

Особенности физического дифференцирования по коэффициенту поглощения света в спектрах вентильной фотоэдс

© Л.И. Бережинский, Е.Ф. Венгер, И.Е. Матяш, А.В. Саченко, Б.К. Сердега[¶]

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины, 03028 Киев, Украина

(Получена 22 февраля 2004 г. Принята к печати 13 января 2005 г.)

В образцах кристаллического кремния, анизотропия проводимости в которых создана одноосной деформацией сжатия, исследован плеохроизм вентильной фотоэдс. Использована поляризационная модуляция излучения, при которой возбуждение образца происходит линейно поляризованным светом с периодически изменяющимися относительно оптической оси поляризациями. Полученные таким образом спектральные характеристики представляют зависящую от коэффициента поглощения света поляризационную разность величин фотоэдс. Обнаружена сильная зависимость формы полученных спектров от типа $p-n$ -переходов, отличающихся параметрами базы и технологическими способами получения эмиттеров. При анализе спектров показано, что условие физического дифференцирования по коэффициенту поглощения выполняется только в $p-n$ -переходах с пренебрежимо малым значением толщины пространственного заряда.

1. Введение

Коэффициент поглощения света α является одним из основных параметров в таких эффектах, как пропускание, фотопроводимость или в различных фотовольтаических эффектах, исследуемых в полупроводниковых кристаллах. Зависимость величины α от энергии квантов, обусловленная в основном значением ширины запрещенной зоны полупроводника и особенностями ее дисперсии в пространстве зоны Бриллюэна, определяет форму спектральных характеристик отмеченных эффектов. Информативность таких характеристик важна как при исследовании физических свойств материалов, так и для практических применений. Необходимость повышения их информационной способности породила в свое время множество методик физического дифференцирования, составляющих отдельный раздел спектроскопии, получившей название модуляционной [1]. В процессе развития этого направления были использованы в модуляции всевозможные параметры и физические величины — электрическое и магнитное поля, температура, давление и другие.

Однако ни один из приемов физической модуляции не способен был воспроизвести производную спектральной характеристики какого-либо оптического или фотоэлектрического эффекта по коэффициенту поглощения. Для этого понадобилось бы измерять величину отклика на изменение значения коэффициента поглощения последовательно в отдельных точках диапазона α , изменяющегося в широких пределах. Однако это не представляется возможным, ибо вследствие модуляционного воздействия на кристаллическую систему в целом или на какой-либо ее элемент каждый из применявшихся методов модуляции приводит к изменению величины коэффициента поглощения одновременно во всех точках его спектральной характеристики. Более того, одновре-

менно с изменением величины α -модуляции подвергаются кинетические, рекомбинационные и другие параметры материала.

Поэтому принципиальная возможность α -модуляции (по аналогии с λ -модуляцией) может быть получена только при изменении такого модулирующего параметра внешней среды, который не изменял бы прежде всего структурных свойств исследуемого материала. Таким параметром при некоторых условиях может быть, как нами показано ранее [2], состояние поляризации электромагнитного излучения, возбуждающего образец. Суть упомянутых условий заключается в том, что проявление состояния поляризации излучения, распространяющегося в исследуемом образце, имеет место только в случае, если используемый материал обладает анизотропией диэлектрических свойств, а состояние поляризации излучения модулируется тем или иным методом. В этом случае вследствие анизотропии комплексного показателя преломления условия распространения и поглощения излучений с параллельным либо перпендикулярным направлением вектора электрической компоненты относительно оптической оси кристалла оказываются различными, что приводит к появлению эффекта линейного дихроизма. И если разница в соответствующих коэффициентах поглощения намного меньше одного из них ($\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel} \ll \alpha_{\perp}, \alpha_{\parallel}$ (условие малой анизотропии)), то в соответствии с анализом, проведенным в [3] на примере спектральной характеристики пропускания, в измеряемом сигнале содержится производная функции пропускания $T(\alpha)$ по коэффициенту поглощения:

$$\Delta T = (dT/d\alpha) \cdot \Delta\alpha. \quad (1)$$

Однако в отличие от случая пропускания ситуация в фотоэлектрических эффектах усложняется за счет влияния дополнительных процессов. Как показано в [4] на примере поляризационно-модуляционных спектров фотопроводимости, диффузия неравновесных носителей заряда вследствие различных соотношений поверхност-

