

нием той же симметрии ${}^1B_{3u}$, осуществляемое полносимметричными колебаниями.

В настоящей работе на основе формул, приведенных в [7, 8], выполнен расчет интенсивности колебательной структуры в спектре флуоресценции нафталина.

Поскольку прямая колебательная задача в возбужденном состоянии ${}^1B_{3u}$ решена в [9], то расчет произведен с учетом «перепутывания» нормальных координат и частотным эффектом.

На основе анализа экспериментальных данных по спектру флуоресценции нафталина, а также настоящего расчета дана интерпретация колебательной структуры вибронного перехода ${}^1A_{1g} \rightarrow B_{3u}$ нафталина (см. таблицу). За единицу измерения принята одна десятая часть интенсивности чисто электронного перехода. Результаты расчета, как видно из таблицы, находятся в качественном согласии с экспериментальными данными работ [2, 3]. Кроме того, рассчитанное распределение интенсивности согласуется с немногими имеющимися в [6] экспериментальными данными.

Литература

- [1] D. S. McClure. J. Chem. Phys., 24, 1, 1956.
- [2] Т. Н. Болотникова. Опт. и спектр., 7, 44, 1959.
- [3] J. M. Hollas. J. Molec. Spectr., 9, 138, 1962.
- [4] Т. Н. Болотникова, О. Ф. Ельникова. Опт. и спектр., 36, 292, 1974.
- [5] Г. Н. Нерсесова, О. Ю. Штрокирх. Опт. и спектр., 44, 402, 1978.
- [6] M. Stocburger, I. Gatterman, W. Klusman. J. Chem. Phys., 63, 4519, 1975.
- [7] М. Н. Соколов, Г. В. Климушева, М. В. Приютов, Л. М. Свердлов, Г. М. Сорока. УФЖ, 24, 1102, 1979.
- [8] М. Н. Соколов, Л. М. Свердлов. Тез. докл. Всес. конф. по теории атомов и молекул, 64. Вильнюс, 1979.
- [9] М. Н. Соколов, Л. М. Свердлов. Ж. прикл. спектр., 30, 299, 1979.

Поступило в Редакцию 11 ноября 1979 г.

УДК 535.548.0

ФОТОУПРУГИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ SiC (6H)

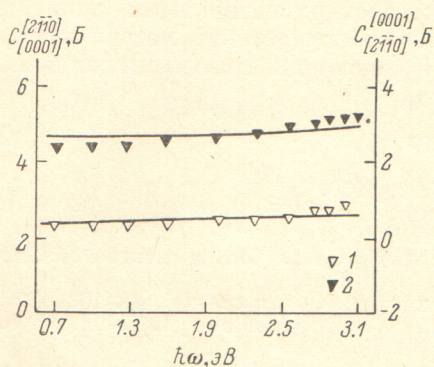
С. А. Гейдур

Оптические одноосные полупроводниковые кристаллы гексагональной симметрии находят широкое применение в качестве активных сред полупроводниковых лазеров, акустооптических модуляторов и дефлекторов, а также конструктивных элементов молекулярных лазеров инфракрасного диапазона и оптических схем с их использованием [1-3], где дисперсионные зависимости фотоупругих коэффициентов играют значительную роль. Проведенные к настоящему времени спектральные измерения фотоупругих коэффициентов $C_{\sigma}^L(\hbar\omega) = d(\Delta n(\hbar\omega))/d\sigma$ в полупроводниках со структурой вюрцита [4-9] показали, что вблизи края собственного поглощения ($\hbar\omega \leq E_g$) наблюдается сильная дисперсия $[dC_{\sigma}^L(\hbar\omega)/d(\hbar\omega)] < 0$. Такое поведение спектров пьезооптических постоянных большинство авторов [5-9] объясняют преобладающей ролью вкладов в дисперсионные зависимости $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ прямых разрешенных переходов вблизи $k \approx 0$. Вместе с тем известные измерения и расчеты $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ были выполнены только для полупроводников с прямой структурой энергетических зон, что обуславливает каче-

ственное сходство для них дисперсионных зависимостей оптических постоянных.

