

шается примерно вдвое просто за счет подавления переходов, для которых проекция вектора R_{ab} на ось Oz порядка L .

Оценим напряженность поля $\mathcal{E}_c$. Полагая для $L=5$ нм, $[E_i(L/2) - E_i(z_n)] = 0,01$ эВ, мы находим $\mathcal{E}_c = 2 \cdot 10^4$ В/см. В сильных полях проводимость опять начинает возрастать за счет роста концентрации свободных электронов в зоне проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bastard G. // Phys. Rev. 1981. B24. P. 4714.
2. Keiper R., Wang W., Zvyagin I. P. // Phys. Stat. Solidi (b). 1996. 193. P. 113.
3. Miller A., Abrahams E. // Phys. Rev. 1960. 120. P. 745.
4. Звягин И. П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М., 1984.
5. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982.
6. Efros A. L. // Phil. Mag. 1981. B43. P. 829.

Поступила в редакцию
14.02.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 6

УДК 621.382

НОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН С $p-n$ ПЕРЕХОДАМИ

О. Г. Кошелев, В. А. Морозова
(кафедра физики полупроводников)

Предложен новый метод определения диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей заряда в пластинах с $p-n$ переходами. Неравновесные носители заряда возбуждаются двумя модулированными одной частотой световыми потоками, один из которых поглощается слабо, а другой — сильно. Условия модуляции этих потоков выбираются такими, чтобы суммарное переменное напряжение на $p-n$ переходе обращалось в нуль. Диффузионная длина определяется по отношению интенсивностей потоков света, время жизни — по частотной зависимости этого отношения либо по сдвигу фаз между модуляциями. Численные расчеты показали применимость метода к кремниевым фотопреобразователям солнечной энергии. Обсуждаются преимущества метода.

Эффективность фотопреобразователей (ФП) солнечной энергии определяется прежде всего фотоэлектрическими параметрами базовой области $p-n$ структур — диффузионной длиной (L) и временем жизни (τ) неосновных носителей заряда (ННЗ). Обзор различных методов определения этих параметров приведен в работе [1]. Важное место среди них занимают методы, основанные на определении значения коэффициента собирания (Q) и его спектральной зависимости по измерениям фототока короткого замыкания. Такие измерения позволяют вычислить L по формулам, приведенным в [2], а затем вычислить τ из соотношения $\tau = L^2/D$, где D — коэффициент диффузии ННЗ. Преимуществом таких методов по сравнению с методами, основанными на инжекции током, является возможность контроля однородности ФП по L в плоскости, параллельной $p-n$ переходу (путем сканирования его поверхности сфокусированным лучом света).

Для измерения Q при низких уровнях инжекции достаточно использовать один источник света — монохроматор [3]. Однако освещенность, создаваемая монохроматором, на несколько порядков ниже, чем у Солнца, а величина L может заметно зависеть от освещенности. Для

учета этого эффекта освещение ФП производится двумя световыми потоками: модулированным с частотой f — от монохроматора и немодулированным — от имитатора Солнца. При этом Q определяется по измерениям переменной составляющей фототока короткого замыкания (I_{sc}) [4]. Для этого измеряется напряжение на сопротивлении нагрузки, которая должна быть много меньше дифференциального сопротивления p — n перехода (R_i). Выполнение этого условия ограничивает чувствительность метода, что особенно существенно при измерении малых значений τ . Кроме того, для его применения необходимо, чтобы R_i было много больше сопротивления базы и сопротивления растекания сильно легированного слоя (R_L). (Формулы для расчета R_L при различных конфигурациях контакта к этому слою приведены в [5].) В противном случае точность метода заметно снижается.

В работе [6] авторами настоящей работы был предложен метод, основанный на компенсации I_{sc} переменным током внешнего источника. Благодаря компенсации стало возможным увеличить сопротивление нагрузки ФП на несколько порядков. Это позволило для кремневых ФП повысить точность измерения L и расширить диапазон измерений τ вплоть до 0,01 мкс.

