

УДК 621.315.592

© 1993

ДВУПЕРИОДИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СПЕКТРОВ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ GeS

О. З. Алекперов, Д. О. Гамзаев, А. М. Кулибеков, Р. А. Сулейманов

Исследованы интерференционные спектры пропускания и спектры отражения монокристаллов GeS различной толщины в широкой области спектра. Обнаружен двупериодический характер интерференционных спектров, обусловленный наличием двух типов интерференции, один из которых является обычной интерференцией Фабри—Перо, другой характеризуется существенно большим периодом. Показано, что коэффициент отражения в полосе прозрачности зависит от толщины и достигает значений ~ 0.75 в образцах толщиной ~ 800 мкм. Анализируются различные модели, объясняющие полученные экспериментальные факты.

Слоистый полупроводник GeS кристаллизуется в орторомбической структуре с пространственной группой симметрии D_{2h}^{16} . Параметры элементарной ячейки в плоскости слоев a и b равны соответственно 4.3 и 3.65 Å. В перпендикулярном направлении ячейка GeS характеризуется параметром $c = 10.44$ Å.

В обычной геометрии эксперимента, когда луч света падает нормально к поверхности слоев, оптические спектры вблизи края фундаментального поглощения (КФП) сильно зависят от поляризации падающего излучения — переходы в поляризации $E \parallel a$ (E — электрический вектор излучения) являются разрешенными, в $E \parallel b$ — запрещенными. При низких температурах в спектрах поглощения тонких образцов при $E \parallel a$ наблюдается экситонный пик поглощения ($h\nu_{\text{экс}} = 1.721$ эВ при 4.2 К).

Показатели преломления GeS, а также их дисперсия измерены в ряде работ [1, 2]. Значения n_a и n_b , определенные в разных работах вблизи КФП, мало отличаются и согласуются со значениями диэлектрических проницаемостей, определенных эллипсометрическим методом [3].

В настоящей работе приводятся результаты исследований интерференционных спектров пропускания пластин GeS, а также их спектры отражения при комнатной температуре. Полученные спектры характеризуются необычными особенностями, впервые обнаруженными и не поддающимися объяснению в рамках существующих данных об оптических свойствах GeS. Обсуждаются модели, позволяющие объяснить полученные результаты.

1. Экспериментальные результаты

Слоистая структура GeS (как и других слоистых кристаллов) создает особенно благоприятные условия для исследования интерференционных спектров плоскопараллельных пластин при падении света перпендикулярно поверхности слоев. Таким методом определены показатели преломления многих слоистых полупроводников, в том числе GeS [2].

Подробные исследования спектров пропускания образцов GeS различной толщины (см. ниже), зарегистрированные в широком спектральном диапазоне в

Рис. 1. Интерференционные спектры пропускания монокристаллов GeS с толщинами $d = 28$ (1), 60 (2), 300 (3), 770 мкм (4).

полосе прозрачности, показывают, что интерференционные спектры GeS являются сложными и характеризуются вполне определенными особенностями.

На рис. 1, 1—4 приведены четыре типа интерференционных спектров GeS, полученных на образцах различной толщины при комнатной температуре.

а) Образцы толщиной 10—30 мкм (на рис. 1, 1 приведен спектр для образца с $d = 28$ мкм). Значение показателя преломления, определенное из простого условия для максимума или минимума интерференции типа Фабри—Перо, оказывается в соответствии с имеющимися данными $n \approx 3.2$.

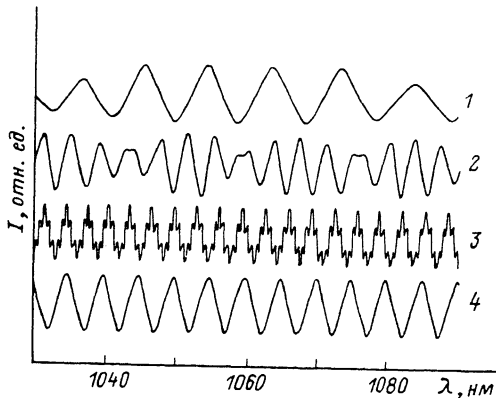
Запись спектра в широком спектральном диапазоне (на рис. 1, 1 приведен лишь небольшой фрагмент спектра) показывает, что спектр на самом деле является дупериодическим. Второй (существенно больший) период проявляется в виде заметного уменьшения амплитуды интерференции, причем расстояния между соседними особенностями следуют обычной закономерности: $\Delta\lambda \sim \lambda^2$. Если условно новому периоду интерференции приписать «эффективный показатель преломления» n_m (индекс «м» означает малый) и определить его обычным способом, получим $n_m \approx 0.4$ во всем спектральном диапазоне. Величина дисперсии n_m незначительна и с учетом реализующихся в нашем случае точностей практически отсутствует.

