

## Изменение отражения света от поверхности монокристаллов $6H$ -SiC под действием ультрафиолетового излучения (фотонный транзистор)

© А.Н. Грузинцев

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН,  
Черноголовка, Московская обл., Россия

E-mail: gran@iptm.ru

(Поступила в Редакцию 17 апреля 2012 г.  
В окончательной редакции 22 мая 2012 г.)

Изучены спектры возбуждения зеркального фотоотражения излучения гелий-неонового лазера от поверхности монокристаллов  $6H$ -SiC под углом Брюстера при поляризации, параллельной плоскости падения излучения. Полученные результаты изменения интенсивности отраженного света указывают на уменьшение оптического показателя преломления карбида кремния под действием ультрафиолетовой подсветки. Обнаружена корреляция спектров возбуждения фотоотражения со спектрами фотопроводимости материала в режиме малых интенсивностей отраженного света и ультрафиолетовой подсветки, а также линейный рост фотомодуляции отраженного красного света с максимумом 632.8 nm при увеличении интенсивности ультрафиолетовой оптической накачки.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 12-02-00022.

### 1. Введение

Полупроводниковые приборы на основе карбида кремния имеют более высокие рабочие напряжения, температуры, быстродействие и механическую прочность по сравнению с традиционной кремниевой электроникой. Монокристаллы SiC нашли также широкое применение в качестве проводящей подложки для напыления эпитаксиальных пленок нитрида галлия (GaN) и светодиодных структур, излучающих в синем диапазоне спектра. Ранее для этой цели использовались подложки сапфира соответствующей ориентации, но карбид кремния обладает рядом существенных преимуществ по сравнению с ними. Прежде всего это более близкие параметры кристаллической решетки и коэффициент термического расширения между нитридом галлия и карбидом кремния, чем между нитридом галлия и сапфиром. В результате кристаллическое совершенство и яркость свечения структур на карбиде кремния выше по сравнению со структурами на сапфире. Применение подложек SiC с высокой электрической и термической проводимостью позволило фирме „Cree“ создать светодиодные источники света с электрической мощностью около 10 W, что вполне достаточно для источников освещения. При этом эффективность свечения столь высока, что удается получать внешний квантовый выход в синей области спектра до 50% при малых рабочих напряжениях порядка 3.5 V.

Технология получения монокристаллов карбида кремния большого размера (до 75 mm в диаметре) в настоящее время хорошо развита и позволяет получать монокристаллы различных политипов с высокой стехиометрией. Как правило, используют газотранспортный метод с высокочастотным нагревом порошкообразной шихты [1], содержащей легирующую примесь для со-

здания необходимой проводимости материала. Благодаря большой ширине запрещенной зоны (2.9 eV у  $6H$ -SiC) карбид кремния применяют в качестве материала свето- и фотодиодов видимого и ультрафиолетового диапазонов спектра [2]. Однако из-за не прямой запрещенной зоны вероятность излучательных переходов при комнатной температуре и яркость свечения этих диодов невелики по сравнению со светодиодами на основе нитрида галлия. Более интересно применение карбида кремния не для создания источников и приемников света, а для получения оптических модуляторов или дефлекторов нового типа на его основе. Дело в том, что все известные в настоящий момент модуляторы света (механические, жидкокристаллические, пьезоэлектрические или акустические) используют перемещение в пространстве атомов различных материалов, хотя свет взаимодействует с их электронами. Именно относительно медленное смещение атомов определяет недостаточное быстродействие указанных выше устройств. Представляет интерес использовать для управления фотонами смещение самих электронов материала в электрических или иных внешних полях без пространственного смещения атомов. Изменяя тем или иным способом концентрацию связанных или свободных электронов в среде, мы можем локально изменять показатель преломления или поглощения проходящего через нее света, вызывая его пространственную или временную модуляцию. Несмотря на перспективность данного способа модуляции, влияние на оптические константы материалов различных воздействий на электронную подсистему исследовано недостаточно. В частности, изменение оптических констант при изменении концентрации свободных носителей было изучено в работах [3–5] для прозрачных проводящих оксидов ZnO:Ga и In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:Sn. Измерения были проведены авторами на толстых пленках с использованием