Известно, что амплитуда I_{sc} является функцией $(\omega\tau)^2$, где $\omega = 2\pi f$. Исследование зависимости $I_{sc}(\omega)$ представляет интерес для непосредственного определения значения τ (при этом не нужны дополнительные данные о D). Однако при проведении таких измерений возникают осложнения из-за шунтирующего влияния емкости p — n перехода.

В настоящей работе предлагается новый высокочувствительный компенсационный метод, позволяющий непосредственно измерять не только L , но и τ . Метод дает возможность практически устранить недостатки, связанные с влиянием R_L , сопротивления базы и емкости p — n перехода, а также измерять L и τ на p — n структурах без омических контактов [7].

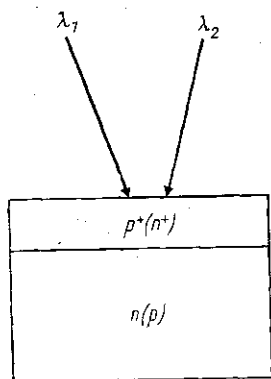


Рис. 1. Схема освещения p — n структуры

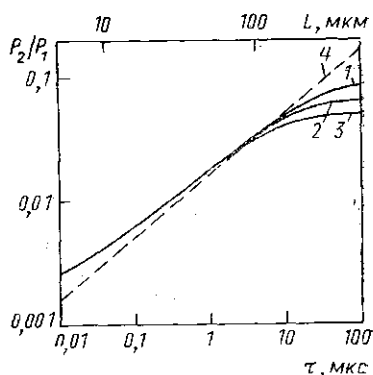


Рис. 2. Зависимость отношения интенсивностей световых потоков P_2/P_1 от диффузионной длины неосновных носителей в базе L при компенсации. Кривые 1—3 вычислены при $\alpha_1 = 1,5 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_1 = 1,15 \text{ мкм}$), $\alpha_2 = 3200 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda_2 = 0,63 \text{ мкм}$), $H = 300 \text{ мкм}$, $W = 0,5 \text{ мкм}$, $D = 25 \text{ см}^2/\text{с}$. $S(\text{см/с}) = 0$ (1), 10^3 (2), 10^4 (3). Кривая 4 вычислена по формуле (8)

Сущность предлагаемого метода состоит в том, что ФП освещается со стороны $p-n$ перехода одновременно двумя потоками различного спектрального состава, модулированными одной частотой f (рис. 1). Длины волн (λ_1, λ_2) световых потоков выбираются такими, чтобы поглощение одного из них происходило в объеме базы, а другого — вблизи $p-n$ перехода. Отношение интенсивностей (P_2/P_1) потоков и сдвиг фаз между их модуляциями устанавливаются такими, чтобы переменный ток и, следовательно, переменное напряжение на ФП были равны нулю. Значения L и τ определяются по измерениям параметров световых потоков, соответствующих компенсации.

Если фототок создается ННЗ базовой области, то для определения L по измеренному значению Q обычно используют формулу [2]

$$Q = \frac{(1-R) \alpha L \exp(-\alpha W)}{\alpha^2 L^2 - 1} \left[\alpha L - \frac{A + B\sigma + (\alpha L - \sigma) \exp(-\alpha H)}{A\sigma + B} \right], \quad (1)$$

где R и α — коэффициенты отражения и поглощения света полупроводником, H и W — толщины базы и переднего сильно легированного слоя (n^+ -слоя для структуры n^+-p типа), $A = \text{sh}(H/L)$, $B = \text{ch}(H/L)$, $\sigma = SL/D$, S — скорость поверхностной рекомбинации на тыльной стороне $p-n$ структуры.

