

УДК 538.971
 © 1991

О ФОТОПРОВОДИМОСТИ СВЕРХРЕШЕТОК

Г. М. Шмелев, С. В. Крючков, Г. И. Цуркан

Приводятся результаты расчета электронной примесной фотопроводимости в одномерной сверхрешетке при поляризованном освещении.

Особенностью фотопроводимости (ФП) в поляризованном свете в любого рода фотопроводниках (включая среды, электрические и оптические свойства которых изначально изотропны) является ее анизотропия [1-4]. Это свойство ФП заключается в том, что фототок не параллелен тянущему электрическому полю E , вследствие чего между разомкнутыми контактами, находящимися на противоположных боковых поверхностях фотопроводника, возникает зависящее от поляризации света напряжение: при этом и составляющая фототока в направлении тянущего поля также зависит от поляризации. Анизотропная ФП впервые была обнаружена в полупроводниках [5], а затем в сегнетоэлектриках [6]. К настоящему времени исследовано достаточно много конкретных механизмов анизотропной ФП [7, 8]. Отметим работу [1], в которой в качестве причины анизотропии ФП однородных полупроводников рассматривалась фотоионизация примесных центров. Поскольку вероятность ионизации атома пропорциональна $\cos^2(\xi \hat{v})$ (ξ — единичный вектор поляризации волны, v — скорость электрона в конечном (свободном) состоянии, то рождающиеся в зоне проводимости электроны соответственно распределены по импульсам, т. е. анизотропно. Интерференция этой анизотропии и создаваемой полем E асимметрии, а также зависимость времени релаксации импульса τ_{p1} от энергии и приводят к тому, что фототок оказывается непараллельным тянущему полю.

Здесь рассматривается этот же механизм анизотропной ФП в применении к сверхрешетке (СР). Вообще говоря, ФП СР, как и всех одноосных кристаллов, обладающих изначально анизотропной ФП, является анизотропной даже в неполяризованном свете. Мы, однако, рассматриваем специально тот случай (тянущее поле параллельно оси СР), когда поперечная составляющая фототока возникает только при поляризованном освещении.

На перспективность использования СР, например, в качестве быстродействующих фотоприемников указано в работе [9], в которой исследовалась ФП при условии $l \ll d$ (l — длина свободного пробега электрона, d — период СР). Здесь рассматривается противоположный случай ($l \gg d$), когда энергетический спектр СР имеет минизонную структуру. Частота монохроматического освещения считается такой, что полная начальная энергия фотоэлектрона ϵ_0 не превышает минимального значения энергии во второй минизоне проводимости. Следовательно, энергия электрона может быть взята в виде

$$\epsilon_p = \epsilon_{\perp} + \epsilon_{\parallel} = p_{\perp}^2 / (2m_{\perp}) + \Delta(1 - \cos p_x d), \quad (1)$$

где p_x — составляющая импульса вдоль оси СР (ось OX), p_{\perp} — составляющая импульса в плоскости образующих СР слоев, m_{\perp} — соответствующая

эффективная масса, 2Δ — ширина нижней (первой) минизоны ($2\Delta \gg \tau_{pl}^{-1}$); $-\pi \leq p_x d \leq \pi$, $\hbar=1$. Тянущее электрическое поле предполагается неквантовым $eEd \ll 2\Delta$.

Сформулированные условия позволяют решать задачу классически, т. е. с помощью кинетического уравнения, которое в нашем случае должно включать члены прихода $G(\mathbf{p})$ и ухода носителей из зоны проводимости. Интеграл столкновения берем в τ -приближении (аргументы в пользу этого обычно используемого в теории электрических свойств СР приближения; см., например, в [10, 11]). Фототок находим с помощью частного решения кинетического уравнения

$$\partial f(\mathbf{p}, t)/\partial t + (e\mathbf{E}, \partial f(\mathbf{p}, t)/\partial \mathbf{p}) + \Gamma(\mathbf{p})f(\mathbf{p}, t) = G(\mathbf{p}), \quad (2)$$

где $f(\mathbf{p}, t)$ — функция распределения фотовозбужденных электронов, $\Gamma(\mathbf{p}) \equiv \tau^{-1}(\mathbf{p}) = \tau_{pl}^{-1} + \tau_c^{-1}$, $\tau_c \equiv \tau_c(\epsilon_p)$ — время жизни электрона в зоне. Легко проверить, что искомое решение (в предположении, что освещение включается при $t = -\infty$) имеет вид

$$f(\mathbf{p}, t) = \int_{-\infty}^t G(\mathbf{p} - e\mathbf{E}(t-s)) \exp \left[- \int_s^t \Gamma(\mathbf{p} - e\mathbf{E}(t-u)) du \right] ds. \quad (3)$$

Подстановка (3) в определение плотности тока

$$\mathbf{j} = e \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v}(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t) \quad (4)$$

дает

$$\mathbf{j} = e \sum_{\mathbf{p}} G(\mathbf{p}) \int_0^{\infty} \mathbf{v}(\mathbf{p} + e\mathbf{E}s) \exp \left[- \int_0^s \Gamma(\mathbf{p} + e\mathbf{E}(s-u)) du \right] ds, \quad (5)$$

где $\mathbf{v}(\mathbf{p}) = \partial \epsilon_p / \partial \mathbf{p}$ — скорость носителя.

