

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ РАССЕЯНИИ
ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА КРАЕВЫХ
ДИСЛОКАЦИЯХ

В. Я. КРАВЧЕНКО, Г. Г. КИРАКОСЯН, Г. А. МАКАРЯН

НПП «Транзистор»

(Поступила в редакцию 12 августа 1993 г.)

Теоретически исследовано рассеяние электронов на деформационном потенциале системы параллельных дислокаций. Установлено, что антисимметричный дислокационный деформационный потенциал обуславливает возможность реализации фотогальванического эффекта, заключающегося в генерации в однородных кристаллах постоянного электрического тока при однородном их освещении. Показано, что данный ток направлен по нормали к плоскости скольжения и может быть возбужден лишь линейно поляризованным светом с вектором поляризации, имеющим проекцию, перпендикулярную оси дислокаций.

Известно, что фотогальванический эффект наблюдается в средах без центра симметрии и в сегнетоэлектриках [1,2]. Так как дислокационный деформационный потенциал антисимметричен, то интересно рассмотреть возможности появления фотогальванического эффекта в кристаллах с дислокациями. В настоящей статье исследуется фотогальванический эффект, связанный с рассеянием фотовозбужденных электронов на краевых дислокациях.

Рассеяние носителей на деформационном потенциале, обусловленном упругим полем краевых и смешанных дислокаций, обладает важным свойством, присущим анизотропным рассеивателям: для него не выполняется принцип детального равновесия

$$W_{\vec{k}'\vec{k}} \neq W_{\vec{k}\vec{k}'}, \quad (1)$$

где $W_{\vec{k}'\vec{k}}$ — вероятность перехода из состояния с импульсом $\vec{k}$ в состояние $\vec{k}'$. Дислокационный деформационный потенциал для чисто краевой дислокации, параллельной оси z , имеет вид;

$$V_{\text{деф}} = \lambda \operatorname{div} u = -\Lambda b \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{c}}{r^2}, \quad (2)$$

где $\Lambda = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1-2\nu}{1-\nu}$; $\mathbf{c}$ — единичный вектор нормали к плоскости скольжения (содержащей линию дислокации и вектор Бюргерса $\mathbf{b}$), $\mathbf{r}$ — двумерный радиус-вектор, отмеряемый от оси z . Согласно (2), $V_{\text{деф}}$ антисимметричен относительно отражения в плоскости скольжения, так что для рассеяния на нем должно быть справедливо неравенство (1). В таком случае $W_{\vec{k}'\vec{k}}$ можно представить в виде суммы симметричной антисимметричной частей

$$W_{k'k} = W_{k'k}^s + W_{k'k}^{as}. \quad (3)$$

Наличие W^{as} обуславливает возможность реализации очень интересного физического явления фотогальванического эффекта [1], заключающегося в генерации в кристаллах постоянного электрического тока при однородном их освещении. Для определения этого тока в простейшем случае примесного возбуждения применяется метод, используемый в работе [2].

Рассматривается диэлектрик (или полупроводник) с примесным уровнем глубиной E_I в запрещенной зоне, с которого происходит фотовозбуждение электронов в зону проводимости. Кинетическое уравнение для функции распределения электронов f_k имеет вид

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} = I_k^u - I_k^p + I_k^*. \quad (4)$$

Здесь I_k^u и I_k^p — скорость возбуждения и рекомбинации электронов, I_k^* — интеграл столкновений с рассеивателями (примесями, фононами, дислокациями и т. д.). Линеаризованный столкновительный член I_k^* записывается следующим образом

$$I_k^* = \int d\tau' (W_{kk'} f_{k'} - W_{k'k} f_k), \quad (5)$$

$$\left(d\tau' = \frac{2}{(2\pi)^3} d^3k' \cdot V, V - \text{объем кристалла} \right).$$

Используя (3), перепишем (5) в виде

$$I_k^* = \int d\tau' W_{kk'}^s (f_{k'} - f_k) + \int d\tau' W_{kk'}^{as} (f_{k'} + f_k) = I_k^s + I_k^{as}. \quad (6)$$

В стационарном случае функция распределения находится из уравнения

$$I_k^* = I_k^p - I_k^u, \quad (7)$$

правая часть которого является четной функцией импульса k . Поэтому и I_k^* должно быть четной функцией k .

