

МЕЖДОЛИННЫЙ ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В КРЕМНИИ

Григорьев Н. Н., Зыков В. Г., Сердега Б. К.,
Шеховцов Л. В.

В кремнии n -типа при исследовании фотомагнитного эффекта (ФМЭ) обнаружена компонента, связанная с междолинным перезаселением электронов. Из ориентационных и спектральных характеристик ФМЭ удается выделить междолинную компоненту, когда освещаемая поверхность образца совпадает с кристаллографической плоскостью (110). Ее величина пропорциональна разности результатов измерений ФМЭ вдоль осей [110] и [100]. Результаты измерений находятся в хорошем согласии с расчетом. Сделан вывод о необходимости учета междолинной фотоэдс при измерении рекомбинационных параметров полупроводника с помощью ФМЭ, а также о возможном использовании междолинного ФМЭ для определения междолинных релаксационных параметров кристалла.

В полупроводниках с многодолинным энергетическим спектром типа Ge, Si равномерное распределение генерированных светом носителей заряда по долинам может нарушаться вследствие их направленного движения. Причем степень этого нарушения зависит от угла между направлением движения и кристаллографическими осями. В том случае, когда направление движения электронно-дырочных пар составляет косой угол с главными осями долин, возникает фотоэдс, нормальная по отношению к градиенту концентрации неравновесных носителей. Природа этой фотоэдс и основные ее свойства изучены в работах [1-6]. Установлены, в частности, свойства ее анизотропии, т. е. зависимость величины фотоэдс от кристаллографической ориентации. Так, если направление диффузионно-дрейфового потока носителей заряда совпадает с главными осями долин, чего можно достигнуть соответствующей кристаллографической ориентацией образца, фотоэдс отсутствует, хотя степень междолинного перезаселения в данном случае может быть наибольшей. Однако и здесь можно наблюдать проявление междолинной фотоэдс, если образец с градиентом концентрации неравновесных носителей поместить во внешнее магнитное поле так, что его направление составит с градиентом концентрации прямой угол. Роль кристаллографической разориентировки будет выполнять холловский угол $\theta_n = \mu_n H/c$, где μ_n — подвижность носителей заряда, усредненная по долинам. Возникающая в этой ситуации фотомагнитная ЭДС (ФМЭ) должна содержать в себе, кроме всего прочего, компоненту, связанную с междолинным перезаселением.

Теоретическое рассмотрение этого эффекта впервые было выполнено в [7], а в [8] приведены некоторые результаты по его экспериментальному обнаружению. В настоящей работе, являющейся по сути развитием [7, 8], анализируются расчетные и экспериментальные данные и проводится их сопоставление.

Для исследований из многодолинных полупроводников был выбран кремний из следующих соображений. Прежде всего кремний — основной материал современной микроэлектроники, для контроля рекомбинационных параметров в котором применяется основанная на ФМЭ методика [9]. Поэтому выяснение вклада в ФМЭ междолинного перезаселения представляется исключительно важной задачей, направленной на разрешение тех осложнений при использовании этой методики, которые вызваны наличием аномальной компоненты эффекта.

Наиболее убедительным доказательством существования влияния вливания междолинного перезаселения на фотоманнитную ЭДС может служить обнаружение ее ориентационной зависимости. Однако использование для этого образцов с различными углами вырезки неизбежно усложняет не только проведение эксперимента, но и, что особенно важно, интерпретацию результатов измерений.

Эти трудности исключаются, если использовать образец в виде круглой пластинки, ориентированной относительно главных осей кристалла (рис. 1). Освещаемой поверхностью образца является кристаллографическая плоскость (110), магнитное поле \mathbf{H} направлено вдоль оси Oz . Фотоэдс измеряется в направлении оси Oy в зависимости от величины угла ψ между осью Oy и направлением [001] в образце при его вращении вокруг оси Ox .

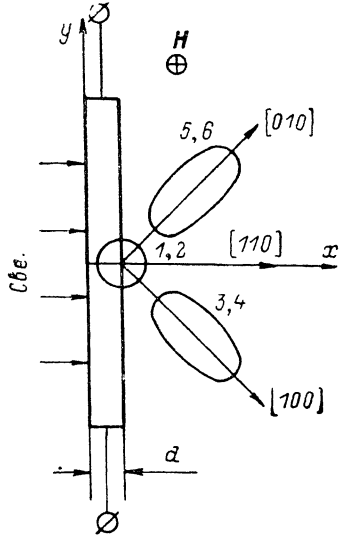


Рис. 1. Кристаллографическая ориентация образца и схема опыта.