методов оптического поглощения и отражения. В сравнении с этими методами методика спектральной эллипсометрии позволила [6] непосредственно определить оптические коэффициенты преломления и поглощения пленок проводящих оксидов, легированных донорами с различной концентрацией. Было изучено влияние концентрации электронов на действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости этих пленок в широком спектральном диапазоне от инфракрасного до ультрафиолетового (УФ). Обнаружено значительное изменение диэлектрической проницаемости оксидов вследствие двух основных эффектов: поглощения свободными носителями в длинноволновой области спектра и сдвига Бурштейна–Мосса в коротковолновой области межзонных переходов.

Однако все измерения проводились на легированных пленках с различной концентрацией донорных примесей, и возможно изменение оптических коэффициентов преломления и поглощения не только за счет свободных носителей, но и вследствие роста числа атомов легирующей примеси. Поэтому интересно менять концентрацию носителей в материале с помощью внешнего электрического поля или облучения светом и наблюдать за изменением оптических свойств материала. На этих эффектах основаны методы оптической модуляционной спектроскопии полупроводников: электроотражение и фотоотражение [7–8]. Изменение оптического зеркального отражения регистрируется при приложении периодического электрического поля или светового облучения из области межзонного поглощения материала. Измерение происходит на частоте внешнего воздействия, регистрируется спектральный состав отраженного света в широком диапазоне длин волн. В большинстве работ максимальная модуляция наблюдается в области зональных переходов электронов, при этом она объясняется изменением внутренних электрических полей и модификацией экситонных состояний за счет разогрева электронов и их пространственного перераспределения. Однако кроме резонансной модуляции коэффициента отражения света с энергией фотонов вблизи ширины запрещенной зоны полупроводниковых слоев всегда имеется отражение на свободных носителях в широком спектральном диапазоне, вклад которого возрастает в длинноволновой инфракрасной области, причем в видимом диапазоне спектра рост концентрации свободных электронов вызывает уменьшение показателя преломления света без существенного увеличения коэффициента его поглощения [6]. Возникает уникальная возможность создания целого ряда модуляторов и дефлекторов видимого света за счет перераспределения свободных носителей внутри или на поверхности полупроводниковых структур.

В настоящей работе исследованы монокристаллы 6H-SiC, полученные методом газотранспортных реакций. Исследовано влияние интенсивности и спектрального состава оптического возбуждения электронов проводимости карбида кремния на зеркальное отражение видимого лазерного излучения от поверхности данного мате-

риала. Особое внимание уделено изучению возможности модуляции отраженного света УФ-облучением в зависимости от угла падения и поляризации лазерного пучка. Показана возможность создания фотонного транзистора на основе эффекта фотоотражения от поверхности монокристаллов 6H-SiC.

## 2. Эксперимент

Монокристаллы карбида кремния синтезировались методом спонтанного роста при газотранспортной реакции с высокочастотным разогревом порошкообразного источника при температуре 230°C в зоне роста. Монокристаллы 6H-SiC разрезались на пластины толщиной 0.5 mm перпендикулярно оси роста, полировались и обрабатывались полирующим химическим травителем. В результате получались пластины гексагональной огранки с площадью поверхности около 1 cm<sup>2</sup> со средней шероховатостью не более 1 nm. Содержание примесей в кристаллах было не более 10<sup>17</sup> cm<sup>-3</sup>, а удельное сопротивление составляло порядка 3 MΩ · cm.

