

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМОН-ФОНОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ НА КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ГЕКСАГОНАЛЬНОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ

А. В. Мельничук

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины
252650, Киев, Украина

Поступила в редакцию 22 декабря 1998 г.

Проведено исследование коэффициента отражения $R(\nu)$ от поверхности монокристаллов SiC-6H при наличии связи длинноволновых оптических колебаний решетки с электронной плазмой. Впервые показано, что анизотропия свойств электронов и фононов в SiC-6H приводит к ряду особенностей спектра связанных колебаний и областей прозрачности. В частности, если ось кристалла лежит в плоскости поляризации падающего излучения ($0 < \theta < 90^\circ$), то при $30 \text{ см}^{-1} \leq \nu_{p\perp} < 320 \text{ см}^{-1}$ в $R(\nu)$ появляются три, а при $\nu_{p\perp} \geq 320 \text{ см}^{-1}$ — четыре области непрозрачности и прозрачности, отсутствующие в изотропной среде. Ширина этих областей зависит от концентрации электронов в зоне проводимости и от угла θ .

PACS: 63.20.-e

Отражение электромагнитных волн от поверхности полупроводников широко используется в науке и технике как для изготовления различных оптических приборов, так и для изучения особенностей энергетической и кристаллической структур вещества [1]. В работе [2] показано, что в одноосном полупроводнике спектр отражения имеет области пропускания и непропускания, число которых зависит от концентрации электронов и ориентации оптической оси кристалла C относительно его поверхности. Исследование изотропных структур при возникновении связанных плазмон-фононных возбуждений методом спектроскопии ИК-отражения достаточно полно провели авторы [3].

Монокристаллы SiC-6H относятся к пространственной группе C_{6V}^4 ($P6_3mc$) и в отличие от ZnO характеризуются сильной анизотропией свойств плазменной подсистемы [4]. Экспериментальные спектры отражения от поверхности SiC-6H с большой концентрацией электронов впервые получены в работе [5]. В [6] методом модифицированного нарушенного полного внутреннего отражения в области возбуждения поверхностных плазмон-фононных поляритонов была получена поверхность отражения сильнолегированного SiC-6H. Авторами [7, 8] был изучен вопрос о влиянии анизотропии кристаллической решетки и эффективных масс электронов, коэффициентов затухания фононов γ_f и плазмонов γ_p на коэффициент отражения от поверхности монокристаллов SiC-6H в ИК-области спектра. Однако до настоящего времени в литературе отсутствовали данные о влиянии анизотропии плазмон-фононной подсистемы в SiC-6H на характер коэффициента отражения обыкновенной и необыкновенной волн.

В настоящей работе исследовалась частотная зависимость коэффициента отражения $R(\nu)$ от поверхности сильнолегированных монокристаллов карбида кремния (политип 6H) при наличии связи длинноволновых оптических колебаний решетки с плазменными колебаниями ν_p свободных носителей для различных ориентаций оптической оси кристалла C относительно его поверхности xy .

Экспериментальные спектры ИК-отражения в области частот 200–1400 см⁻¹ измерены при помощи спектрометра SPECORD M-80 и приставки для отражения с использованием эталонного зеркала. Спектры отражения записаны с поляризатором со степенью поляризации 0.98. Все измерения проводились при комнатной температуре. В работе использовались гексагональные монокристаллы SiC-6H размерами 5 × 5 × 0.5 мм³ с естественной поверхностью, протравленной в плавиковой кислоте в течение 15 мин. Концентрация электронов в *c*-зоне определялась путем измерения пропускания образцов при $E \perp C$ на длине волны $\lambda = 0.628$ мкм. Полученные данные хорошо согласуются с результатами измерений эффекта Холла для этих образцов.

Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты $\epsilon(\nu)$ в области плазмон-фононного взаимодействия при учете затухания может быть представлена таким образом [4]:

$$\epsilon_{\perp, \parallel}(\nu) = \epsilon_{\infty \perp, \parallel} + \frac{\epsilon_{\infty \perp, \parallel}(\nu_{L\perp, \parallel}^2 - \nu_{T\perp, \parallel}^2)}{\nu_{T\perp, \parallel}^2 - \nu^2 + i\nu\gamma_{f\perp, \parallel}} - \frac{\epsilon_{\infty \perp, \parallel}\nu_{p\perp, \parallel}^2}{\nu(\nu + i\nu\gamma_{p\perp, \parallel})}, \quad (1)$$

где $\epsilon_{\infty \perp, \parallel}$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости поперек и вдоль оси кристалла C в пределе $\nu \rightarrow \infty$, $\nu_{T\perp, \parallel}$, $\nu_{L\perp, \parallel}$ — частоты поперечных и продольных оптических колебаний решетки, поляризованных поперек и вдоль оси кристалла. Расчеты коэффициента отражения от плоской поверхности «полубесконечного» одноосного полярного полупроводника в ИК-области спектра при неучете показателя поглощения (затухания) проведены с помощью приведенных в [1] формул:

$$R(\nu) = \left| \frac{1 - n(\nu)}{1 + n(\nu)} \right|^2, \quad (2)$$

где n — показатель преломления, который, как известно, связан с диэлектрической проницаемостью соотношением $n(\nu) = \sqrt{\epsilon(\nu)}$. Показатель преломления SiC-6H имеет частотные интервалы, в которых $n(\nu)$ принимает чисто мнимые значения. В этих областях для рассматриваемой волны кристалл непрозрачен (полное отражение $R(\nu) = 1$). Частоты, соответствующие особенностям данного уравнения, могут быть найдены из условия $\epsilon(\nu) = 0$.

Когда вектор напряженности электрического поля E перпендикулярен или параллелен плоскости, содержащей волновой вектор K и оптическую ось кристалла C , в монокристаллах SiC-6H существуют поперечная и продольно-поперечная волны с показателями преломления n_{\perp} и n_{\parallel} соответственно.

При $E \perp C$, $\theta = 0, 90^\circ$ (случай 1) обыкновенная волна является поперечной, θ — угол между осью кристалла и направлением распространения электромагнитной волны, оси x, y лежат на поверхности образца. Для поперечной волны показатель преломления равен

$$n_{\perp}(\nu) = \sqrt{\epsilon_{\perp}(\nu)}. \quad (3)$$

Следует отметить, что показатель преломления поперечной волны не зависит от направления распространения. Вектор E в поперечной волне направлен вдоль оси y . Частоты нулей коэффициента отражения поперечной волны и так называемые частоты отсечек (частоты продольных плазмон-фононных возбуждений) $\Omega_{L\pm}$ ($\theta = 0$) или $\nu_{L\pm}$ ($\theta = 90^\circ$) в пренебрежении процессами затухания плазмонных и фононных колебаний

определим из формул (1)–(3) при $R(\nu) = 0$ и $n_{\perp}^2 = 0$ соответственно:

$$\nu_{01,2} = \frac{1}{\sqrt{2\alpha_{\infty\perp}}} \left\{ \alpha_{0\perp} \nu_{L\perp}^2 \pm \left[(\alpha_{0\perp} \nu_{L\perp}^2 + \nu_{p\perp}^2)^2 - 4\alpha_{\infty\perp} \nu_{T\perp}^2 \nu_{p\perp}^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

где $\alpha_{0\perp} = 1 - 1/\varepsilon_{0\perp}$, $\alpha_{\infty\perp} = 1 - 1/\varepsilon_{\infty\perp}$; $\varepsilon_{0\perp}$ — значение статического тензора диэлектрической проницаемости решетки;

$$\Omega_{L\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \nu_{L\perp}^2 + \nu_{p\perp}^2 \pm \left[(\nu_{L\perp}^2 + \nu_{p\perp}^2)^2 - 4\nu_{T\perp}^2 \nu_{p\perp}^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad \text{при } \theta = 0. \quad (5)$$

Выражение для $\nu_{L\pm}$ получим, если в уравнениях (3) и, соответственно, (5) везде заменить знак \perp на \parallel . При $n_{\perp} = \infty$ имеет место резонанс $\nu_R = \nu_{T\perp}$. Падающая волна испытывает полное отражение в двух областях частот:

$$\begin{aligned} \nu < \Omega_{L-}, \quad \nu_{T\perp} < \nu < \Omega_{L+} \quad \text{при } \theta = 0, \\ \nu < \nu_{L-}, \quad \nu_{T\parallel} < \nu < \nu_{L+} \quad \text{при } \theta = 90^\circ, \end{aligned} \quad (6)$$

а между ними для рассматриваемой волны кристалл прозрачен. Коэффициент $R(\nu)$ быстро убывает от единицы до нуля и затем опять возрастает с увеличением частоты.