Представив f_k в виде суммы четной и нечетной по k частей

$$f_k = f_k^s + f_k^{as}; \quad f_k^s = f_{-k}^s; \quad f_k^{as} = -f_{-k}^{as} \quad (8)$$

и используя (8) в (6), с учетом равенства $I_k^s = I_{-k}^s$ получим

$$\int d\tau' W_{kk'}^s (f_k^{as} - f_{k'}^{as}) + \int d\tau' W_{kk'}^{as} (f_k^s + f_{k'}^s) = 0, \quad (9)$$

т. е. при наличии асимметрии рассеяния ($W_{kk'}^{as} \neq 0$) стационарное решение должно содержать как четную, так и нечетную часть f_k^{as} ; наличие последней приводит к появлению постоянного тока

$$J = \frac{2e\hbar}{\mu} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} k f_k = \frac{2e\hbar}{\mu} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} k f_k^{as}. \quad (10)$$

Как показано выше, асимметрия дислокационного деформационного потенциала (2) должна обусловить наличие асимметричной части в вероятности рассеяния $W_{k'k}$. Проведем расчет этой вероятности в борновском приближении. Матричный элемент потенциала $V_{\text{деф}}$ (2), рассчитанный на волновых функциях в виде плоских волн, нормированных на объем кристалла V , имеет вид

$$V_{k'k} = \int \frac{d^3r}{V} e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{r}} V_{\text{деф}} = \frac{(2\pi)^3}{V} \Delta b \delta(k_z - k'_z) \frac{c \cdot q}{q^2}. \quad (11)$$

Здесь $q = k_z - k'_z$ — перпендикулярное оси дислокации z изменение волнового вектора. Борновская амплитуда с учетом 2-го приближения определяется следующей суммой:

$$V_{k'k}^{II} = V_{k'k} + \frac{2V}{(2\pi)^3} \int d^3k'' \frac{V_{k'k''} V_{k''k}}{E_k - E_{k''} - i\varepsilon}. \quad (12)$$

($E_k = \hbar^2 k^2 / 2\mu$, $\varepsilon \rightarrow 0$). Для интересующего нас эффекта асимметрии во 2-ом члене (12) следует учесть лишь полюсный вклад [3].

Вычисление дает

$$V_{k'k}^{II} = i \frac{(2\pi)^3 \Delta b}{V} \delta(k_z - k'_z) \cdot \left[\frac{(c, k - k')}{|k - k'|_z^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} \Delta b \cdot \int d^3k'' \delta(k_z^2 - k''^2) \frac{(k'' - k', c)(k - k'', c)}{|k'' - k'|_z^2 |k'' - k|_z^2} \right]. \quad (13)$$

Вероятность рассеяния $k \rightarrow k'$ во II борновском приближении

$$W_{k'k} = (2\pi/\hbar) |V_{k'k}^{II}|^2 \delta(E_k - E_{k'}) = \left(\frac{4\pi^2 \Delta b}{V} \right)^2 \frac{2\mu}{\hbar^3} L \delta(k_z - k'_z) \delta(k^2 - k'^2) \left[\frac{(c, k - k')^2}{|k - k'|_z^4} - \frac{4\mu}{\hbar^2} \Delta b \int d^3k'' \delta(k_z^2 - k''^2) \frac{(k'' - k', c)(k - k'', c)(k - k', c)}{|k'' - k'|_z^2 |k - k''|_z^2 |k - k'|_z^2} \right]. \quad (14)$$

Здесь L — длина дислокационной линии (появилась из-за $\delta^2(k_z - k'_z) = (L/2\pi) \delta(k_z - k'_z)$). В (14) оставлен I борновский вклад и комбинация I амплитуды со II (2-ой член), которая и ответственна за анизотропию $W_{k'k}$. Действительно, 1-ый член (14) симметричен, а 2-ой — антисимметричен при перестановке $k \leftrightarrow k'$. Первый член в (14) дает объемное дислокационное рассеяние W^{Ds} (см., например, [3]). Присоединим его к прочим процессам рассеяния (примесному, фононному), включив в полное W^s .