В традиционном методе фотоотражения [8] регистрируется спектральный состав отраженного света, а модуляция его интенсивности осуществляется импульсным лазером с энергией фотона, большей ширины запрещенной зоны. В нашем эксперименте по регистрации спектров возбуждения фотоотражения, наоборот, фиксировалось зеркальное отражение непрерывного гелий-неонового лазера (мощность 20 mW, длина волны 632.8 nm) от поверхности кристалла карбида кремния, а для модуляции использовалось излучение ксеноновой лампы (мощность 50 W), пропущенное через монохроматор МДР-12. Это позволяло убрать собирающие линзы в падающем и отраженном пучке лазера, отнести фотоприемник (ФЭУ-106) на большое расстояние от образца (более 2 m), тем самым получить отражение света под одним единственным углом и исключить вклад фотолюминесценции из модулированного сигнала. Регистрация модуляции интенсивности отраженного лазерного пучка в зависимости от длины волны ксеноновой подсветки осуществлялась подачей сигнала с фотоумножителя на синхронный детектор, настроенный на частоту ксеноновой лампы, и далее на компьютер. В стандартном методе фотоотражения обычно не указывают угол падения и поляризацию немонахроматического света, поскольку он проходит через линзу и эти параметры имеют разброс (10–20°), определяемый апертурой пучка. Однако, как показано далее, данные параметры имеют определяющее значение для величины модуляции, чувствительности и точности методики. Измерения спектров пропускания и фотопроводимости проводились при комнатной температуре с использованием излучения ксеноновой лампы, пропущенного через монохроматор МДР-12. Контакты наносились вплавлением индия и не облучались светом в процессе измерения. Спектральное разрешение во всех измерениях было не хуже 0.1 nm, а точность определе-

ния углов падения и отражения He-Ne-лазерного луча – не хуже 0.1°.

Рассмотрим падение параллельного лазерного пучка света на плоскую поверхность кристалла 6H-SiC с показателем преломления  $n = 2.55$  под углом  $\theta$  к нормали. Коэффициент отражения зависит от угла падения и поляризации света и определяется по формулам Френеля [9]. Для ТЕ-поляризации (когда вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости падения, в которой лежат нормали к волновой поверхности и границе раздела) можем записать

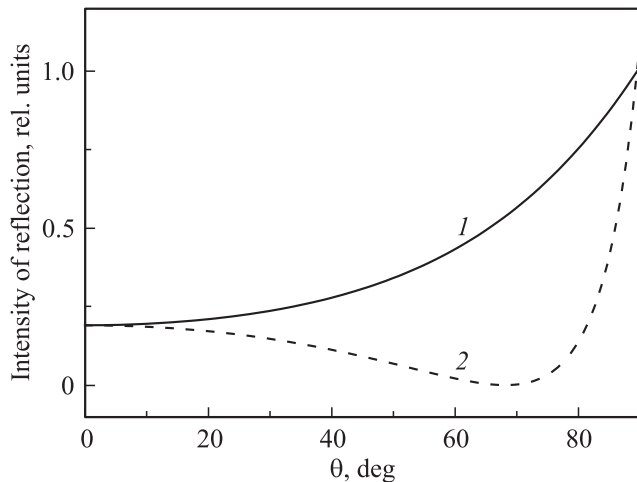
$$R_{TE} = (\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}) / (\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}). \tag{1}$$

Соответствующая формула для ТМ-поляризации (магнитное поле перпендикулярно плоскости падения) имеет вид

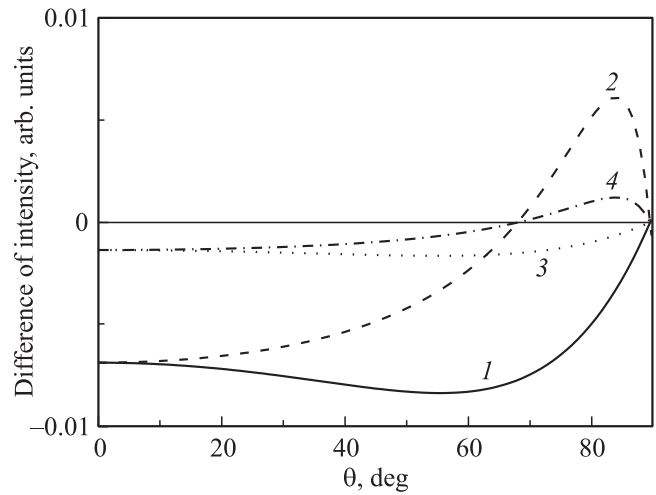
$$R_{TM} = (n^2 \cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}) / (n^2 \cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}). \tag{2}$$

Эти формулы не учитывают поглощение среды и справедливы для амплитуды электрического поля видимого света, падающего на карбид кремния из воздуха. Чтобы получить коэффициент отражения для интенсивности видимого света, нужно брать квадраты значений (1) и (2). На рис. 1 представлены теоретические кривые отражения интенсивности He-Ne лазера для двух поляризаций в зависимости от угла падения на поверхность кристалла карбида кремния, рассчитанные по указанным выше формулам. Видно, что для угла Брюстера  $\theta_b = 69^\circ$  интенсивность отраженного света ТМ-поляризации (кривая 2) равна нулю.

