейном приближении по $\mathbf{H}$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(\mathbf{H}) - \rho(0)}{\rho(0)} = \frac{4\pi}{15} N_i \left(\frac{eQ}{\varepsilon_0}\right)^2 \frac{\beta\omega_H \tau(\Omega)}{\sqrt{2m\Omega^3}} (\tau(\Omega) - \tau(\varepsilon_F)) \left[1 - \frac{\varkappa^2}{m\Omega}\right] \sin 2\alpha, \tag{9}$$

здесь α — угол между $\mathbf{e}$ и направлением постоянного тока. Формула (9) отличается от соответствующего результата работы [2] множителем $[1 - \varkappa^2/(m\Omega)]$, что обусловлено учетом зависимости потенциала рассеивающего центра от поля электромагнитной волны.

Сделаем численные оценки применительно к n-GaAs. Параметр $\varkappa^2/(m\Omega) = 1$ и, стало быть, $\Delta\rho/\rho = 0$ при $n = 5.4\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, $\varepsilon_F = 7.75\cdot 10^{-3}$ эВ, $\Omega = 6\cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, а $\varkappa^2/(m\Omega) = 2$ при $n = 1.9\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, $\varepsilon_F = 3.8\cdot 10^{-3}$ эВ и $\Omega = 3\cdot 10^{13}$ с$^{-1}$. Таким образом, смена знака НМС возможна при вполне реальных значениях частоты подсветки и концентрации электронов. Если, например, полупроводник некомпенсирован ($n = N_i$), то для случая, когда $\varkappa^2/(m\Omega) = 2$, $\tau(\Omega) = 6.3\cdot 10^{-11}$ с, и при $\omega_H = 5\cdot 10^9$ с$^{-1}$, $F = 2.4\cdot 10^4$ В/см величина $\Delta\rho/\rho = 1.2$ %.

Список литературы

[1] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев, 1987. 168 с.
[2] Малевич В. Л., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1976. Т. 18. В. 5. С. 1286—1289.
[3] Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1972. Т. 14. В. 3. С. 741—745.
[4] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. 528 с.
[5] Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М., 1966. 416 с.

Институт прикладной физики
АН ССР Молдовы
Кишинев

Получено 14.02.1990
Принято к печати 10.09.1990

ФТП, том 25, вып. 1, 1991

О СВЯЗИ ПИКОВ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ИК ПОГЛОЩЕНИЯ В a-Si : H

Спирин А. И., Понарина Е. И., Бендюгов В. Е., Захаров Ю. В., Селезнев А. Е., Кириллов В. И.

В настоящей работе проведены исследования оптических свойств пленок гидрогенизированного аморфного кремния a-Si : H, полученных методом разложения моносилана в ВЧ тлеющем разряде. Были измерены оптическое поглощение и фотолюминесценция (ФЛ). Образцы для измерения оптического поглощения в видимом диапазоне спектра получены осаждением пленок a-Si : H