[¶] E-mail: serdega@isp.kiev.ua

ных и объемных потоков рекомбинации изменяет пространственное распределение генерированных светом по закону Ламберта электронов и дырок. Тем не менее спектральные характеристики поляризационной разности фотопроводимости проявляют, хотя и при некотором ограничении, свойство производной по коэффициенту поглощения.

Что же касается фотовольтаических эффектов, то с их участием к упомянутым обстоятельствам может добавиться неоднородность структуры (например, наличие $p-n$ -перехода), а также действие связанных с ней внутренних электрических и деформационных полей. В связи с этим возможность реализации α -модуляции (по аналогии с λ -модуляцией) спектральных характеристик фотовольтаических эффектов может оказаться проблематичной. Исследование этой возможности на примере измерения и анализа вентильной фотоэдс, возникающей при освещении $p-n$ -перехода анизотропного кристалла, является задачей настоящей работы.

2. Условия эксперимента

Как следует из предыдущего, экспериментальная демонстрация α -модуляции в каких-либо фотовольтаических спектрах возможна только в материалах с анизотропией диэлектрических свойств. Что же касается самих спектров, то наиболее удобной характеристикой для моделирования представляется спектр вентильной фотоэдс, возникающей при освещении $p-n$ -перехода. Одновременное выполнение этих условий может быть достигнуто в $p-n$ -переходе, например, в кристалле Si с управляемой с помощью внешнего одноосного сжатия величиной анизотропии.

Принадлежащие к кубической сингонии кристаллы кремния обладают изотропией диэлектрических свойств. Поэтому возникновение в них оптических или фотоэлектрических эффектов, связанных с поляризацией излучения, возможно лишь в результате какого-либо направленного воздействия, понижающего симметрию кристалла. Поэтому в нашем случае геометрия опыта такова, что взаимодействующее с кристаллом излучение распространяется вдоль нормали к его поверхности, и возникающий при этом дихроизм $\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}$ или плеохроизм $P = (V_{\perp} - V_{\parallel}) / (V_{\perp} + V_{\parallel})$ вентильной фотоэдс V обусловлен в отличие от наведенного наклонным падением света фотоплеохроизма [5] изменением структурной симметрии кристалла.

В измерениях использовались образцы трех типов с разными условиями изготовления. Их характеристики приведены в таблице. Во всех случаях использовались стандартные кремниевые пластины толщиной 0.4 мм и кристаллографической ориентацией поверхности (100), в которых на одной из поверхностей тем или другим методом создавался слой противоположного типа проводимости. Затем скальванием по плоскостям спайности {110} создавались прямоугольные пластинки с размерами $1 \times 0.5 \times 0.04$ см. Алюминиевые электроды (сплошной на тыльной поверхности и кольцевой на освещаемой) служили для подключения образца к измеряемой цепи. В одном случае она представляла собой включенный в обратном направлении источник напряжения и сопротивление нагрузки (режим измерения фототока), во втором — высокоомный вход селективного усилителя (режим фотоэдс). Сжимающее одноосное усилие прикладывалось к узким торцам пластинки, а его направление совпадало с плоскостью освещаемой поверхности образца и было параллельно кристаллографическому направлению [110]. Креплением образцов в сжимающем устройстве обеспечивалось условие их устойчивого состояния при сжатии, а также однородность механического напряжения.