Именно такая ситуация перспективна для любой из модуляционных методик, когда приходится регистрировать малые изменения сигнала за счет модуляции

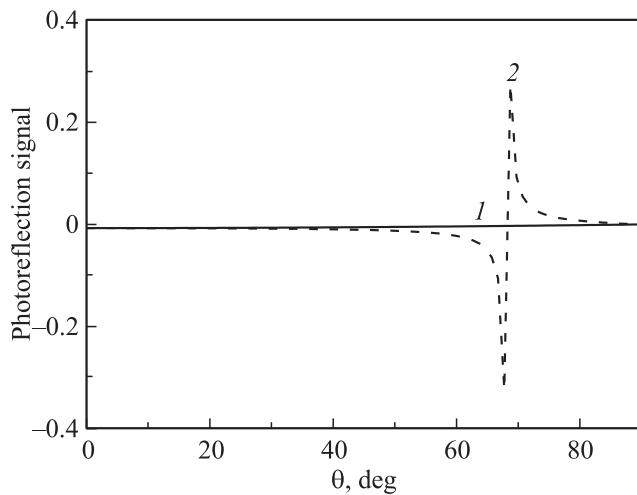


**Рис. 1.** Теоретические кривые отражения интенсивности He-Ne-лазера для двух поляризаций  $R_{TE}^2$  (1) и  $R_{TM}^2$  (2) в зависимости от угла падения  $\theta$  на поверхность кристалла карбида кремния, рассчитанные по формулам (1) и (2).



**Рис. 2.** Разность интенсивностей отражения лазера  $dR_{TE}^2$  (1) и  $dR_{TM}^2$  (2) для показателей преломления  $n_1 = 2.5$  и  $n_0 = 2.55$ , а также разность интенсивностей отражения  $dR_{TE}^2$  (3) и  $dR_{TM}^2$  (4) для показателей преломления  $n_1 = 2.54$  и  $n_0 = 2.55$  в зависимости от угла падения  $\theta$ .

какого-либо параметра среды на фоне большого постоянного сигнала. В этом случае желательно, чтобы постоянная составляющая была как можно меньше, а переменная — как можно больше. Тогда отношение сигнал/шум при синхронном детектировании на частоте модуляции возрастает и чувствительность методики также увеличивается. В нашем методе фотоотражения за счет дополнительной подсветки ксеноновой лампой будет меняться концентрация свободных носителей и, как следствие, происходит уменьшение показателя преломления. Рассмотрим, каким образом при этом будет изменяться интенсивность отраженного лазерного пучка для разных углов его падения и поляризаций. Сначала используем уже известные кривые отражения (рис. 1), рассчитанные для показателя преломления  $n_0 = 2.55$  невозбужденного карбида кремния. Потом рассчитаем аналогичные кривые для возбужденного карбида кремния с чуть меньшим показателем преломления  $n_1 = 2.5$ . Полученные результаты вычтем друг из друга для каждой из поляризаций лазера и обозначим  $dR_{TE}^2 = R_{TE}^2(n_1 = 2.5) - R_{TE}^2(n_0 = 2.55)$  и  $dR_{TM}^2 = R_{TM}^2(n_1 = 2.5) - R_{TM}^2(n_0 = 2.55)$  соответственно. Указанные разности интенсивностей в зависимости от угла падения луча лазера на кристалл представлены на рис. 2 кривыми 1 и 2. Похожую процедуру проделаем для чуть меньшей разницы показателей преломления  $n_1 = 2.54$  и  $n_0 = 2.55$  и получим соответственно кривые 3 и 4 на рис. 2. Видно, что разность интенсивностей (или величина сигнала фотоотражения) близка к нулю в районе угла Брюстера. Но дело в том, что спектры фотоотражения всегда представляют собой сигнал на частоте модуляции, деленный на постоянную составляющую, т.е.  $dR_{TM}^2/R_{TM}^2(n_0 = 2.55)$  или  $dR_{TE}^2/R_{TE}^2(n_0 = 2.55)$ . Полученные после выполнения