Для упрощения дальнейшего анализа будем использовать для записи части интеграла столкновений с W^s из (5.6) приближение времени релаксации

$$f_k^s = -\frac{1}{\tau_k} (f_k - f_k^0), \quad (15)$$

где τ_k —импульсное время релаксации, определяющее подвижность электронов, f_k^0 —равновесная функция распределения. Применение τ -приближения (15), не искажая качественную, физическую сторону дела, существенно облегчает количественную оценку фотогальванического эффекта.

Итак, необходимо решить кинетическое уравнение

$$\frac{f_k - f_k^0}{\tau_k} = I_k^u - I_k^p + I_k^{as}(f_k), \quad (16)$$

где асимметричная часть интеграла столкновений, согласно (14) и (5,6), равна

$$I_k^{as}(f_k) = (32\pi L/V)(\mu^2 \Lambda^3 b^3 / \hbar^5) \int d^3 k' d^3 k'' \delta(k_1^2 - k'^2) \cdot \quad (17)$$

$$\cdot \delta(k_1^2 - k''^2) \frac{(k'' - k', c)(k'' - k, c)(k - k', c)}{|k'' - k'|^2 |k'' - k|^2 |k - k'|^2} f_{k'}.$$

(член с f_k из I_k^{as} (5,6) равен нулю из-за равенства $\int d\tau' W_{kh}^{as} = 0$, что строго выполняется вследствие оптической теоремы [1,6]). Так как процесс импульсной релаксации идет наиболее быстро (τ_k гораздо меньше эффективного времени рассеяния, характеризующего I_k^{as} (17)), то решать (16) можно последовательными приближениями:

$$f_k = f_k^0 + f_k^{(1)} + f_k^{(2)} + \dots, \quad (18)$$

$$f_k^{(1)}/\tau_k = I_k^u - I_k^p, \quad f_k^{(2)}/\tau_k = I_k^{as}(f_k^{(1)}),$$

т. е.

$$f_k^{(1)} = \tau_k (I_k^u - I_k^p),$$

$$f_k^{(2)} = \Lambda \tau_k^2 \int d^3 k' d^3 k'' \delta(k_1^2 - k'^2) \delta(k_1^2 - k''^2) \cdot \quad (19)$$

$$\cdot \frac{(k'' - k', c)((k'' - k, c)(k - k', c))}{|k'' - k'|^2 |k'' - k|^2 |k - k'|^2} I_{k_1, k_2}^u.$$

Здесь

$$\Lambda = 32\pi(L/V)(\mu^2 \Lambda^3 b^3 / \hbar^5).$$

В (19) под интегралом остается только темп ионизации, зависящий от направления k ; согласно [3],

$$I_k^u = \frac{3\nu F}{2\pi \hbar \Omega} \frac{|k \cdot e|^2}{k^3} \delta(k^2 - k_0^2), \quad (20)$$

где ν —коэффициент поглощения света, F —его интенсивность, Ω —частота, e —вектор поляризации, $k_0^2 = (2\mu/\hbar^2)(\hbar\Omega - E_1)$, E_1 —глубина примесного уровня, с которого возбуждаются электроны. Темп реком-

бинации f_k^p содержит усреднение по поляризациям и не зависит от направления k , поэтому его вклад в $f_k^{(2)}$ зануляется.

Асимметричная часть функции распределения $f_k^{(2)}$ определяет ток J , выражение для которого, согласно (10), (19) и (20), имеет вид:

$$J_i = B \int dk_x d^2 k_1 d^2 k'_1 d^2 k''_1 (\tau^2 k_i / k_0^3) [(k'_1 e)^2 + k_z^2 |e_z|^2 + \\ + k_z' e_z^* (k'_1 e) + e_z (k'_1 e^*)] \delta(k^2 - k_0^2) \delta(k_1^2 - k'^2) \delta(k_1^2 - k''^2) \cdot \\ \cdot \frac{(k'' - k', c)(k'' - k, c)(k - k', c)}{|k'' - k'|^2 |k'' - k|^2 |k - k'|^2} \quad (21)$$