Измерения проводились с применением оптической схемы, изложенной в работе [2]. Ее особенность состояла в использовании модулятора поляризации на основе фотоупругого эффекта. С его помощью излучение, которому после выхода из монохроматора придавалось циркулярное состояние поляризации, периодически с частотой 50 кГц преобразовывалось в линейно поляризованное. Причем электрическая компонента излучения принимала попеременно параллельное и перпендикулярное положения относительно оптической оси образца. Измеряемый сигнал представлял собой разницу двух значений фотоэдс V_{\perp} и V_{\parallel} , возбуждаемых в планарном $p-n$ -переходе при освещении его линейно поляризованным излучением в спектральном диапазоне около края полупроводника. Измерения проводились при комнатной температуре и в диапазоне линейной зависимости величины фотоэдс от интенсивности света. Его источником служил монохроматор МДР-12 с галогеновой лампой на входе. Обычной методикой измерялись спектральные характеристики вентильной фотоэдс и пропускания, использовавшиеся в дальнейшем при анализе поляризационных характеристик. Данные измерений нормировались на постоянную интенсивность излучения, прошедшего переднюю грань образца.

3. Результаты измерений и их обсуждение

При проведении анализа экспериментальных результатов воспользуемся теоретическим выражением для величины малосигнальной фотоэдс V , для случая $V < kT/q$ [6]. Это выражение является наиболее общим

Тип образца	Тип базы	Величина удельного сопротивления базы, Ом · см	Способ изготовления эмиттера	Толщина эмиттера, мкм
A	p	1	Эпитаксия	5
B	p	10	Диффузия	2
C	n	$5 \cdot 10^3$	Импламентация	0.5

случае из такого типа функциональных зависимостей описания связи величины фотоэдс и совокупности физических и конструкционных факторов:

$$\begin{aligned}
 V = & \frac{I[1 - \exp(-\alpha d)]\alpha L}{(\alpha^2 L^2 - 1)[1 - \exp(-2\alpha d)]} [(S_0 + K)(S_d + K) \\
 & \times \exp(d/L) - (S_0 - K)(S_d - K) \exp(-d/L)]^{-1} \\
 & \times \{ \alpha L [\exp(-\alpha x) + R \exp(-2\alpha d + \alpha x)] \\
 & \times [(S_d + K) \exp(d/L) - (S_d - K) \exp(-d/L)] \\
 & + 2 \exp(-2\alpha d) [S_d(1 + R) - KL\alpha(1 + R)] \\
 & - [\exp(-\alpha x) + R \exp(-2\alpha d + \alpha x)] \\
 & \times [(S_d + K) \exp(d/L) + (S_d - K) \exp(-d/L)] \}, \quad (2)
 \end{aligned}$$

где $L = \sqrt{D\tau}$, $K = D/L$, D — коэффициент диффузии электронов в базе; τ — время жизни электронов; S_0, S_d — скорости поверхностной рекомбинации на фронтальной и тыльной поверхностях образца соответственно; d — толщина базы; x — толщина эмиттера; R — коэффициент отражения света от тыльной поверхности; I — интенсивность освещения.

Семейство зависимостей фотоэдс от энергии квантов возбуждающего освещения, рассчитанных с применением уравнения (2), представлено на рис. 1. Здесь использована аналитическая аппроксимация зависимости коэффициента поглощения от энергии квантов для кристаллов кремния в виде $\alpha = (76.417 - 68.697E)^2$, заимствованная из [7]. О хорошем совпадении теории и экспериментальных результатов свидетельствует рис. 2, где сопоставлены расчетная (одна из зависимостей рис. 1) и измеренная спектральные характеристики фотоэдс образца типа А. Более чем удовлетворительное совпадение кривых дает нам основание в последующем