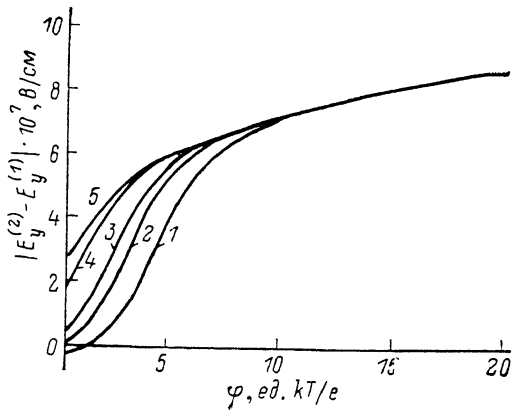


Рис. 2. Зависимость междолинного фотоманнитного эффекта от величины истощающего изгиба зон у поверхности образца.

При расчете использованы следующие значения параметров: $G = 1 \cdot 10^{15}$ кв/см² · с, $\mu_n = 1.5 \cdot 10^4$ см²/В · с, $\mu_p = 1 \times 10^4$ см²/В · с, $n_0 = 10^{13}$ см⁻³, $L = 8 \cdot 10^{-3}$ см, $L_n = 2 \cdot 10^{-4}$ см, $d = 0.2$ см, $s_n = 8 \cdot 10^2$ см/с; $S = sL/D$: 1 - 0.01, 2 - 0.05, 3 - 0.1, 4 - 0.5, 5 - 1.0.

Расчет фотоманнитного эффекта, в котором учтены переходы между минимумами зоны проводимости в кремнии, выполнен в работе [7]. Приведем только конечный результат решения, конкретизированный применительно к используемой в эксперименте схеме опыта, представленной на рис. 1. В этом случае фотоманнитный ток определяется в соответствии с формулой (3) из работы [7] следующим выражением:

$$J_y = J_H + m n J_x + n J_x \cos 2\psi. \quad (1)$$

Здесь слагаемое J_H описывает не зависящую от междолинного перезаселения компоненту ФМЭ, второй и третий члены связаны с наличием процессов междолинных переходов, причем последний член является ориентационно зависимым.

В случае произвольного соотношения между диффузионной L , междолинной L_n длинами и толщиной слоя пространственного заряда (СПЗ) w , а также в рамках модели линейно изменяющегося потенциала φ в СПЗ каждое из слагаемых описывается выражениями

$$J_H = (\theta_n + \theta_p) eGL \frac{a}{1 + ae - a^2} \left\{ a_1 \left[1 + \frac{\varepsilon}{k_1} (1 - e^{k_1 w/L}) \right] + a_2 \left[1 + \frac{\varepsilon}{k_2} (1 - e^{k_2 w/L}) \right] + 1 - \frac{\varepsilon}{a} (1 - e^{-xw}) \right\}, \quad (2)$$

$$J = \frac{2GL_n a \beta}{(1-\alpha)(1+2a)} \frac{a}{1+a\varepsilon-a^2} \left\{ \left[1 + \frac{q}{r_1} (e^{r_1 \omega / L_n} - 1) \right] c_1 + \left[1 + \frac{q}{r_2} (e^{r_2 \omega / L_n} - 1) \right] c_2 + \right. \\ \left. + \left[1 + \frac{\varepsilon}{k_1} (e^{k_1 \omega / L} - 1) \right] c_3 + \left[1 + \frac{\varepsilon}{k_2} (e^{k_2 \omega / L} - 1) \right] c_4 + \left[1 - \frac{\varepsilon}{a} (e^{-x\omega} - 1) \right] c_5 \right\}, \quad (3)$$