**Рис. 3.** Сигнал фотоотражения на частоте модуляции, деленный на постоянную составляющую  $dR_{TE}^2/R_{TE}^2$  (1) и  $dR_{TM}^2/R_{TM}^2$  (2), рассчитанный для показателей преломления  $n_1 = 2.54$  и  $n_0 = 2.55$ , в зависимости от угла падения  $\theta$ .

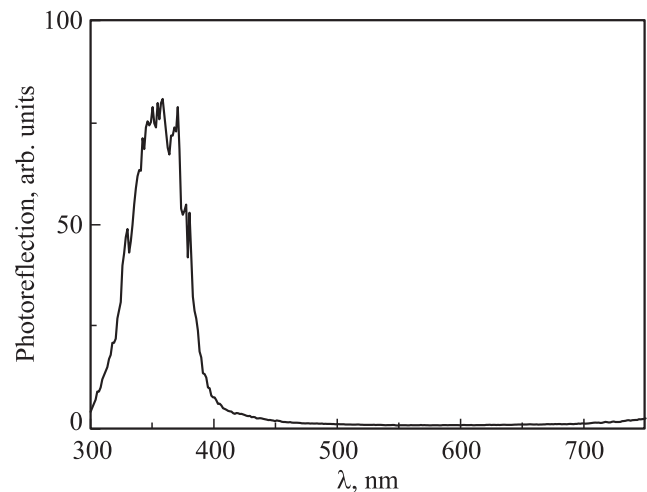
этой процедуры результаты расчетов теоретической величины сигнала фотоотражения для обеих поляризаций в зависимости от угла падения света представлены на рис. 3. При этом полагалось, что амплитуда модуляции показателя преломления под действием УФ-засветки составляет  $dn = n_1 - n_0 = -0.01$ . Видно, что сигнал фотоотражения будет максимален для поляризации лазера в плоскости падения света при угле падения, близком к углу Брюстера —  $69^\circ$  (рис. 3, кривая 2). В этом случае величина сигнала почти на два порядка больше, чем для перпендикулярной поляризации лазера или для других углов падения света. Поэтому эксперименты по фотоотражению, выполненные для монокристаллов карбида кремния (см. далее), проводились при оптимальной конфигурации падающего под углом Брюстера лазерного луча.

### 3. Результаты и обсуждение

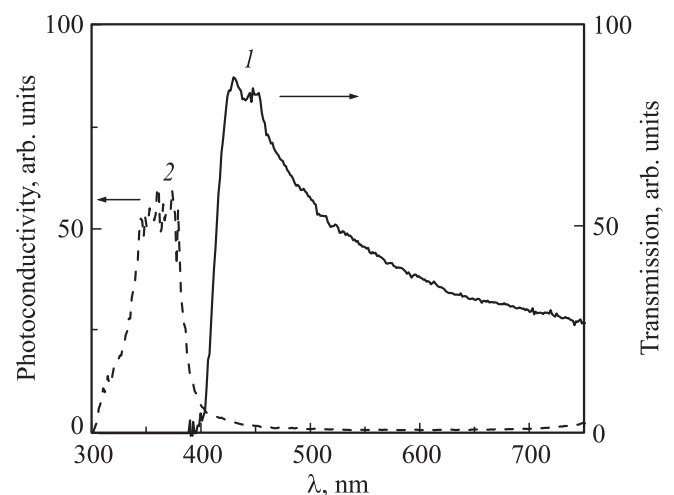
Представляет интерес исследование отражения луча гелий-неонового лазера с параллельной поляризацией от поверхности монокристаллов 6H-SiC при различных длинах волн оптического возбуждения того же участка поверхности ксеноновой лампой переменной интенсивностью, что актуально для практического применения в оптических модуляторах и дефлекторах света. Для регистрации переменного сигнала фотоотражения использовалось падение луча лазера под углом Брюстера, что давало практически нулевую интенсивность отраженного луча лазера в момент отсутствия дополнительной подсветки и возможность регистрации только переменной составляющей сигнала. На рис. 4 представлена зависимость интенсивности величины сигнала фотоотражения He-Ne-лазера от длины волны фотовозбуждения