Наличие анизотропии в SiC-6H (согласно [9] для SiC-6H $\nu_{p\perp} = 2.682\nu_{p\parallel}$) приводит к появлению новых нетривиальных особенностей в спектрах отражения. Так, при $E \parallel C$, $0 < \theta < 90^\circ$ (случай 2) в SiC-6H существует необыкновенная волна. Необыкновенная волна смешанная — не поперечная и не продольная, групповая и фазовая скорости не параллельны и существенно зависят от направления распространения волны. Коэффициент отражения определяется, как и в первом случае, из уравнения (2). Однако, как показано в [2], показатель преломления продольно-поперечной волны зависит от связи электромагнитной волны с фононной и плазмонной подсистемами одноосного полупроводника и с углом θ :

$$n_{\parallel}^2 = \frac{a}{\nu^2(b+c)}, \quad (7)$$

$$a = (\nu^2 - \Omega_{L+}^2)(\nu^2 - \Omega_{L-}^2)(\nu^2 - \nu_{L+}^2)(\nu^2 - \nu_{L-}^2),$$

$$b = (\nu^2 - \Omega_{L+}^2)(\nu^2 - \Omega_{L-}^2)(\nu^2 - \nu_{T\parallel}^2) \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\infty\parallel}},$$

$$c = (\nu^2 - \nu_{L+}^2)(\nu^2 - \nu_{L-}^2)(\nu^2 - \nu_{T\perp}^2) \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\infty\perp}}.$$

В случае распространения вдоль ($\theta = 0$, $n_{\parallel}^2 = \varepsilon_{\perp}$) или поперек ($\theta = 90^\circ$, $n_{\parallel}^2 = \varepsilon_{\parallel}$) оси кристалла необыкновенная волна расщепляется на продольную и поперечную волны. Показатель преломления совпадает с (3) для поперечной волны с волновым вектором, направленным вдоль оси, и отличается лишь заменой знака \perp на \parallel в случае $\theta = 90^\circ$. При остальных направлениях $0 < \theta < 90^\circ$ в кристалле существует продольно-поперечная волна, которая в отличие от таковой в изотропном случае имеет новые области прозрачности и непрозрачности. Это обстоятельство связано с тем, что при $0 < \theta < 90^\circ$ связь электромагнитных, плазменных и оптических колебаний приводит к появлению

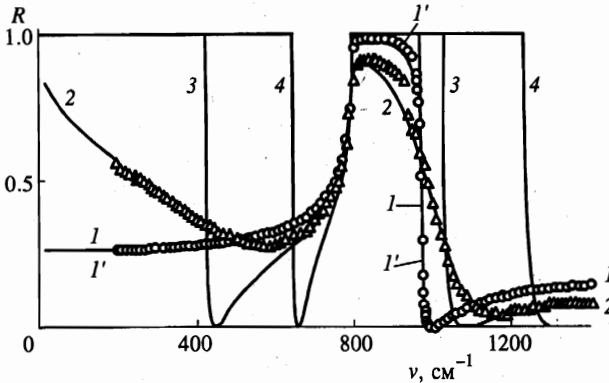


Рис. 1. Зависимости коэффициента отражения $R(\nu)$ ИК-излучения монокристаллов SiC-6H от частоты при $E \perp C$, $\theta = 0$. Эксперимент: \circ — образец SN-1, Δ — SL-4. Расчет: $1'$ — $\nu_p = 15 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 18 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 3 \text{ см}^{-1}$; 2 — $\nu_p = 740 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_p = 830 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_f = 12 \text{ см}^{-1}$

связанных плазмон-фононных возбуждений, отсутствующих в указанных выше случаях. Число и области существования последних зависят как от концентрации электронов в зоне проводимости, так и от относительного размещения частот $\nu_{T\perp,\parallel}$; $\nu_{L\perp,\parallel}$; $\nu_{L\pm}$; $\Omega_{L\pm}$ [10].