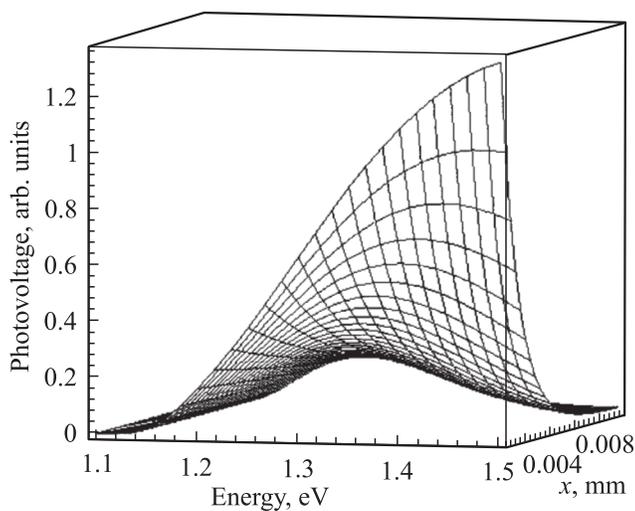


Рис. 1. Расчетные зависимости величины вентиляльной фотоэдс от энергии квантов и толщины эмиттерного слоя x , полученные при следующих значениях величин: $D = 8 \text{ см}^2/\text{с}$, $R = 0.7$, $\tau = 1 \cdot 10^{-6}$, $S_0 = 10^3 \text{ см}/\text{с}$, $S_d = 10^3 \text{ см}/\text{с}$, $d = 0.035 \text{ см}$.

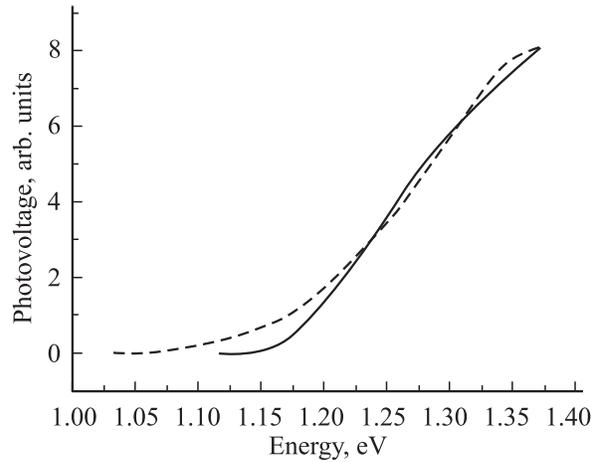


Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины вентиляльной фотоэдс образца типа А (штриховая) и одна из кривых рис. 1 при $\tau = 1.5 \cdot 10^{-6}$ и $x = 1 \cdot 10^{-4}$ (сплошная).

использовать формулу для анализа спектральной зависимости величины анизотропии $\Delta\alpha = \alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}$. Обращаем внимание на то, что аргументом характеристик является в данном случае привычная из практических соображений величина энергии квантов, хотя в дальнейшем, как отмечалось ранее, спектральные зависимости будут представлены как функции величины коэффициента поглощения.

Как следует из [8], при одноосной деформации в прямозонных кристаллах состояния в валентной зоне перемешиваются, в частности зоны V_+ и V_- меняются местами в направлениях, перпендикулярных направлению деформации. Следствием этого является то, что правила отбора для межзонных переходов становятся зависящими от состояния поляризации. При возбуждении этих переходов линейно поляризованным излучением эти правила изменяются следующим образом: переходы из V_+ -зоны являются разрешенными при возбуждении обоими состояниями поляризации, в то время как переходы из зоны V_- являются разрешенными только для поляризаций, перпендикулярных направлению сжатия. В результате спектральная зависимость коэффициента поглощения, независимая от поляризации в изотропном кристалле, расщепляется на две компоненты так, что одна из них, а именно $\alpha_{\perp}(\lambda)$, смещается по шкале энергии.

Соответственно этому и возникают две компоненты вентиляльной фотоэдс: V_{\perp} и V_{\parallel} . Учитывая это, представляется возможным предсказать результат измерения их поляризационной разности. Не трудно видеть, что форма спектральной зависимости этой разности определяется тем, имеется ли максимум на соответствующей характеристике фотоэдс недеформированного образца. В случае его наличия компонента V_{\perp} пересекается не сместившейся зависимостью V_{\parallel} , в результате чего разностная кривая получается знакопеременной, как это имеет место в случае фотопроводимости [4]. Во втором случае

характеристика должна быть однозначной и напоминающей характеристику поляризационной разности коэффициента пропускания, детально исследованную в [3].