где

$$B = \frac{12}{\pi^3} \frac{e \mu \Lambda^3 b^3}{\hbar^4} \frac{L}{V} \frac{\nu F}{\hbar \Omega}.$$

Из (21) следует, что из членов в квадратной скобке, связанных с вектором поляризации, вклад дает лишь 1-й — $(k'_1 e)$; 2-й дает нуль (из-за перемены знака интеграла при взаимной замене $k'_1 \leftrightarrow k''_1$), 3-й аннулируется тоже — для $i=z$ из-за антисимметрии при замене $k'_1 \leftrightarrow k''_1$, для i в перпендикулярном z направлении — вследствие нечетности по k_z . Кроме того, видно, что $J_z = 0$ — как и следовало ожидать, ток возбуждается в перпендикулярном оси дислокации направлению:

$$J_1 = B' \int d\varphi d\varphi' d\varphi'' \frac{(\cos\varphi'' - \cos\varphi')(\cos\varphi'' - \cos\varphi)}{[1 - \cos(\varphi'' - \varphi')][1 - \cos(\varphi'' - \varphi)]} \cdot \\ \cdot \frac{(\cos\varphi - \cos\varphi')}{[1 - \cos(\varphi - \varphi')]} (e_1 \cos\varphi' + e_2 \sin\varphi') \begin{cases} \cos\varphi \\ \sin\varphi \end{cases} \quad (22)$$

где $B' = \frac{3}{8\pi^3} \frac{e \mu \Lambda^3 b^3 \tau_0^2}{\hbar^4 k_0^2} \cdot \frac{L}{V} \frac{\nu F}{\hbar \Omega}$; φ ; φ' и φ'' — углы между векторами k_1 ,

k'_1 , k''_1 и направлением c , выбранным за ось 1 (направление вектора Бюргерса b , перпендикулярного c и оси z , выбрано за ось 2), e_1 и e_2 — проекции вектора поляризации на направления c и b ; верх и низ за фигурной скобкой в (22) отвечают проекциям J_1 на направления c и b . Интегралы в (22) берутся в пределах полного изменения полярных углов (2π), начала отсчета углов произвольны. Опуская выкладки при трехкратном интегрировании в (22) (при этом выбиралось удобное начало отсчета для углов и использовалась периодичность подинтегральных функций), приведем ответ:

$$J_1 = \frac{3}{8} \frac{e \mu \Lambda^3 b^3 \tau_0^2}{\hbar^4 k_0^2} \cdot \frac{\nu F}{\hbar \Omega} \cdot \frac{L}{V} [|e_2|^2 - |e_1|^2]; \quad J_2 = 0. \quad (23)$$

Расчет проведен нами для одиночной дислокации. Если имеется распределение независимых дислокаций (со слабо перекрывающимися упругими полями, так что расчет для каждой из них может быть проведен по использованной выше схеме), то результат (23) надо про-

суммировать по их распределению. Если оси дислокаций расположены хаотически, то суммирование приводит к общему нулевому эффекту. В случае наличия в распределении преимущественно дислокаций одной ориентации, лежащих в параллельных плоскостях скольжения, общий фотогальванический ток может быть оценен формулой (23), где L/V следует заменить на плотность эквивалентных дислокаций N_D .

Согласно (23), ток направлен по нормали к плоскости скольжения и может быть возбужден лишь линейно поляризованным светом с вектором поляризации, имеющим проекцию, перпендикулярную оси z . При этом знак тока меняется при переходе от поляризации вдоль $s(e_1=1)$ к поляризации вдоль b .

Проведем оценку величины эффекта. Прежде всего заметим, что расходимость в (23) при точном резонансе $\hbar\Omega=E_1$, т. е. $k_0=0$, фиктивна: она должна быть либо компенсирована поведением τ_{k_0} (так, для рассеяния на ионизированных примесях $\tau_k \propto (E_k)^{3/2} \propto k^3 [4]$), либо при доминировании фононного рассеяния (для которого $\tau_k \propto 1/k [4]$) устранена обрезанием на ширине резонансного поглощения света.