На рис. 1 представлены зависимости экспериментальных и расчетных коэффициентов отражения от поверхности SiC-6H при $E \perp C$ и $\theta = 0$. Кружками (\circ) и треугольниками (Δ) показаны экспериментальные спектры отражения для нелегированного ($n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, образец SN-1) и сильнолегированного ($n_0 = 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, образец SL-4) карбида кремния (политип 6H). Расчетные спектры ИК-отражения $R(\nu)$ (линии 1, 3, 4) получены с помощью уравнений (1)–(3) в диапазоне от нуля до 1400 см^{-1} для $\nu_{p\perp} = 15, 550, 1000 \text{ см}^{-1}$ при отсутствии затухания фононной и плазмонной подсистем. Нули коэффициента отражения для поперечной волны определены по формуле (4) и соответственно равны $\nu_{01} = 0.86$ (кривая 1); 442 (кривая 2); 655 см^{-1} (кривая 3) для низкочастотного и $\nu_{02} = 998; 1076; 1322 \text{ см}^{-1}$ для высокочастотного минимумов. Положение высокочастотного минимума определяется более точно по сравнению с положением низкочастотного, так как пренебрежение затуханием начинает раньше сказываться при более низких частотах ИК-излучения. Кривые $1'$ и 2 рассчитаны с помощью уравнений, учитывающих вклад в затухание фононной и плазмонной подсистем монокристаллов SiC-6H [4, 7]. Сравнение расчетных спектров с экспериментальными при $E \perp C$, $\theta = 0$ позволило определить ν_p , γ_p , γ_f (см. подписи к рис. 1). На рисунке видно, что малые значения плазмонного γ_p и фононного γ_f затуханий в областях 0 – 800 и 990 – 1400 см^{-1} практически не изменяют характер спектра $R(\nu)$ (кривые $1'$ и 1). Расчет не согласуется с экспериментальными точками в диапазоне 800 – 940 см^{-1} . Рассогласование расчетных спектров ИК-отражения с экспериментальными $R(\nu)$ в области 800 – 940 см^{-1} , как показал анализ, вызвано проявлением тонкого нарушенного слоя толщиной $< 0.05 \text{ мкм}$. В этой области, как было показано нами в работе [11], ИК-излучение наиболее активно взаимодействует с приповерхностным слоем и глубина взаимодействия не превышает 1 мкм . Слабое рассогласование $R(\nu)$ для образца SN-1 в диапазоне 900 – 1000 см^{-1} связано с влиянием на коэффициент отражения

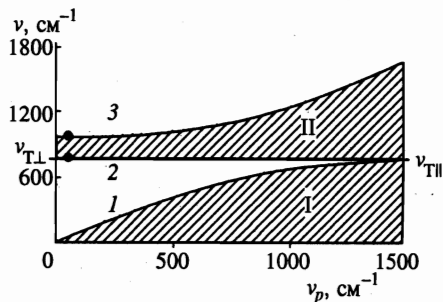


Рис. 2

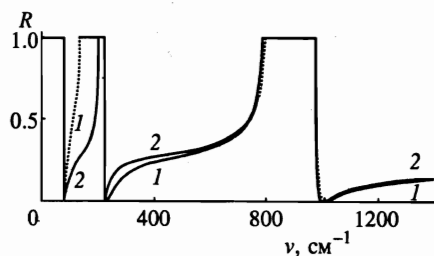


Рис. 3

Рис. 2. Области прозрачности и непрозрачности в SiC-6H при $E \perp C$: $\theta = 0$: Ω_{L-} — кривая 1, $\nu_{TL} = 797 \text{ см}^{-1}$ — линия 2, Ω_{L+} — кривая 3; $\theta = 90^\circ$: ν_{L-} — кривая 1, $\nu_{T\parallel} = 788 \text{ см}^{-1}$ — линия 2, ν_{L+} — кривая 3. Точки — эксперимент (образец SN-1), $\theta = 0$

Рис. 3. Спектры $R(\nu)$ SiC-6H (образец SL-2) при $E \parallel C$ для $\nu_{p\perp} = 280 \text{ см}^{-1}$. Кривая 1 — $\theta = 30^\circ$, кривая 2 — $\theta = 60^\circ$