Описанная характеристика дупериодичности не является единственной. Если построить кривую дисперсии для \tilde{n} , определенного по основному периоду интерференции, то окажется, что \tilde{n} лишь в среднем растет с ростом частоты — на самом деле \tilde{n} осциллирует с периодом, соответствующим n_m . Другими словами, дупериодичность проявляется не только в описанной выше амплитудной модуляции интерференции, но и в одновременной частотной модуляции — девиации расстояний между соседними максимумами (и минимумами) интерференции. Особенно наглядно частотная модуляция проявляется в относительно более толстых образцах (рис. 1, 2; см. ниже).

б) Образец с $d = 60$ мкм (рис. 1, 2). Из-за относительно большей толщины образца и сжатия интерференционной картины отчетливо видна дупериодичность спектра, проявляющаяся в частотной модуляции интерференции. Значение n_m , как и в образце толщиной 28 мкм, оказалось равным 0.4, однако существенно изменилось \tilde{n} , определенное по расстоянию между ближайшими экстремумами. Как видно из рис. 1, 2, полученные значения \tilde{n} оказались почти вдвое меньше, чем в образце с $d = 28$ мкм. Как и в образце с $d = 28$ мкм, \tilde{n} оказалось осциллирующим с периодом, соответствующим n_m .

Отметим на примере образца с $d = 60$ мкм еще одно отличие полученных нами данных — сильную дисперсию \tilde{n} в спектральной области, достаточно удаленной от КФП (рис. 2). В той же спектральной области n , определенное в [1], изменялось лишь на несколько процентов.

в) Образец с $d = 300$ мкм. Интерференционный спектр этого образца также является дупериодическим, однако в отличие от более тонких образцов глубина амплитудной модуляции, соответствующей n_m , значительно больше, чем глубина



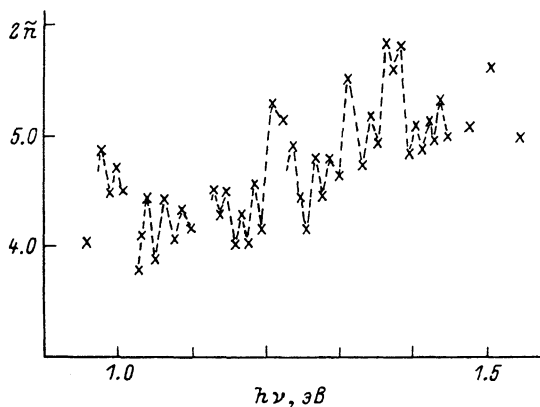


Рис. 2. Дисперсия показателя преломления монокристаллов GeS, измеренная в образце толщиной 60 мкм.

модуляции «основного» \tilde{n} . При плохом спектральном разрешении или при продвижении в сторону более коротких длин волн интерференционная картина становится однопериодической, а показатель преломления, определенный по расстоянию между соседними экстремумами, оказывается равным 0.4.

г) Образец с $d = 770$ мкм. Отметим сразу же, что указанный образец был получен из другой технологической партии. Как видно из рис. 1, 4, спектр является однопериодическим, соответствующим показателю преломления 0.14.

Поскольку, как указывалось, образец с $d = 770$ мкм имел в отличие от первых трех другое происхождение, был исследован спектр пропускания более тонкого образца ($d = 70$ мкм) из той же партии. Спектр более тонкого образца демонстрирует двупериодический характер, свойственный и другим достаточно тонким образцам, с $\tilde{n} \approx 3.4$ и $n_m \approx 0.14$. Таким образом, значение n_m , полученное в толстом образце (770 мкм), характерно для образцов такого типа.

На рис. 3 приведен спектр отражения, полученный на образце с $d = 770$ мкм, характеризующемся $n_m \approx 0.14$. Видна характерная для многих слоистых полупроводников особенность спектра — резкий рост коэффициента отражения в области $h\nu < E_g$. Практически во всех работах указанный рост связывают с эффектами многократного отражения света от поверхности образца, противоположной освещаемой. Учет указанных эффектов практически полностью сглаживает кривую отражения (по данным [2]), это относится и к GeS).

Как видно из рис. 3, а, коэффициент отражения в области $h\nu < E_g$ почти вдвое превышает его значение за краем поглощения. Легко показать, что большое значение R_n в области $h\nu < E_g$ никак не может быть обусловлено лишь эффектами многократного отражения. Простая оценка доли многократно отраженного света позволяет получить весьма необычную кривую отражения (рис. 3, а). Значение R в области $h\nu < E_g$ оказывается равным 0.6, что соответствует $n = 7.7$ в противоречии с имеющимися данными. Любопытно, однако, что значение $n = 0.14$, полученное по интерференционным спектрам этого образца, приводит к правильному значению R при использовании обычных формул Френеля.