где G — плотность потока фотонов через переднюю грань образца, α — коэффициент поглощения света, $\varepsilon = (d\varphi/dx)(eL/kT)$ — безразмерное поле в СПЗ,

$$a_{1,2} = \pm \frac{1}{\Delta} \left[(a - \varepsilon + S)(k_{1,2} - 1) e^{k_{1,2} \omega / L} + \frac{\varepsilon}{1+a} (k_{1,2} + S) e^{-x\omega} \right],$$

$$\Delta = (1 - k_1)(k_2 + S) e^{k_2 \omega / L} - (1 - k_2)(k_1 + S) e^{k_1 \omega / L},$$

$$k_{1,2} = -\frac{1}{2} (\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + 4}), \quad r_{1,2} = \frac{1}{2} (q \mp \sqrt{q^2 + 4}),$$

$$c_{1,2} = \pm \frac{1}{\Delta_1} [f_1(1 - r_{1,2}) e^{r_{2,1} \omega / L_n} - f_2(r_{1,2} + S_n)],$$

$$c_{3,4} = l \frac{a_{1,2}}{1 - l^2 (k_{1,2}^2 - k_{1,2} \varepsilon)}, \quad c_5 = \frac{b(\varepsilon - a)}{b^2 + bq - 1},$$

$$\alpha = \frac{\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}}{12\mu_n} (1 + 3 \cos 2\theta_n), \quad \beta = \frac{\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}}{4\mu_n} \sin 2\theta_n,$$

$$\mu_n = \frac{\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp}}{3}, \quad \theta_n = \frac{\mu_{\parallel} (2\mu_{\parallel} + \mu_{\perp}) H}{3\mu_n c}, \quad \theta_p = \frac{\mu_p H}{c},$$

$$n = \frac{\mu_{\parallel}}{\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp}}, \quad m = \frac{1}{2\beta} \frac{3}{2} \theta_n \frac{\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}}{\mu_{\perp} + 2\mu_{\parallel}}.$$

Здесь μ_{\parallel} , μ_{\perp} — главные компоненты тензоров подвижностей в каждой из долин;

$$f_1 = S(a_1 + a_2 + 1) + [l(k_1 - \varepsilon) - S_n] c_3 + [l(k_2 - \varepsilon) - S_n] c_4 - (b + q + S_n) c_5,$$

$$f_2 = e^{k_1 \omega / L} \left\{ \frac{la_1}{1+l} - [1 + l(k_1 - \varepsilon)] c_3 \right\} + e^{k_2 \omega / L} \left\{ \frac{la_2}{1+l} - [1 + l(k_2 - \varepsilon)] c_4 \right\} +$$

$$+ e^{-x\omega} \left\{ \frac{b}{b+1} \left[a - \frac{\varepsilon(a+b-1)}{(1+a)(1+l)} + (b+q-1) \right] c_5 \right\},$$

$$\Delta_1 = (1 - r_1)(r_2 + S_n) e^{r_2 \omega / L_n} - (1 - r_2)(r_1 + S_n) e^{r_1 \omega / L_n},$$

$$l = \frac{L_n}{L}, \quad S = s \frac{\tau_{рек}}{L}, \quad S_n = s_n \frac{\tau_n}{L_n}, \quad \varepsilon = \varepsilon L, \quad q = \varepsilon L_n, \quad a = \varkappa L, \quad b = \varkappa L_n.$$

Здесь S , S_n — скорости поверхностной рекомбинации и междолинных переходов через поверхность, измеряемые в отсутствие изгиба зон.

Соответствующая току J_y напряженность электрического поля E_y , необходимая для удобства сопоставления с результатами измерений в режиме холостого хода, равна $E_y = -J_y e n_0 \mu_n d$, где n_0 — концентрация равновесных электронов, d — толщина образца.

Примечательной особенностью решения является аддитивный характер компонент ФМЭ (с точностью до линейных по H членов).

Именно это обстоятельство является принципиальным для экспериментального разделения двух компонент фотоэдс следующим образом. При вращении оси Ox образец может последовательно занимать два выделенных положения, различающихся величиной угла ψ : $\psi_1 = n(\pi/2)$, $\psi_2 = (n+1)(\pi/2)$, где $n=0, 1, 2, \dots$. Поскольку для этих величин углов $\cos 2\psi_{1,2} = \pm 1$ (∓ 1), выражение (1) распадается на систему из двух уравнений, решение которой дает следующее выражение для компоненты напряженности электрического поля ФМЭ, связанной с междолинным переселением:

$$E_y = \frac{2}{3} \frac{\mu_{\parallel} + 2\mu_{\perp}}{\Delta_{\mu}} \frac{\beta}{\theta_n} [E_y^2 - E_y^{(1)}], \quad (4)$$

где $E_{\eta}^{(1)}$, $E_{\eta}^{(2)}$ — величины фотоэдс при двух положениях образца. Зависимости вычисленных значений $|E_{\eta}^{(2)} - E_{\eta}^{(1)}|$ от величины изгиба зон на поверхности φ приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что имеется область, в которой E_{η} не чувствительно к изменению величины скорости поверхностной рекомбинации. Это находится в соответствии с выводами расчета, проведенного в [7].