Для простоты рассмотрим случай, когда выполняются следующие условия:

$$\alpha_1 L \ll 1, \quad (2)$$

$$\alpha_2 L \gg 1, \quad (3)$$

$$\exp(-H/L) \ll 1, \quad (4)$$

$$R_1 = R_2, \quad (5)$$

где индексы 1, 2 соответствуют номерам световых потоков. Тогда для низкой частоты модуляции ($\omega\tau \ll 1$) с учетом неравенства $\alpha_1 W \ll 1$ выполняется следующее соотношение:

$$Q_1/Q_2 = \alpha_1 L \exp\{\alpha_2 W\}. \quad (6)$$

При этом для компенсации необходимо, чтобы световые потоки были промодулированы в противофазе и чтобы выполнялось равенство

$$P_1 Q_1 \lambda_1 = P_2 Q_2 \lambda_2. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что

$$P_2/P_1 = \alpha_1 L \exp(\alpha_2 W) \lambda_1/\lambda_2. \quad (8)$$

Таким образом, измерение отношения интенсивностей потоков света на низкой частоте модуляции при компенсации позволяет определить значение L .

В случае расчета Q при более высоких частотах модуляции также можно использовать формулу (1), если вместо L подставлять комплексную величину $\hat{L}$:

$$\hat{L} = \frac{L}{\sqrt{1 + j\omega\tau}}, \quad (9)$$

где $j = \sqrt{-1}$. При этом Q_1, Q_2, P_1, P_2 заменяются соответствующими им комплексными величинами $\hat{Q}_1, \hat{Q}_2, \hat{P}_1, \hat{P}_2$. В этой области частот $|P_2/P_1|$ зависит от f . Если обозначить через ω_c значение ω , при котором

$|P_2/P_1|$ уменьшается в два раза по сравнению со случаем $\omega\tau \ll 1$, то нетрудно показать, что

$$\omega_c = \sqrt{15}/\tau. \quad (10)$$

Таким образом, измеряя частотную зависимость отношения интенсивностей световых потоков, можно определить τ . Подобный метод определения τ был развит в работе [8]. Однако в отличие от настоящей работы освещение двумя световыми потоками производилось поочередно.

Для достижения компенсации в этой области частот сдвиг фаз между модуляциями световых потоков должен быть изменен на дополнительный угол φ , где $\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{Im}(Q_1/Q_2)/\operatorname{Re}(Q_1/Q_2)$. При выполнении условий (2)—(4)

$$\operatorname{tg}(2\varphi) = \omega\tau. \quad (11)$$

Таким образом, измеряя сдвиг фаз между модуляциями, можно также определить τ . При этом достаточно проведения всего одного измерения в отличие от измерений τ по частотной зависимости $|P_2/P_1|$. Тем самым сокращается время измерений, что существенно при большом числе исследуемых p - n структур. Это важно также при определении однородности p - n структур путем сканирования их поверхностями световыми потоками.

Для определения применимости метода в более широкой области значений L , в которой условия (2)—(4) не выполняются, были проведены численные расчеты на ЭВМ, основанные на использовании формулы (1). Ниже приведены результаты расчетов для p - n структур с параметрами, типичными для ФП из монокристаллического кремния: $H=0,3$ мм, $W=0,5$ мкм, $D=25$ см²/с. В качестве источников света рассматриваются He—Ne лазеры, для которых $\alpha_1=1,5$ см⁻¹ ($\lambda_1=1,15$ мкм), $\alpha_2=3200$ см⁻¹ ($\lambda_2=0,63$ мкм).