В настоящей работе выполнены измерения дисперсии фотоупругих коэффициентов $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ в SiC (6H), край собственного поглощения которого определяется непрямыми переходами. Измерения выполнялись в спектральной области до $\lambda \approx 1.8$ мкм при $T=298$ К интерференционным методом аналогично [10]. Механические напряжения сжатия до $\sigma = 0.13 \cdot 10^{11}$ дин/см² прикладывались в кристаллографических направлениях $\sigma \parallel [0001]$ и $\sigma \parallel [2\bar{1}10]$, а направления распространения света L совпадали при этом с $L \parallel [2\bar{1}10]$ и $L \parallel [0001]$ соответственно.

Результаты измерений фотоупругих коэффициентов в SiC (6H) показаны на рисунке, из которого видно, что дисперсия $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ выражена слабо.



По сравнению с кристаллофизически сходными полупроводниками (CdS, CdSe, ZnO), где $[dC_{\sigma}^L/d(\hbar\omega)] < 0$ при $\hbar\omega \leq E_g^I [4-9]$, в карбиде кремния $[dC_{\sigma}^L/d(\hbar\omega)] > 0$ и значительно меньше по абсолютной величине.

Спектральная зависимость фотоупругих коэффициентов в SiC (6H) при $T=298$ К.

Результаты расчетов показаны сплошными линиями; экспериментальные данные — точками. 1 — $\sigma \parallel [0001]$, $L \parallel [2\bar{1}10]$; 2 — $\sigma \parallel [2\bar{1}10]$, $L \parallel [0001]$. Фотоупругие коэффициенты выражены в Брюстерах, 1 Б = 10^{-13} см²/дин.

Так как край собственного поглощения SiC (6H) определяется непрямыми переходами [11], то его вкладом в дисперсионные зависимости $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ можно пренебречь. Обоснованность такого приближения подтверждается результатами расчетов дисперсии коэффициента преломления [12] и собственного двойного лучепреломления [13] в этом материале. Прямые переходы (экситонные и зона-зонные) при $k=0$ в SiC (6H) начинаются при энергиях фотонов $\hbar\omega = E_g^I \gg E_g^X$ и их вкладом в дисперсию $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ для области вблизи края собственного поглощения ($\hbar\omega \leq E_g^X$) также в первом приближении можно пренебречь. Тогда наблюдавшуюся слабую дисперсию фотоупругих коэффициентов в карбиде кремния можно объяснить в основном вкладом междузонных переходов при $\hbar\omega \gg E_g$. Анализ данных по ультрафиолетовому отражению [14] показывает, что для описания спектральных зависимостей оптических постоянных в SiC (6H) при $\hbar\omega \leq E_g$ достаточно использовать модель одного эквивалентного осциллятора с собственной частотой $\hbar\omega = E_1 = 7.8$ эВ. Используя формулы Зельмейера для дисперсии фотоупругих коэффициентов, аналогично [10] можно получить

$$C_{\sigma}^L(\hbar\omega) = \frac{\partial G_1 / \partial \sigma}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2},$$

где параметр $\partial G_1 / \partial \sigma$ является «подгоночным» и определяется из экспериментальных данных (см. рисунок); $\partial G_1 / \partial \sigma = 0.74 \cdot 10^{-10}$ эВ²·см²·дин⁻¹ при $\sigma \parallel [0001]$, $L \parallel [2\bar{1}10]$ и $0.84 \cdot 10^{-10}$ эВ²·см²·дин⁻¹ при $\sigma \parallel [2\bar{1}10]$, $L \parallel [0001]$. Результаты расчетов дисперсии $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ показаны на рисунке и хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными.