Измерения выполнялись на образце толщиной 0.2 мм и диаметром 12 мм, вырезанном из слитка слабо легированного ($\rho = 500 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при 300 К) кремния n -типа так, как это показано на рис. 1. По периферии пластинки панесены точечные омические контакты (эвтектика Au—Si с добавкой 0.5 % Sb) с угловым интервалом 30° , которые прикрывались во избежание освещения непрозрачной полоской. Измерялись ЭДС ФМЭ в зависимости от угла вращения образца и спектральные характеристики эффекта в двух его положениях при температуре 77 К и величине магнитной индукции 600 Гс. Остальные детали эксперимента изложены в [8]; здесь же нужно указать только, что при обработке

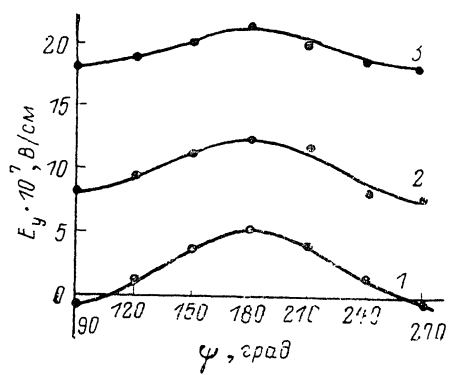


Рис. 3. Зависимость амплитуды фотомагнитной ЭДС от величины угла между направлением измерения и осью [110].

Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент. φ : 1 — 4.4, 2 — 3.5, 3 — 3.

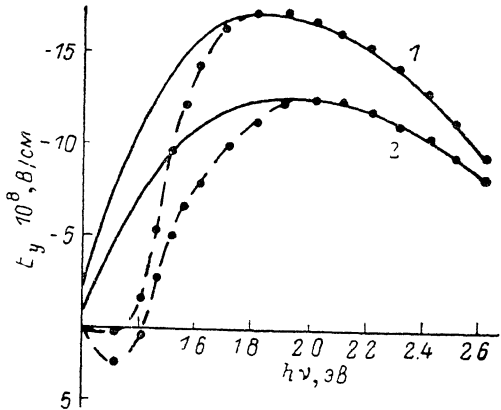


Рис. 4. Спектральная характеристика ФМЭ. φ , град: 1 — 180, 2 — 90. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет.

поверхностей образцов, представлявшей собой стандартную процедуру, обеспечивалась минимально возможная неоднородность поверхностного изгиба зон, так что связанная с ней поверхностно-барьерная фотоэдс не превышала 10^{-8} В.

На рис. 3 приведены ориентационные зависимости ФМЭ для ситуации, соответствующей приведенной на рис. 1. При согласовании кривых рассеяние полагается изотропным, что, соответствуя условиям эксперимента, допускает с несущественной погрешностью равенство дрейфовой и холловской подвижностей. Единственным подгоночным параметром при согласовании кривых служила величина поверхностного изгиба зон φ , которая на опыте изменялась дополнительной стационарной подсветкой. Поскольку для источника изгиба зон на поверхности, имеющего место в данном случае, дрейфовая компонента тока направлена противоположно диффузионной, то уменьшение значения φ приводит к возрастанию среднего для отдельной кривой на рис. 3 значения ЭДС ФМЭ. Междолинная компонента ФМЭ при этом уменьшается (рис. 2), что сказывается на уменьшении амплитуды осцилляций кривых на рис. 3.

Ориентационная зависимость ФМЭ может проявляться и в его спектральных характеристиках. Это показано на рис. 4, где приведены зависимости величины фотоэдс от энергии квантов возбуждающего света для двух особых положений образца. За исключением области слабого поглощения, наблюдается хорошее согласие расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (точки) данных.

Одной из причин расхождения в длинноволновой области спектра может быть разбалансировка заселенностей долин под действием поляризованного света (выходящее из монохроматора излучение является по ряду причин частично поляризованным, степень которого достигала в данном случае 30 %). Избирательное возбуждение вследствие различия вероятностей переходов электронов из валентной зоны в эквивалентные долины рассчитано в [20],

а в [11] экспериментально исследовалась его спектральная характеристика в кремнии, которая в самом деле обладает максимумом при энергии квантов 1.26 эВ.