В использованном в данной работе кристалле оптические переходы во всем измеряемом нами диапазоне энергии квантов не прямые. Тем не менее приведенные выше соображения о формировании характеристики спектральной разности находят качественное подтверждение в эксперименте. Однако, как показывает опыт, реальная ситуация отличается большей сложностью и многообразием. Об этом свидетельствует рис. 3, где представлены спектральные зависимости величин вентиляльной фотоэдс (*a*) и характеристики поляризационных разностей образцов *p-n*-переходов всех типов (*b*). Значения коэффициента поглощения, приведенные на оси абсцисс, приняты одинаковыми для всех трех образцов и взяты из работы [9]. Отметим, что каждая из трех зависимостей рис. 3, *a* в отдельности согласуется, как это показано на рис. 2, с соответствующей теоретической кривой рис. 1, если в качестве их аргументов представить энергию квантов. Их амплитудные значения спектров, определяемые различными свойствами материалов и технологическими параметрами образцов, отличаются между собой, как и на рис. 1, более чем на порядок. Однако для большей наглядности кривые на рис. 3, *a* приведены в нормированном виде на одинаковые относительные величины. При этом следует иметь в виду, что измеренные значения амплитуд поляризационных разностей $\Delta V = V_{\perp} - V_{\parallel}$ меньше на 2–3 порядка каждой из своих компонент во всех трех случаях.

Из сопоставления попарно кривых рис. 3, *a* и 3, *b* видно, что только в двух из трех приведенных случаев, а именно в образцах типов *A* и *B*, формы спектральных характеристик ΔV укладываются в ранее изложенную аргументацию их образования. А именно, спектральная зависимость ΔV_B действительно оказывается знакопеременной в случае максимума на спектральной зависимости V_B и однозначной ΔV_A в случае насыщающейся характеристики V_A . Однако общность происхождения кривых ΔV_A и ΔV_B является только качественной. Так, если функция поляризационной разности ΔV_B превосходно согласуется с производной $dV_B(\alpha)/d\alpha$ по крайней мере в диапазоне $50 < \alpha < 600 \text{ см}^{-1}$ (рис. 4), то зависимость $\Delta V_A(\alpha)$ в образце *A*-типа далека по виду от спектральной характеристики производной $dV_A(\alpha)/d\alpha$.

Что же касается образца типа *C*, то здесь аргументация происхождения спектра ΔV_C вообще изменяется. Несмотря на то что характеристика $V_C(\alpha)$ является монотонной, поляризационная разность ΔV_C оказывается знакопеременной, причем дважды пересекающей ось абсцисс. Впрочем одно из пересечений, расположенное при $\alpha \approx 5 \text{ см}^{-1}$ (вставка на рис. 3, *a*), можно объяснить наличием большого коэффициента отражения от зеркальной тыльной поверхности за счет ее металлизации. Действительно, большая интенсивность отраженного излучения создает в примыкающей к *p-n*-переходу области постространственного заряда неравновесные