колебаний плазмонной подсистемы. Значительно сложнее анализировать спектр отражения сильнолегированного SiC-6H при учете коэффициентов затухания плазмонов и фононов. Величина γ_p в SiC-6H соизмерима с плазменной частотой и даже больше ее. Сравнение спектров проведено методом наименьших квадратов при регистрации среднего по всем точкам квадратичного отклонения расчетного коэффициента отражения от экспериментального. Для образца SL-4 коэффициент затухания плазмонов получен методом дисперсионного анализа спектров отражения и равен 830 см^{-1} . Как видно (Δ и кривая 2), спектр отражения существенно изменяется практически во всей ИК-области, доступной для измерений. Проведенный нами математический эксперимент показал, что с возрастанием коэффициента затухания плазмонной подсистемы широкая полоса коэффициента отражения сужается так, что высокочастотный край полосы сглаживается и сдвигается в низкочастотную область. В спектрах $R(\nu)$ при $\gamma_{p\perp} \geq \nu_{p\perp} \approx \nu_{TL}$ полоса отражения отделена от области металлического отражения при $\gamma_p = 0$. Спектр $R(\nu)$ превращается в узкую полосу с резким максимумом в области «остаточных лучей» на частоте ν_{TL} , коэффициент отражения в которой для SiC-6H равен 0.98. Наличие затухания фононной подсистемы приводит к уменьшению коэффициента отражения в области максимума «остаточных лучей». Учет коэффициента затухания оптического фонона для образца SL-4 проведено по методике, описанной в [7]. При $\gamma_f = 12 \text{ см}^{-1}$ получено удовлетворительное согласование расчетного спектра (кривая 2) с экспериментальным (Δ) при $R_{max}(\nu) = 0.82$. С точностью до значения величины эффективной массы [7, 12] по методике, использованной ранее нами для ZnO [4], были определены подвижность и удельная электропроводность образцов SiC-6H типа SL-4, которые соответственно равны $\mu = 27 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $\sigma = 250 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$. Представленные данные для μ и σ согласуются с подобными значениями, полученными для SiC-6H другими исследователями [12, 13].

На рис. 2 показаны области прозрачности и непрозрачности (заштрихованные I, II) при $\theta = 0, 90^\circ$ для монокристаллов SiC-6H с различной степенью легирования. Кон-

центрация электронов в карбиде кремния изменялась от 10^{15} до 10^{20} см^{-3} . Увеличение концентрации свободных носителей зарядов в этом диапазоне для SiC-6H приводит к увеличению низкочастотной и высокочастотной областей непрозрачности соответственно от нуля до $\Omega_{L-} \rightarrow \nu_{T\perp}$ (I) и от $\nu_{T\perp}$ до Ω_{L+} (II). При этом происходит смещение частоты ν_0 на 680 см^{-1} для низкочастотной и на 490 см^{-1} для высокочастотной областей. При концентрациях электронов $n_0 > 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ монокристаллы SiC-6H, как видно на рисунке, непрозрачны практически во всей ИК-области. Точками показаны экспериментальные значения ширины области непрозрачности для образца SN-1 ($\Omega_{L+} + \nu_{T\perp} = 173.1 \text{ см}^{-1}$). Расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными.

Вид спектра отражения $R(\nu)$ зависит от $n_0(\nu_p)$. Анизотропия эффективных масс электронов и кристаллической решетки в SiC-6H при $E \parallel C$, $0 < \theta < 90^\circ$ приводит к увеличению в спектрах ИК-отражения количества областей прозрачности и непрозрачности и к зависимости их количества от концентрации электронов в зоне проводимости. При $\nu_{p\perp} < 30 \text{ см}^{-1}$ имеются две области прозрачности и две области непрозрачности. С увеличением концентрации ($30 \text{ см}^{-1} \leq \nu_{p\perp} < 320 \text{ см}^{-1}$) начинает проявляться еще одна пара областей непрозрачности и прозрачности за счет возникновения частоты резонанса и отсечки в первой области прозрачности (со стороны низких частот).