Однако анализ всех обстоятельств, определяющих существование анизотропии электропроводности вследствие селективного заселения долин, главным из которых является пропорциональность величины эффекта отношению L_n/L , делает проблематичным его наблюдение без принятия специальных мер, что в общем подтверждается в [11].

Действительно, при попытке обнаружить ФМЭ с использованием поляризованной модуляции со степенью, близкой к 100 %, не наблюдался достоверно регистрируемый сигнал по величине, большей 10^{-8} В. Расхождение в длинноволновой области спектра может быть объяснено конечной толщиной пластинки (расчет выполнен для полубесконечного образца) и связанной с ней при слабом поглощении света дрейфовой компонентой в слое пространственного заряда у задней стенки.

Необходимые для расчета параметры материала, такие как подвижности электронов μ_n и дырок μ_p , длины биполярного смещения L и междолинной релаксации L_n , взяты нами из [5]. Однако возможна и обратная процедура, основанная на том, что уравнение (1) для ФМЭ хорошо, как это установлено в настоящей работе, описывает реальную ситуацию. Тогда с помощью системы уравнений, следующей из выражения (1), и проведения двух измерений величины фотоэдс можно определить обе компоненты J_H и J_V , а из их спектральных характеристик — рекомбинационные и междолинные релаксационные параметры полупроводника. Нужно отметить, что эта процедура наиболее просто реализуется в случае использования образцов с кристаллографической плоскостью (110) в качестве освещаемой поверхности. В то же время проявление междолинного ФМЭ будет в различной степени иметь место при любых других ориентациях образца, за исключением случая, когда освещаемая поверхность образца совпадает с плоскостью (111). Отсутствие перезаселения электронов между долинами в последнем случае не приводит к ориентационной зависимости ФМЭ по крайней мере в диапазоне используемых нами напряженностей магнитного поля, таких, что всегда выполняется условие $\mu_n H/c \ll 1$.

Ориентационная зависимость ФМЭ также будет отсутствовать, если освещаемой поверхностью является плоскость (100), хотя междолинное перезаселение здесь имеет место и компонента J_V по этой причине представляет собой конечную величину. Разделение компонент J_H и J_V возможно и здесь с помощью формулы (6) и независимых данных о величине L либо L_n . В этом случае в ориентационном коэффициенте α формулы (3) из [7] угол $\theta=0$, как это следует из рис. 1 той же работы.

В заключение следует отметить, что вклад междолинной компоненты в фотомагнитную ЭДС возрастает при увеличении безразмерного изгиба зон φ как за счет роста абсолютной ее величины в соответствии с зависимостью, приведенной на рис. 2, так и за счет относительного уменьшения компоненты J_H . Особый случай возникает, когда $E_y^{(1)} + E_y^{(2)} = 0$. Тогда междолинная компонента J_V (если используется образец с ориентацией согласно рис. 1) целиком определяется измеряемой величиной E_y .

Л и т е р а т у р а

- [1] Алмазов Л. А., Григорьев Н. Н. — УФЖ, 1977, т. 22, в. 12, с. 2047—2048.
- [2] Алмазов Л. А., Григорьев Н. Н. — ФТП, 1978, т. 12, в. 3, с. 567—570.
- [3] Алмазов Л. А., Григорьев Н. Н. — ФТП, 1978, т. 12, в. 10, с. 1996—2003.
- [4] Жадько И. П., Романов В. А., Сердега Б. К., Шеховцов Л. В. — ФТП, 1979, т. 13, в. 9, с. 1728—1733.
- [5] Алмазов Л. А., Григорьев Н. Н., Жадько И. П. и др. — ФТП, 1982, т. 16, в. 4, с. 635—642.
- [6] Григорьев Н. Н., Жадько И. П., Романов В. А. и др. — ФТП, 1985, т. 19, в. 4, с. 642—645.
- [7] Алмазов Л. А., Григорьев Н. Н. — УФЖ, 1982, т. 27, в. 9, с. 1356—1362.
- [8] Сердега Б. К., Шеховцов Л. В. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1044—1046.
- [9] Равич Ю. И. Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение. М., 1967. 93 с.
- [10] Ефанов А. В., Энтин М. В. — ФТП, 1982, т. 16, в. 4, с. 662—669.
- [11] Гастев С. В., Соколов Н. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 7, с. 1328—1331.