Функция $G(\mathbf{p})$ (плотность вероятности фотоионизации примесного центра в единицу времени) рассчитывается с использованием подхода работы [12]. В нашем случае

$$G(\mathbf{p}) = G_0 \varphi(p) (\xi, \mathbf{v}(\mathbf{p}))^2 \delta(\epsilon_p - \epsilon_0), \quad \varphi(p) = (p^2 + x^2)^{-4}, \quad (6)$$

где x — обратная величина радиуса локализации центра; $G_0 = 4e^2 x^5 A_0^2 : (\pi c^2)$; A_0 — амплитуда векторного потенциала, связанная с напряженностью электрического поля волны как обычно $\mathbf{F}(t) = (-1/c) \partial \mathbf{A}(t) / \partial t$. Пусть тянущее поле \mathbf{E} направлено вдоль OX , а вектор ξ лежит в плоскости XOY ; тогда, подставляя (6) в (5), находим (в линейном приближении по \mathbf{E} и при $\epsilon_0 \gg 2\Delta$)

$$j_x = EG_0 N_i \frac{e^2 m_{\perp} \Delta^4 d^{11} \tau(\epsilon_0)}{2\pi^2} \left\{ \xi_x^2 \left[\left(\frac{d\tau}{d\epsilon_{\perp}} \right)_{\epsilon_{\perp} = \epsilon_0} F_{40}(\alpha) + \frac{\tau(\epsilon_0)}{\Delta} F_{21}(\alpha) \right] + \right. \\ \left. + \xi_y^2 \left[\left(\frac{d\tau}{d\epsilon_{\perp}} \right)_{\epsilon_{\perp} = \epsilon_0} F_{20}(\alpha) + \frac{\tau(\epsilon_0)}{\Delta} F_{01}(\alpha) \right] \right\}, \quad (7)$$

$$j_y = EG_0 N_i \xi_x \xi_y \frac{e^2 \Delta^2 K_0^2 d^9}{2\pi^2 m_{\perp}} \left(\tau \frac{d\tau}{d\epsilon_{\perp}} \right)_{\epsilon_{\perp} = \epsilon_0} F_{20}(\alpha), \quad (8)$$

здесь

$$F_{ik}(\alpha) = \int_0^{\pi} \frac{\sin^i x \cos^k x}{(x^2 + \alpha^2)^4} dx, \quad (9)$$

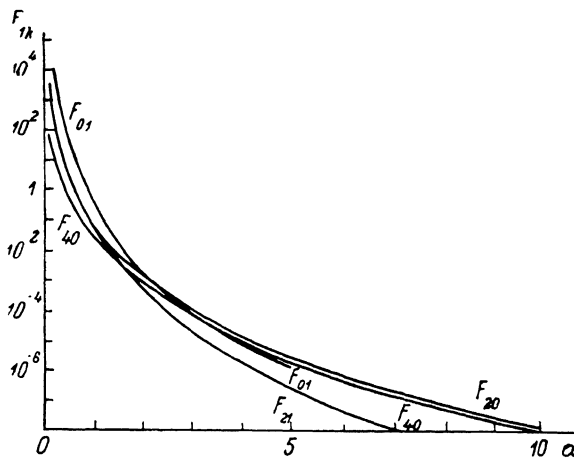
$K_0 = \sqrt{2m_{\perp}\epsilon_0}$, $\alpha = d\sqrt{K_0^2 + x^2}$, $\gamma = K_0/(m_{\perp}\Delta d)$, N_i — плотность примесных центров. Рассчитанные на ЭВМ функции $F_{ik}(\alpha)$ представлены на рисунке. Выражения для тока (7), (8) содержат именно те угловые зависимости, которые следуют из общих (групповых) соображений $j_x \sim a + b \cos^2 \theta$,

$j_y \sim \sin 2\theta$, θ — угол между ξ и E . В неполяризованном свете $j_y = 0$. Наличие в (7), (8) производной $(d\tau/d\varepsilon_{\perp})_{\varepsilon_{\perp}=\varepsilon_0}$ весьма полезно с точки зрения экспериментального обнаружения зависимости времени релаксации импульса от энергии. Меняя частоту подсветки, т. е. величину ε_0 , можно в принципе по токовым измерениям проследить эту зависимость и установить преобладающий механизм рассеяния. Кроме того, в случае, когда $d\tau/d\varepsilon_{\perp} < 0$, реально (и за счет изменения угла θ и/или за счет ε_0) добиться смены знака j_x , другими словами, (7) содержит как одну из возможностей абсолютную отрицательную ФП.