На рис. 2—4 представлены зависимости P_2/P_1 от L , а также зависимости f_c и τ_{ph} от τ , где $f_c = \omega_c/(2\pi)$, $\tau_{ph} = \omega^{-1} \operatorname{tg} \varphi$. Сплошные кривые 1—3 вычислены при $S=0$, 10^3 и 10^4 см/с. (На рис. 2, 4 эти кривые вычислены при $\omega\tau \ll 1$. Однако, как показали дополнительные расчеты, при $\omega\tau \leq 0,2$ и $\tau < 50$ мкс кривые 1—3 на рис. 4 смещаются не более чем на 2%.) Штриховые кривые 4 на рис. 2—4 вычислены по приближенным формулам (8), (10), (11) соответственно. Как и следовало ожидать, штриховые кривые совпадают со сплошными в промежуточной области значений L , в которой выполняются условия (2)—(4). (В этой области значение D не влияет на зависимости P_2/P_1 от L , а также на зависимости f_c и τ_{ph} от τ , соответствующие кривым 1—3.) Слева от этой области кривые расходятся из-за невыполнения условия (3). Справа от промежуточной области расхождение связано в основном с невыполнением условия (4). В этих областях значение D оказывает некоторое влияние на кривые 1—3.

Как видно, все три варианта метода позволяют однозначно определять L или τ при $L \leq H/3$. При больших значениях L однозначное определение фотоэлектрических параметров возможно, лишь если известно значение S . В частности, это возможно, если на тыльную сторону базы нанесен сильно легированный изотипный слой, так что $S=0$.

В предлагаемом методе условие компенсации соответствует равенству нулю переменного напряжения на p - n переходе. Поэтому такое состояние можно рассматривать как режим тока короткого замы-

кания. С другой стороны, равен нулю и переменный фототок, следовательно, это состояние можно рассматривать также как режим холостого хода.

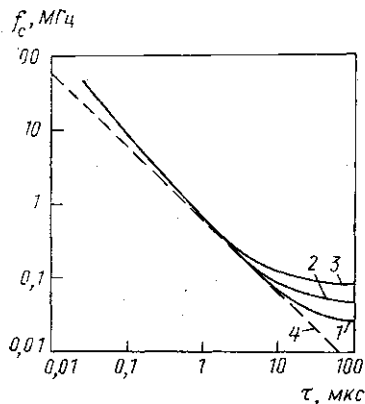


Рис. 3. Зависимости граничной частоты модуляции f_c ($=\omega_c/2\pi$) от времени жизни неосновных носителей заряда в базе (τ). Кривые 1—3 вычислены при тех же параметрах p - n структуры и тех же значениях α_1 , α_2 , что и на рис. 2. Кривая 4 соответствует формуле (10)

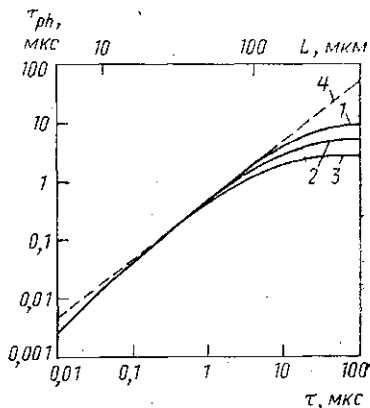


Рис. 4. Зависимость $\tau_{рб}$ ($=\omega^{-1} \operatorname{tg} \varphi$) от τ . Кривые 1—3 вычислены при тех же условиях, что и для рис. 2. Кривая 4 соответствует формуле (11)

Поскольку переменный фототок равен нулю, то падение напряжения на базе и на сильно легированном переднем слое равно нулю, т. е. оно не оказывает влияния на результаты измерений. Не влияет также и емкость p - n перехода, поскольку переменное напряжение на ней равно нулю и, следовательно, ток через нее отсутствует. Величина нагрузки ФП, как и в [6], может быть выбрана много большей, чем R_j , что позволяет повысить точность установки компенсации. Таким образом, применение метода в ряде случаев может повысить точность определения L и τ .