Интересно также, что, несмотря на большую толщину, в исследованном образце практически полностью отсутствует поглощение в области $h\nu < E_g$ — об этом свидетельствуют спектры пропускания, согласно которым коэффициент пропускания $T = 1 - R$ (рис. 3, а).

На рис. 3, б приведены спектры отражения и пропускания более тонкого образца ($d = 70$ мкм) того же происхождения. Как видно, значение R_n в области

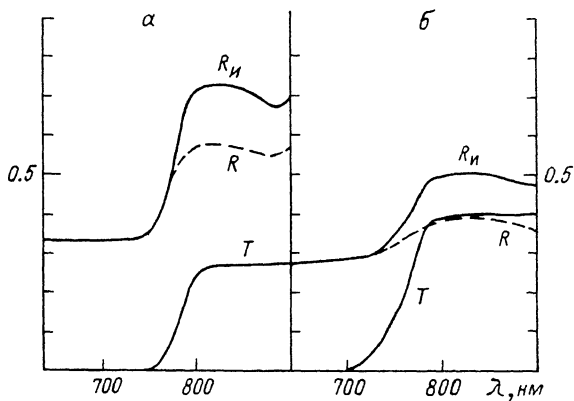


Рис. 3. Кривые отражения R , $R_{и}$ и пропускания T монокристаллов GeS с толщинами 770 (а) и 70 мкм (б).

$R_{и}$ — измеренный коэффициент отражения; R — коэффициент отражения, полученный после вычета эффектов многократного отражения.

прозрачности существенно уменьшилось и за вычетом эффектов многократного отражения его величина стала соответствовать величине \bar{n} , определенной по интерференционным спектрам этого образца.

Как следует из рис. 3, б, изменился и коэффициент поглощения — в более тонком образце он стал отличен от нуля, поскольку T в этом случае заметно меньше, чем $1 - R_{и}$.

2. Обсуждение

Наличие в интерференционных спектрах второго, существенно большего периода указывает на то, что, кроме обычной интерференции Фабри—Перо, в кристалле GeS существует тип интерференции, имеющий другое происхождение. На наш взгляд, указанный тип интерференции может возникнуть вследствие следующих возможных причин. Во-первых, биения в интерференционных спектрах Фабри—Перо, а также однопериодический спектр с $n = n_m$ в толстых образцах могут возникнуть при наличии двух лучей с близкими показателями преломления, которые могут интерферировать друг с другом. Во-вторых, слоистый кристалл можно рассматривать как слоисто-периодическую структуру, т. е. как среду, в которой чередуются слои с разными показателями преломления [4, 5]. Как будет показано ниже, в этом случае можно объяснить появление однопериодического интерференционного спектра с n_m в толстых образцах, двупериодический спектр в тонких образцах, а также большие значения коэффициента отражения в области прозрачности и его зависимость от толщины.

Рассмотрим оба варианта. Первый вариант может явиться следствием двулучепреломления, которое вполне реально в GeS. Однако в этом случае пришлось бы допустить возможность взаимной интерференции двух лучей, поляризованных во взаимно перпендикулярных направлениях, что требует реализации хорошо известных условий измерения. Напомним, что результаты, описанные выше, не зависят от поляризации падающего излучения и приведены для неполяризованного света. Кроме того, модель двулучепреломления не может объяснить результаты исследований спектров отражения, в частности большие значения коэффициентов отражения в области прозрачности.

Вторая из предложенных моделей кажется более приемлемой, если учесть слоистую структуру GeS. В рамках такой модели можно, по крайней мере

качественно, объяснить полученные результаты. Так, появление в интерференционных спектрах нового периода, соответствующего n_m , можно понять, предположив наличие прослоек с толщинами, существенно меньшими, чем толщины других прослоек. В этом случае появление n_m будет связано с интерференцией двух лучей, имеющих малую разность хода: один из лучей проходит через весь кристалл, другой проходит в том же направлении, испытав двукратное отражение в тонких слоях. В толстых образцах (в нашем случае с $\alpha \approx 1$ мм) интерференция между указанными двумя лучами будет наиболее эффективной.

Большие значения коэффициента отражения и его зависимость от толщины также можно понять в рамках слоисто-периодической модели, рассматривая кристалл GeS как естественный брэгговский отражатель [4, 5].

Предложенная модель реальной кристаллической структуры GeS кажется идеализированной, поэтому количественное описание полученных результатов требует дальнейших детальных исследований.

Список литературы

- [1] Gregora I., Velicky B., Zavetova M. // J. Phys. Chem. Sol. 1976. V. 37. P. 785—794.
- [2] Elkorashy A. M. // Physica B. 1989. V. 159. P. 171—180.
- [3] Logothetidis S., Vina L., Cardona M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 4. P. 2180—2189.
- [4] Ярив Я., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
- [5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 719 с.

Институт физики
АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
9 сентября 1992 г.