Для наблюдения описанных здесь особенностей ФП СР необходимо, чтобы рассмотренный механизм доминировал над другими возможными механизмами ФП (межминизонные переходы, внутриминизонное поглощение и др.). Для этого должны выполняться следующие условия фотозвуждения:

$$2\Delta < V < \omega < \varepsilon_{g1}, \quad (10)$$

где V — глубина залегания примеси, ε_{g1} — ширина первой запрещенной минизоны.



Функции $F_{ik}(\alpha)$, используемые в формулах (7), (8).

Сделаем численные оценки анизотропной составляющей фототока j_y применительно к композиционной СР GaAs—Al_{0,3}Ga_{0,7}As с модулированным легированием слоев GaAs [13]. При $d=100 \text{ \AA}$, $\Delta \approx 10^{-2} \text{ эВ}$, $m_{\perp} = 0.07 m_0$, $V=0.3 \text{ эВ}$ [14], $\hbar\omega=0.4 \text{ эВ}$, $x=10^7 \text{ см}^{-1}$, $E=1 \text{ В/см}$, напряженность электрического поля волны 300 В/см , $N_i=10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\tau \approx 10^{-12} \text{ с}$ [11] величина j_y оказывается порядка 10^{-6} А/см^2 , что вполне доступно измерениям.

В заключение сделаем необходимое замечание. Строго говоря, использованное здесь представление интеграла столкновений в виде $f(p, t) \tau_{pi}^{-1}$ соответствует ситуации, которая реализуется, например, при рассеянии на нейтральных примесях. В иных случаях функцию распределения следует искать в виде суммы анизотропной f_2 и асимметричной f_1 составляющих с соответствующими интегралами столкновений $-f_2 \tau_{p2}^{-1}$ и $-f_1 \tau_{p1}^{-1}$ (τ_{pi} — время релаксации i -й сферической гармоники функции распределения). Функция f_2 определяет число оптически выстроенных по импульсу фотовозбужденных носителей (помнящих о поляризации света), а f_1 ответственна за анизотропную ФП. Тогда в линейном приближении по k из (2) имеем $f_2 = G\tau_2 \equiv G(\tau_c^{-1} + \tau_{p2i}^{-1})^{-1}$, а $f_1 = -\tau_1(eE\partial f_2/\partial p)$, где $\tau_1^{-1} = \tau_c^{-1} + \tau_{p1i}^{-1}$. Окончательный результат для j_x представляется формулой (7) с заменой в ней $\tau(\varepsilon_0)$ перед фигурной скобкой на $\tau_2(\varepsilon_0)$ и $\tau(\varepsilon_0)$ в фигурных скобках на $\tau_1(\varepsilon_0)$. Выражение для j_y имеет вид (8) с заменой $(\tau d\tau/d\varepsilon_{\perp})_{\varepsilon_{\perp}=\varepsilon_0} \rightarrow (\tau_2 d\tau_2/d\varepsilon_{\perp})_{\varepsilon_{\perp}=\varepsilon_0}$. Что касается приведенных выше численных оценок,

то на них указанные замены практически не влияют, так как величины τ_1 и τ_2 обычно одного порядка [15].

Авторы благодарны В. Д. Фролову за помощь в численных расчетах.

Список литературы

- [1] Гуляев Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. № 5. С. 171—174.
- [2] Гальперн Ю. С., Коган Ш. М. // ФТП. 1968. Т. 2. № 11. С. 1697—1699.
- [3] Гальперн Ю. С., Коган Ш. М. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. № 1. С. 355—361.
- [4] Эпштейн Э. М. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 2. № 5. С. 234—237.
- [5] Караман М. И., Мушинский В. П., Шмелев Г. М. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 6. С. 1198—1200.
- [6] Есаян С. Х., Ивченко Е. Л., Леманов В. В., Максимов А. Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 11. С. 462—464.
- [7] Эпштейн Э. М., Шмелев Г. М., Цуркан Г. И. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1987. 168 с.
- [8] Шмелев Г. М., Нгуен Хонг Шон, Шредер Р. // ФТП. 1986. Т. 20. № 2. С. 370—372.
- [9] Сурис Р. А., Федирко В. А. // ФТП. 1978. Т. 12. № 6. С. 1060—1065.
- [10] Шик А. Я. // ФТП. 1973. Т. 7. № 2. С. 261—269.
- [11] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
- [12] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов, радиофизика. 1982. Т. 25. № 1. С. 3—5.
- [13] Силин А. П. // УФН. 1985. Т. 147. № 3. С. 485—522.
- [14] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.
- [15] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 351 с.

Кишиневский государственный университет
им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
26 марта 1990 г.

В окончательной редакции
19 сентября 1990 г.