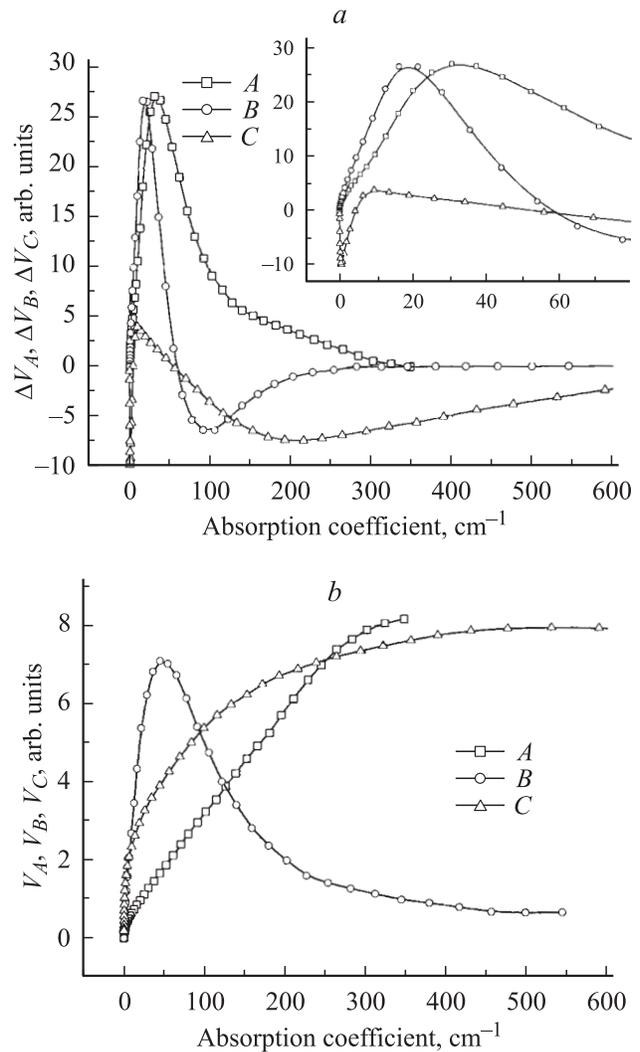


Рис. 3. Спектральные зависимости: *a* — поляризационных разностей $\Delta V = V_{\perp} - V_{\parallel}$ образцов типов *A*, *B*, *C*; *b* — вентиляльной фотоэдс *V* тех же образцов. На вставке графика *a* показана его часть в диапазоне малых значений коэффициента поглощения.

электронно-дырочные пары, генерирующие поляризационную разность того же знака, что и сильно поглощаемый свет.

Из рис. 3, *b* можно сделать важный вывод. Он заключается в том, что величины ΔV во всех трех случаях положительного знака обусловлены эффектом дихроизма на диффузионной длине, величина которой сравнима со значением длины поглощения $1/\alpha$ для этих характеристик. Что же касается дихроизма на ширине области пространственного заряда w , то в случае сильно легированного образца типа *A* она настолько мала, что выходит за пределы обнаружительных способностей использованного устройства. Более благоприятные обстоятельства в образцах типа *B* и *C*, связанные с увеличенным значением дебаевской длины, позволяют наблюдать анизотропию в дрейфовой компоненте вентиляльной фотоэдс даже при ее монотонной характеристике.

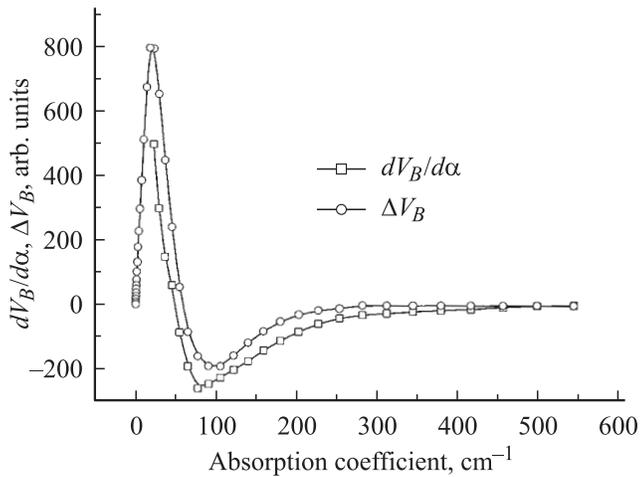


Рис. 4. Спектральные зависимости поляризационной разности ΔV_B и производной вентильной фотоэдс V_B по коэффициенту поглощения образца типа *B*.