На рис. 3 изображены спектры отражения для легированного азотом карбида кремния (политип 6H) при $E \parallel C$ для $\theta = 30^\circ$ (кривая 1) и $\theta = 60^\circ$ (кривая 2). Расчет зависимости коэффициента отражения от частоты проведен по формуле (2) с учетом (7) при использовании данных для образца SL-2 с $n_0 = 1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Частоты отсечек и резонансные частоты для SL-2 представлены в табл. 1 и 2. При увеличении θ резонансная частота продольно-поперечной волны ν_{R1} возрастает от 134.9 см^{-1} при $\theta = 30^\circ$ до 200.6 см^{-1} при $\theta = 60^\circ$. Нули коэффициента отражения определены с помощью ЭВМ при решении уравнения (4). При $\theta = 30^\circ$ имеем $R_{\min}(\nu = 0)$ на частотах $\nu_{01} = 86 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{02} = 236 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{03} = 1012 \text{ см}^{-1}$ (кривая 1), которые изменяют свои значения при увеличении угла θ до 60° : $\nu_{01} = 89 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{02} = 230 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{03} = 1003 \text{ см}^{-1}$ (кривая 2). Три области непрозрачности в спектрах ИК-отражения проявляются соответственно в диапазонах $0-\nu_{L-}$, $\nu_{R1}-\Omega_{L-}$, $\nu_{R2}-\nu_{L+}$. Ширина областей прозрачности зависит от направления распространения электромагнитной волны, т.е. от угла θ , что связано с угловой зависимостью резонансных частот при постоянных частотах отсечки. Для SiC-6H $\varepsilon_{\infty\perp}/\varepsilon_{\infty\parallel} < m_{\parallel}^*/m_{\perp}^*$ ($m_{\perp,\parallel}^*$ — компоненты тензора эффективной массы электронов поперек и вдоль оси кристалла), поэтому ширина областей прозрачности при увеличении угла θ между осью кристалла и волновым вектором увеличивается. Область 3 для образца SN-2 начинается на частоте $\nu_{R1} = 134.9 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 30^\circ$ и 200.6 см^{-1} при $\theta = 60^\circ$ и заканчивается на частоте $\Omega_{L-} = 226.8 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 4 представлены расчетные спектры ИК-отражения сильнолегированного SiC-6H при использовании параметров образца SL-4 с $\nu_{p\perp} = 740 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 30^\circ$ (а) и 60° (б). При концентрации электронов $\nu_{p\perp} \geq 320 \text{ см}^{-1}$ в спектрах отражения SiC-6H проявляется еще одна область непрозрачности и прозрачности во второй области прозрачности (со стороны высоких частот). Таким образом, максимальное количество областей непрозрачности в спектрах ИК-отражения для SiC-6H равно четырем ($i = 1-4$); эти области отделены друг от друга областями прозрачности. Высокочастотные границы первых трех со стороны низких частот областей прозрачности ($n_{\parallel} \rightarrow \infty$, $R(\nu) = 1$) совпадают с резонансными частотами продольно-поперечной волны (7) ($\nu = \nu_{R1,2,3}$),

Таблица 1
Зависимости частот отсечки продольно-поперечной волны от ν_p в SiC-6H

Частота	SN-1		SL-2	SL-4		SL-8
$\nu_{p\perp}, \text{см}^{-1}$	15	100	280	740	1000	1950
$\nu_{L-}, \text{см}^{-1}$	3.0	30.5	85.2	222.3	296.7	527.4
$\Omega_{L-}, \text{см}^{-1}$	8.2	82	226.8	538.7	645.5	761.7
$\nu_{L+}, \text{см}^{-1}$	964.1	964.4	966.0	977.9	990.2	1086.3
$\Omega_{L+}, \text{см}^{-1}$	970.1	971.8	983.9	1094.8	1234.7	2040.5

Таблица 2
Зависимость резонансной частоты продольно-поперечной волны от ν_p и θ в SiC-6H

$\theta, \text{°}$	SL-2		SL-4		
	$\nu_{R1}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R2}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R1}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R2}, \text{см}^{-1}$	$\nu_{R3}, \text{см}^{-1}$
10	92.6	796.7	240.3	796.7	980.6
30	134.9	794.8	345.0	794.8	1002.3
60	200.6	790.3	489.5	790.3	1060.9
85	226.0	788.1	537.4	788.1	1093.7