Метод позволяет также проводить измерения на p - n структурах, не имеющих омических контактов. Для этого исследуемая p - n структура помещается между обкладками конденсатора, одна пластина которого пропускает свет. Наличие компенсации устанавливается по обращению в нуль переменного напряжения на обкладках конденсатора. При этом точность определения L и τ не снижается из-за зазора между p - n структурой и обкладками конденсатора, поскольку переменное напряжение на нем также равно нулю. Определение L и τ на p - n структурах без омических контактов представляет интерес для контроля качества полупроводника на промежуточных этапах изготовления ФП и других приборов, эффективность которых определяется величинами L и τ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Dharival S. R., Vasu N. K. // Solid-State Electron. 1981. 24. P. 915.
2. Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. М., 1971.
3. Колтун М. М. Оптика и метрология солнечных элементов. М., 1985. С. 48.
4. Виноградова Е. Б., Головнер Т. М., Городецкий С. М., Жданович Н. С. // Приб. и техн. эксперимента. 1976. 6. С. 153.

5. Бордина Н. М., Васильев А. М., Зайцева А. К., Ландсман А. П.//Радиотехн. и электроника. 1965. 10. С. 727.
6. Кошелев О. Г., Морозова В. А., Барынова Э. Ю. и др.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. № 4. С. 87 (Moscow University Phys. Bull. 1993. N 4. P. 80).
7. Кошелев О. Г., Морозова В. А. Пат. 2019890 РФ, МКИ 5H01 L 21/66 (БИ № 17, 1994).
8. Нопта Н., Мипаката С., Itoh H.//Japan J. Appl. Phys. 1984. 23. P. L354.

Поступила в редакцию
25.03.96

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 6

УДК 537.226.33

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИЗОМОРФНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

С. В. Павлов, М. Л. Акимов

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Рассмотрена феноменологическая модель изоморфных фазовых переходов (ИФП) в тонких пленках сегнетоэлектриков при учете пространственной неоднородности и размерных эффектов. Решение краевой задачи с помощью численных методов позволило сделать вывод о том, что размерные эффекты и неоднородность сегнетоэлектриков не подавляют ИФП и наблюдение этих переходов в тонких пленках сегнетоэлектриков принципиально возможно.

В работе [1] на основе оптических измерений в тонких пленках сегнетоэлектрика титаната свинца и сопоставления полученных результатов с данными для монокристаллов [2] сделан вывод о наличии в пленках изоморфных фазовых переходов (ИФП). Не рассматривая довольно сложной модели титаната свинца с двумя взаимодействующими многокомпонентными параметрами порядка [3], можно тем не менее на примере модели с одним однокомпонентным параметром порядка исследовать вопрос об особенностях проявления ИФП в тонких пленках собственных сегнетоэлектриков. Целью настоящей работы является построение и исследование феноменологической модели изоморфных переходов в тонких пленках сегнетоэлектриков с применением теории Ландау фазовых переходов второго рода для тонких пленок [4, 5].

В феноменологической теории ИФП [6] используется потенциал, учитывающий члены разложения свободной энергии по спонтанной поляризации вплоть до восьмой степени. Для тонких пленок сегнетоэлектриков в разложении необходимо учитывать также пространственную неоднородность спонтанной поляризации и влияние поверхностей тонкой пленки [4, 5]. Тогда функционал Ландау для тонких пленок толщиной L в модели ИФП имеет вид

$$\Phi = \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ \frac{a}{2} P^2 + \frac{b}{4} P^4 + \frac{c}{6} P^6 + \frac{d}{8} P^8 + \frac{\kappa}{2} \left(\frac{dP}{dx} \right)^2 - EP \right\} dx + \frac{\kappa \delta^{-1}}{2} (P_-^2 + P_+^2), \quad (1)$$

где L — толщина пленки; P — спонтанная поляризация; $P_{\pm} = P(\pm L/2)$; a, b, c, d, κ и δ — феноменологические коэффициенты, причем $d > 0$, $\kappa > 0$; E — внешнее электрическое поле, с граничными условиями

$$\frac{dP(\pm L/2)}{dx} \pm \delta^{-1} P(\pm L/2) = 0.$$