Выполненный анализ расчетных и экспериментальных данных по дисперсии фотоупругих коэффициентов в SiC (6H) подтверждает обоснованность принятых при расчетах приближений и позволяет заключить, что характер дисперсии $C_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ вблизи края собственного поглощения ($\hbar\omega \leq E_g$) в полупроводниках со структурой вюрцита определяется типом абсолютного минимума зоны проводимости.

- [1] О. В. Богданкевич, С. А. Дарзбек, П. Г. Елисеев. Полу-проводниковые лазеры. «Наука», М., 1976.
- [2] А. А. Реза, Г. А. Бабонас, А. Ю. Шилейка. Квант. электрон., 4, 2257, 1977.
- [3] Н. С. Лешенюк, Л. Н. Орлов, С. С. Шевченко, Ж. прикл. спектр., 22, 1016, 1975.
- [4] B. Tell, J. M. Worlock, R. J. Martin. Appl. Phys. Lett., 6, 123, 1965.
- [5] G. Babonas, A. Reza, A. Šileika. Phys. St. Sol. (b), 55, 321, 1973.
- [6] P. Y. Yu, M. Cardona. J. Phys. Chem. Sol., 34, 29, 1973.
- [7] В. М. Левин, Р. Г. Маев, И. А. Полуэктов. Препринт № 122, ФИАН СССР, М., 1975.
- [8] R. Berkowicz, T. Scettrup. Phys. Rev., B11, 2316, 1975.
- [9] А. А. Реза, Г. А. Бабонас. ФТТ, 16, 1414, 1974.
- [10] С. А. Гейдур, А. Н. Пихтин, В. Т. Прокопенко, А. Д. Яськов. Опт. и спектр., 46, 714, 1979.
- [11] А. Н. Пихтин, Д. А. Яськов. ФТТ, 12, 1597, 1970.
- [12] А. Н. Пихтин, В. Т. Прокопенко, В. С. Рондарев, А. Д. Яськов. Опт. и спектр., 43, 711, 1977.
- [13] С. А. Гейдур, В. Т. Прокопенко, А. Д. Яськов. ФТТ, 20, 2858, 1978.
- [14] J. A. Van Vechten. Phys. Rev., 187, 1007, 1969.

Поступило в Редакцию 25 августа 1979 г.

УДК 535.37 : 548.0

ЛАВИННОЕ ТУШЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В. В. Овсянкин и А. А. Федоров

В этой заметке мы продемонстрируем специфическую нелинейность зависимости люминесцентных характеристик твердых тел, склонных к температурному тушению люминесценции, от интенсивности возбуждающего излучения. Происхождение нелинейности связано с тем, что начиная с определенных интенсивностей возбуждения такие системы становятся неустойчивыми по отношению к слабому тепловому возмущению в том смысле что присутствие в возбужденном объеме затравочных фононов вызывает лавинную реакцию их размножения за счет энергии, запасенной в электронной подсистеме, и высвобождающейся в процессе безызлучательной дезактивации. Одновременно происходит сброс населенности возбужденных электронных состояний, феноменологически проявляющийся в резком падении квантового выхода люминесценции. Параметры процесса зависят от природы объекта и механизма температурного тушения, но в целом структура явления допускает весьма общее формальное рассмотрение, не зависящее от конкретных деталей.

В основу рассмотрения можно положить представление об элементарном акте тушения как процессе неупругого рассеяния фонона частоты ω на возбужденном люминесцирующем центре с энергией $E_{эл.}$, сопровождающемся рождением p фононов с частотами ω_p , так, что $E_{эл.} = \sum_p \hbar\omega_p$. Процесс может быть охарактеризован сечением, зависящим от частоты фонона $\sigma(\omega)$ и при $E_{эл.} \gg \hbar\omega$, очевидно, удовлетворяет необходимому условию для осуществления лавинной реакции: число фононов, рождаемых в элементарном акте реакции, превышает число фононов, инициировавших реакцию. Достаточное условие для возникновения лавинного размножения фононов можно записать в виде

$$n^* \sum_p \sigma_p \nu_p \tau_p > 1, \quad (1)$$