определяемыми решениями бикубического уравнения

$$(\nu^2 - \Omega_{L+}^2)(\nu^2 - \Omega_{L-}^2)(\nu^2 - \nu_{T\parallel}^2) \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_{\infty\parallel}} + (\nu^2 - \nu_{L+}^2)(\nu^2 - \nu_{L-}^2)(\nu^2 - \nu_{T\perp}^2) \frac{\cos^2 \theta}{\epsilon_{\infty\perp}} = 0. \quad (8)$$

Частоты ν_{R1} и ν_{R3} соответствуют низкочастотным и высокочастотным связанным продольно-поперечным плазмон-фононным возбуждениям и зависят от концентрации электронов в зоне проводимости и от угла θ . Частота ν_{R2} изменяется от $\nu_{T\perp}$ при $\theta \rightarrow 0$ до $\nu_{T\parallel}$ при $\theta \rightarrow 90^\circ$.

Полученные выше результаты свидетельствуют о том, что в SiC-6H происходит вырождение областей прозрачности и непрозрачности от двух при $\theta = 0, 90^\circ$ к четырем при $0 < \theta < 90^\circ$. На рис. 4 видно, что спектр отражения для образца SL-4 имеет четыре отсечки на частотах продольных плазмон-фононных возбуждений и три резонанса на частотах продольно-поперечных плазмон-фононных возбуждений (табл. 1, 2). Нули коэффициента отражения определены с помощью ЭВМ и соответственно равны $\nu_{01} = 225 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{02} = 551 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{03} = 984 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{04} = 1143 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 30^\circ$ (рис. 4а) и $\nu_{01} = 231 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{02} = 543 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{03} = 998 \text{ см}^{-1}$, $\nu_{04} = 1113 \text{ см}^{-1}$ при $\theta = 60^\circ$ (рис. 4б).

На рис. 5 показаны области прозрачности и непрозрачности для сильнолегированного образца карбида кремния SL-4. Частоты отсечек $\Omega_{L\pm}$, $\nu_{L\pm}$ для определенного значения ν_p есть величины постоянные, которые не зависят от θ , т. е. области непрозрачности 1 и 2 остаются практически неизменными. Что же касается областей непрозрачности 3 и 4 (и областей прозрачности, которые находятся перед ними), то они при увеличении θ сужаются (расширяются), так как их начало совпадает с резонансной частотой, зависящей от θ . При возрастании θ происходит увеличение второй области

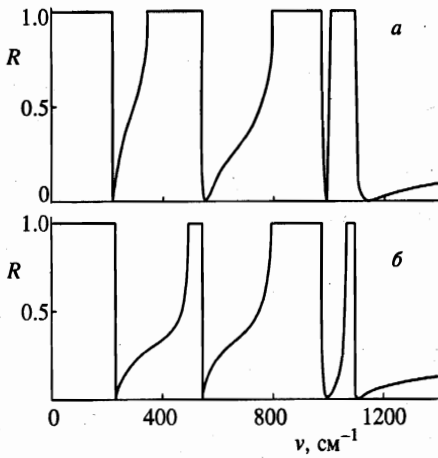


Рис. 4

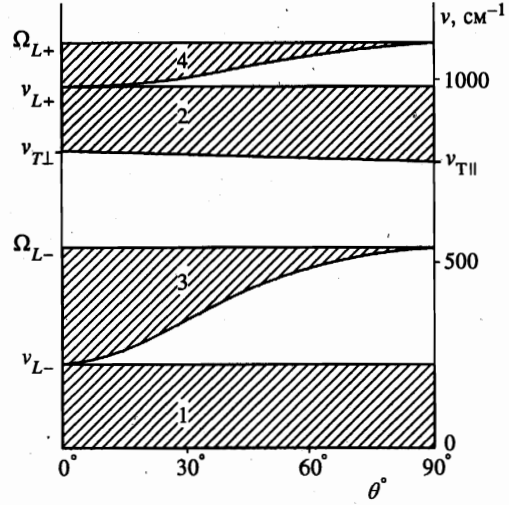


Рис. 5

Рис. 4. Спектры $R(\nu)$ сильнолегированного SiC-6H (образец SL-4) при $E \parallel C$: $a - \theta = 30^\circ$, $b - \theta = 60^\circ$

Рис. 5. Области прозрачности и непрозрачности в сильнолегированном SiC-6H (образец SL-4)

непрозрачности от $|\nu_{T\perp} - \nu_{L+}| = 180.9 \text{ см}^{-1}$ при $\theta \rightarrow 0$ до $|\nu_{T\parallel} - \nu_{L+}| = 189.9 \text{ см}^{-1}$ при $\theta \rightarrow 90^\circ$.