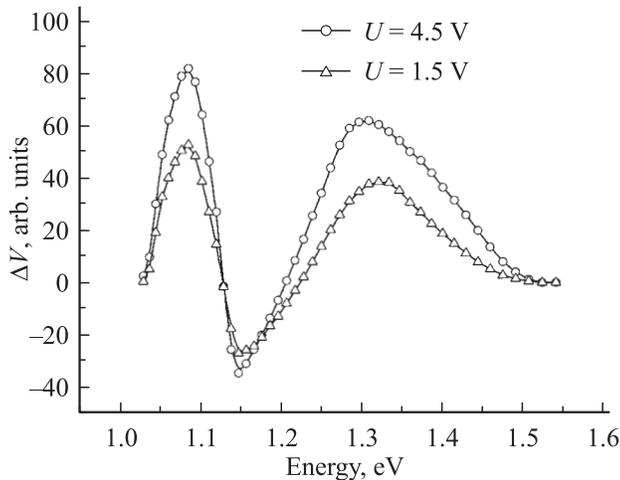


Рис. 5. Спектральные зависимости поляризационной разности ΔV_C при двух значениях напряжения обратного смещения.

Причем в образце типа *C* (высокоомная база) абсолютные значения поляризационной разности спектральной характеристики, а также ее протяженность существенно превышают соответствующие величины в остальных случаях. Последнему обстоятельству в немалой степени способствует также малая толщина эмиттерной части образца.

Вывод о дрейфовой компоненте дихроизма сделан на основании дополнительного эксперимента, задачей которого было измерение спектральных характеристик фотоэдс в токовом режиме при двух величинах напряжения обратного смещения $U = 1.5$ В и $U = 4.5$ В. Полученные характеристики ΔV_C , являющиеся вариантами кривой ΔV_C рис. 3, *a*, представлены на рис. 5 перестроенными для наглядности в зависимости от энергии квантов. Из этого рисунка видно, что один из экстремумов при $h\nu \approx 1.3$ эВ и одна из точек пересечения кривой оси

энергий смещаются при увеличении внешнего напряжения в область меньших коэффициентов поглощения. Но так и должно быть при увеличивающейся толщине слоя пространственного заряда за счет большего внешнего напряжения. При этом второе пересечение, расположенное при $E = 1.13$ эВ, не зависит от напряжения смещения, ибо обусловлено неизменившейся диффузионной длиной.

4. Заключение

В работе показано, что спектральная характеристика вентильной фотоэдс, получаемая с применением поляризационной модуляции излучения в слабо анизотропном *p-n*-переходе, является производной спектра по коэффициенту поглощения изотропного образца. Причем такая закономерность наблюдается только в образце типа *B*, в котором малое время жизни электронов τ , как следует из вида характеристики на рис. 3, *b*, исключает вклад дихроизма в слое пространственного заряда. Этот результат аналогичен поляризационной разности фотопроводимости (работа [4], рис. 4), и его можно понять, если допустить, что в этом образце, как и в случае фотопроводимости, вклад в фотоплекроизм за счет слоя пространственного заряда не проявляется. А выражение (1) сводится с учетом зависимости коэффициента поглощения от энергии квантов к выражению

$$\Delta V = \frac{\partial V}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial (h\nu)} \Delta \alpha, \quad (3)$$

которое при условии $[\partial(h\nu)/\partial \alpha] \Delta \alpha \cong 1$ согласуется с рис. 4. Отсюда можно сделать вывод, что поляризационная модуляция излучения при измерении вентильной фотоэдс дает спектральную характеристику эффекта, являющуюся, как и в случаях пропуска и фотопроводимости, производной спектральной характеристики изотропного кристалла по коэффициенту поглощения.