монокристаллов 6H-SiC, измеренная на частоте модуляции. Видно, что, когда длина волны ксеноновой лампы подсветки находится в видимом диапазоне спектра, модуляции отраженного света лазера не происходит. Только в УФ-области длин волн подсветки, начиная с 400 nm и ниже, появляется полоса фотоотражения с широким максимумом около 350 nm, соответствующим межзонному поглощению карбида кремния. Это указывает на наличие модуляции показателя преломления монокристаллов 6H-SiC под действием УФ-света переменной интенсивности.

На рис. 5 представлены спектры оптического пропускания и фотопроводимости (кривые 1 и 2 соответственно) монокристаллов карбида кремния, измеренные при комнатной температуре для неполяризованного оптического возбуждения ксеноновой лампой. В области начала межзонных переходов электронов в фиолетовой части



**Рис. 4.** Зависимость интенсивности величины сигнала фотоотражения He-Ne-лазера от длины волны фотовозбуждения монокристаллов 6H-SiC.  $T = 300$  K.



**Рис. 5.** Спектры оптического пропускания (1) и фотопроводимости (2) монокристаллов 6H-SiC.  $T = 300$  K.

спектра ниже 420 nm пропускание монокристаллов 6H-SiC резко падает. При этом начинается рост фотопроводимости материала. Ее максимум находится как раз около 350 nm, и форма полосы фотопроводимости почти совпадает с формой полосы фотоотражения, зарегистрированной ранее (рис. 4 и 5). В первом приближении фотопроводимость пропорциональна концентрации в полупроводнике более подвижных свободных носителей — электронов, генерируемых под действием УФ-света ксеноновой лампы. Очевидно, что появление этих неравновесных электронов в почти изолирующем материале вызывает уменьшение оптического коэффициента преломления для света в широком спектральном диапазоне [6]. И хотя эти изменения показателя преломления незначительны (порядка  $10^{-3}$ ), чувствительность модуляционной методики фотоотражения позволяет регистрировать их даже для данной относительно малой интенсивности УФ-подсветки (около  $100 \text{ mW/cm}^2$ ). В этом диапазоне малых интенсивностей подсветки изменение показателя преломления пропорционально величине интенсивности. В свою очередь величина сигнала фотоотражения в районе угла Брюстера пропорциональна малому изменению показателя оптического преломления (рис. 2, кривые 2 и 4). В результате за счет сигнала фотоотражения возникает возможность бесконтактного измерения концентрации носителей в той или иной точке поверхности образца. Эта концентрация может варьироваться как при подсветке, так и за счет неоднородности локальных электрических полей в монокристалле. Сканирование отраженного света по поверхности может служить основой бесконтактной методики топографирования неоднородности поверхности пластин карбида кремния или другого полупроводникового материала.

Как было показано выше, зависимости величины сигнала фотоотражения на свободных носителях от интенсивности УФ-подсветки имеют линейный характер и обнаруживают заметную величину сигнала при малых интенсивностях. Этот механизм существенно отличается от механизмов нелинейной оптики, когда изменения показателя преломления вещества происходят в поле интенсивного лазерного излучения [10]. В этом случае величина светового поля столь велика, что необходимо учитывать нелинейный вклад в поляризацию за счет нелинейности колебаний связанных электронов в поле световой волны. Таким образом, величина электрического поля света должна быть сравнимой с внутриатомными электрическими полями, что существенно ограничивает область применения нелинейно-оптических устройств. Например, оптический модулятор, в котором интенсивность проходящего света меняется за счет воздействия другого светового пучка, можно рассматривать в качестве оптического транзистора. В нем входящий свет гелий-неонового лазера является эмиттером, выходящий свет этого лазера служит коллектором, а УФ-подсветка является базой. При этом необходимо, чтобы небольшим воздействием базового сигнала можно было существенно промодулировать оптический сигнал на выходе. В на-

шем методе глубина модуляции (рис. 2, кривая 2) очень велика для углов падения, равных углу Брюстера, при поляризации лазера, параллельной плоскости падения света.