Для оценки положим $\hbar\Omega \sim 1$ эВ и $k_0 b \sim 1$. Используем следующие достаточно типичные значения параметров: $\mu=10^{-27}$ г, $\Lambda \sim 1$ эВ, $b=3 \cdot 10^{-8}$ см, $\tau=10^{-13}$ сек, $v=1$ см $^{-1}$. Тогда для J_1 имеем

$$J_1(a/\text{см}^2) \sim 10^{-2} (N_D b^2) F (\text{Вт/см}^2). \quad (24)$$

Для $N_D \sim 10^8 \div 10^7$ см $^{-2}$ имеем $J_1 \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$ F, что близко к численным оценкам для эффекта в сегнетоэлектриках для рассеяния на примесях с дипольным потенциалом [2]. Запирающее ток поле, определяемое условием

$$J_1 = \sigma_{\phi} E_0, \quad (25)$$

где σ_{ϕ} — фотопроводимость, имеет при $\sigma_{\phi} (\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}) \sim 10^{-12} F (\text{Вт/см}^2)$ величину

$$E_0 \sim 10^{10} N_D b^2 (\text{В/см}),$$

т. е. при $N_D \sim 10^8 \div 10^7$ см $^{-2}$ имеем $E_0 \sim 10 \div 100$ В/см.

Необходимо отметить, что возникающий из-за фотогальванического эффекта постоянный электрический ток J_1 компенсируется дрейфовым током, который пропорционален полю E_0 . Здесь детально не исследуется резонансное поглощение света, ибо для этого требуется дальнейшая конкретизация модели для специальных случаев рассеяния; наша цель — дать приблизительную оценку эффекта и привлечь внимание экспериментаторов.

Приведенные оценки дают основание ожидать, что фотогальванический эффект за счет рассеяния на системе параллельных дислокаций может быть наблюден экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Белиничер, Б. И. Стурман, УФН, 130, вып. 3, 415 (1980).
2. В. И. Белиничер и др. ЖЭТФ, 73, 692 (1977).

3. Дж. Займан. Электроны и фононы. М., ИЛ, 1962.
4. Ф. Дж. Блатт. Теория подвижности электронов в твердых телах. М., ГИФМЛ, 1963.
5. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., Наука, 1984.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, М., Наука, 1974.

ՖՈՏՈԳԱԼՎԱՆԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏԸ ԵԶՐԱՅԻՆ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐԻ ՎՐԱ ԼՈՒՍԱԳՐԳՈՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Յ. ԿՐԱՎՉԵՆԿՈ, Գ. Զ. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Գ. Ա. ՄԱԿԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է էլեկտրոնների ցրումը զուգահեռ դիսլոկացիաների համակարգի ղեֆորմացիոն պոտենցիալի վրա: Ապացուցված է, որ դիսլոկացիայի անտիսիմետրիկ ղեֆորմացիոն պոտենցիալը պայմանավորում է ֆոտոգալվանական էֆեկտի ծագման հնարավորությունը, որը համասեռ բյուրեղներում դրսևորվում է հաստատուն հոսանքի գեներացիայով նրանց համասեռ լուսավորման դեպքում: Ցույց է տրված, որ հոսանքը ուղղված է սահմանի հարթության նորմալով և կարող է առաջանալ միայն դժային բեկոսցված լուսի առկայության դեպքում, որի բեկոսցման վեկտորը ուղղահայաց է դիսլոկացիայի առանցքին:

PHOTO GALVANIC EFFECT IN SCATTERING OF PHOTO-EXCITED ELECTRONS ON THE EDGE DISLOCATIONS

V. Ya. KRAVCHENKO, G. G. KIRAKOSYAN, G. A. MAKARYAN

The scattering of electrons on the deformation potential of the system of parallel dislocations is investigated theoretically. It has been established, that antisymmetric deformation potential of dislocation provides a possibility of photogalvanic effect. This means, that constant current in homogeneous crystals is generated during homogeneous illumination. It is shown, that the current is directed normally to the slip plane and can be activated only by linearly polarized light with polarization vector perpendicular to the dislocation axis.