Отметим одну особенность методического характера, проявляющуюся в данной работе. Как показано в [2], определение величины поляризационной разности коэффициентов поглощения в образце осуществлялось косвенным образом, т. е. регистрацией с помощью внешнего фотодиода интенсивности прошедшего света. В данном же случае детектирующим элементом оптической схемы служил *p-n*-переход, как составная часть образца и непосредственно регистрирующая генерированные светом электронно-дырочные пары. В то же время опыт показал, что вклад конечной толщины эмиттера x в измеряемую величину является пренебрежимым, как и должно быть при условии $x < \lambda/(2\pi n)$ (эффект Вольтерсдорфа [10]). Кроме того, выяснению причин такого многообразия характеристик плеохроизма способствовала та иерархия длин, которая имеет место в используемых образцах, а именно $d > L > w > x$. Изменением длины волны света, а следовательно, и величиной коэффициента поглощения при измерении спектральных характеристик удалось последовательно исключить различные

причины плеохроизма и их вклад в результирующий сигнал. При этом оказалось, что по крайней мере в случае образца типа *C* присутствуют три компоненты плеохроизма, связанные с толщиной образца, длиной диффузии носителей заряда и толщиной области действия поля пространственного заряда *p-n*-перехода.

Последнее замечание касается терминологии. Как нами показано в [4], спектральная характеристика плеохроизма $P = (V_{\perp} - V_{\parallel}) / (V_{\perp} + V_{\parallel})$ при малых его значениях $P \ll 1$ (что имеет место в нашем случае) и характеристика поляризационной разности $\Delta V = V_{\perp} - V_{\parallel}$ совершенно идентичны. Это значит, что форма $P(\alpha)$ определяется исключительно свойствами числителя, называемого поляризационной разностью. Поэтому применение ради краткости в данном случае термина плеохроизм наряду с поляризационной разностью не должно вызывать возражений.

Авторы благодарны А.П. Горбаню и В.Л. Завертайло за предоставление образцов для исследований.

Список литературы

- [1] М. Кардона. *Модуляционная спектроскопия* (М., Мир, 1972).
- [2] Е.Ф. Венгер, И.Е. Матяш, Б.К. Сердега. *Опт. и спектр.*, **94** (1), 38 (2003).
- [3] Е.Ф. Венгер, И.Е. Матяш, Б.К. Сердега. *ФТП*, **37** (10), 1188 (2003).
- [4] И.Е. Матяш, Б.К. Сердега. *ФТП*, **38** (6), 684 (2004).
- [5] Ф.П. Кесаманлы, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. *ФТП*, **33** (5), 513 (1999).
- [6] А.П. Горбань, В.П. Костылев, А.В. Саченко, А.А. Серба, В.В. Черненко. В сб.: *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника* (Киев, 2002) вып. 37, с. 61.
- [7] *Annual Book of ASTM Standards*. 1997. Sec. 10, v. **10.05** Electronics (II).
- [8] Ф.Т. Васьюк, М.В. Стриха. *ФТП*, **24** (7), 1227 (1990).
- [9] W.C. Dash, F. Newman. *Phys. Rev.*, **99**, 1151 (1955).
- [10] W. Woltersdorff. *Zs. Phys.*, **91**, 230 (1934).

Редактор Л.В. Беляков

Features of physical differentiation with respect to the light absorption factor in photovoltaic spectra

L.I. Berezhinsky, Ye.F. Venger, I.E. Matyash, A.V. Sachenko, B.K. Serdega

V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 03028 Kiev, Ukraine

Abstract The photovoltage in *p-n*-junction of crystalline silicon have been investigated by a polarization modulation method in the case of the anisotropy of a conductivity created by the uniaxial stress deformation. The obtained characteristic represents a difference of photovoltage magnitudes that have been excited by a linearly polarized light with periodically varied polarizations with respect to an optical axis, as a function dependence on quantum energy. The various types of *p-n*-junctions distinguishing by the properties of a base material and technological ways of emitters making are investigated. A strong dependence of the shape of the obtained spectra on parameters of *p-n*-junction due to the difference of the dichroism effect on the crystal thickness, on the diffusion length and on the length of a spatial charge of carriers was found out.