Другим важным преимуществом нашего фотонного модулятора (или транзистора) по сравнению с аналогичными приборами на основе комбинационного рассеяния света служит возможность работы с малыми интенсивностями некогерентного сигнала. Поскольку модуляция отраженного сигнала пропорциональна концентрации свободных носителей, созданных УФ-подсветкой, их концентрация зависит не только от интенсивности подсветки, но и от времени жизни этих носителей в зоне проводимости. Если это время ( $\tau$ ) достаточно велико (например, при низкой температуре материала), то величина модуляции определяется произведением интенсивности подсветки на  $\tau$ . При этом возникает возможность уменьшить интенсивность сигнала базы, понизив, однако, быстродействие фотонного транзистора.

#### 4. Заключение

Таким образом, при переменной УФ-подсветке с длиной волны менее 400 nm (рис. 4) на поверхности монокристаллов карбида кремния происходит модуляция интенсивности зеркально отраженного лазерного луча в видимом диапазоне спектра. Возрастание вклада переменного сигнала при фотоотражении и увеличение глубины модуляции наблюдаются для падения луча лазера под углом Брюстера к нормали и для поляризации, параллельной плоскости падения. Наблюдаемые закономерности справедливы для идеально чистой и гладкой границы раздела воздух–карбид кремния. Если у поверхности кристалла большая шероховатость или он обладает изначально большой проводимостью (концентрацией свободных электронов), то снижение интенсивности отраженного света до нуля затруднено даже при падении под углом Брюстера. Это обуславливает ухудшение всех параметров модулятора на основе монокристаллов 6H-SiC.

Обнаруженные значительные изменения показателя преломления ( $10^{-3}$ ) карбида кремния обусловлены двумя основными эффектами: поглощением свободными носителями в длинноволновой области спектра и сдвигом Бурштейна–Мосса в коротковолновой области межзонных переходов. Все они вызваны увеличением концентрации свободных электронов в приповерхностной области под действием УФ-подсветки. Однако приповерхностную концентрацию можно менять не только внешней подсветкой образца, но и приложением внешнего электрического поля или изменением температуры. При этом возникает возможность создания электро- и термооптических модуляторов зеркального отражения света на основе различных полупроводниковых материалов. В то же время эти материалы могут служить бесконтактными датчиками УФ-излучения, электриче-

ского поля или температуры, в которых информация считывается в отраженном лазерном свете.

## Список литературы

- [1] Yu.M. Tairov, V.F. Tsvetkov. *J. Cryst. Growth* **43**, 209 (1978).
- [2] J.A. Edmond, H.S. Kong, C.H. Carter, Jr. *Physica B* **185**, 453 (1993).
- [3] I. Hamberg, C.G. Grangvist. *J. Appl. Phys.* **60**, R123 (1986).
- [4] Z.C. Jin, I. Hamberg, C.G. Grangvist. *J. Appl. Phys.* **64**, 5117 (1988).
- [5] Y. Qu, T.A. Gessert, K. Ramanathan, R.G. Dhere, R. Noufi, T.J. Coutts. *J. Vac. Sci. Technol. A* **11**, 996 (1993).
- [6] H. Fujiwara, M. Kondo. *Phys. Rev. B* **71**, 075 109 (2005).
- [7] C. Hongo, C. Boumgardner. *Phys. Rev. B* **1**, 3347 (1970).
- [8] O.A. Ryabushkin, E.I. Lonskaya. *Physica E* **13**, 374 (2002).
- [9] Т. Тамир. *Интегральная оптика*. Мир, М. (1978). 341 с.
- [10] Ф. Качмарек. *Введение в физику лазеров*. Мир, М. (1981). 540 с.