Экспериментально вырождение областей прозрачности и непрозрачности в легированных монокристаллах SiC-6H наблюдать не удалось, что связано со значительными коэффициентами затухания плазмонов ($\gamma_p > \gamma_T$) в наших образцах. Однако проведенный математический эксперимент показывает, что при уменьшении затухания плазмонной подсистемы ($\gamma_p < 0.5\nu_T$) в сильнолегированных монокристаллах SiC-6H ($n_0 > 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) возможно экспериментальное обнаружение вырождения областей прозрачности и непрозрачности. В работе [9] методом нарушенного полного внутреннего отражения впервые на примере SiC-6H был получен экспериментальный спектр поверхностных плазмон-фононных поляритонов нового типа, существующий в третьей области непрозрачности (рис. 5).

Таким образом, в настоящей работе проведено исследование коэффициентов отражения от поверхности монокристаллов SiC-6H с разной степенью легирования. При наличии связи длинноволновых оптических колебаний с электронной плазмой в сильнолегированном SiC-6H ($E \parallel C, 0 < \theta < 90^\circ$) впервые обнаружено расщепление областей прозрачности. Когда $30 \text{ см}^{-1} \leq \nu_{p\perp} < 320 \text{ см}^{-1}$, в спектрах отражения проявляются три минимума, а когда $\nu_{p\perp} \geq 320 \text{ см}^{-1}$ — четыре минимума и такое же количество областей прозрачности и непрозрачности (рис. 3, 4), что связано с проявлением в анизотропном карбиде кремния (политип 6H) новых связанных плазмон-фононных возбуждений. На рис. 5 показаны две новые, ранее неисследованные, области непрозрачности (3 и 4) в SiC-6H с $n_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, первая из которых находится в области $\nu_{L-} < \nu < \Omega_{L-}$

и обусловлена наличием свободных электронов, а вторая $\nu_{L+} < \nu < \Omega_{L+}$ возникает в результате экранирования поля электромагнитных волн оптическими колебаниями кристаллической решетки и размещена выше области «остаточных лучей». Увеличение концентрации электронов в зоне проводимости в SiC-6H приводит к расширению областей непрозрачности и к сужению областей прозрачности. Когда $\theta = 0$ и 90° при $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ в спектрах отражения имеются только две области прозрачности и непрозрачности, что согласуется с изотропным случаем $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$.

Литература

1. Ю. И. Уханов, *Оптические свойства полупроводников*, Наука, Москва (1977).
2. Л. Э. Гуревич, Р. Г. Тарханян, ФТП 6, 1895 (1972).
3. В. А. Кизель, *Отражение света*, Наука, Москва (1973).
4. E. F. Venger, A. V. Melnichuk, L. Yu. Melnichuk, and Yu. A. Pasechnik, Phys. Stat. Sol. (b) 188, 823 (1995).
5. М. А. Ильин, А. А. Кухарский, Е. П. Рашевская, В. К. Субашиев, ФТТ 13, 2478 (1975).
6. А. В. Мельничук, Поверхность 7, 76 (1998).
7. А. В. Мельничук, Ю. А. Пасечник, ФТТ 34, 423 (1992).
8. F. Engelbrecht and R. Helbig, Phys. Rev. B 48, 15698 (1993).
9. А. В. Мельничук, Ю. А. Пасечник, ФТТ 40, 636 (1998).
10. А. В. Мельничук, Л. Ю. Мельничук, Ю. А. Пасечник, ЖТФ 68(1), 58 (1998).
11. А. В. Гончаренко, А. В. Мельничук, Ю. А. Пасечник, А. А. Шилов, Деп. в УкрНИИТИ 834, 18 (1991).
12. H. Narima, S. Nakachima, and T. Uemura, J. Appl. Phys. 78, 1996 (1995).
13. *Карбид кремния*, под ред. Г. Хениша и Р. Роя, Мир, Москва (1972).