

ДИСПЕРСИЯ В ОБЛАСТИ ЭКСИТОННОЙ ПОЛОСЫ МОНОКРИСТАЛЛА GaSe

М. П. Лисица, С. А. Бойко, С. Ф. Терехова

Область нормального хода дисперсии ($dn/d\lambda < 0$) показателя преломления монокристалла GaSe вблизи экситонной полосы поглощения изучалась в [1-6]. Аномальный участок ($dn/d\lambda > 0$) также являлся предметом исследований [7-9], однако результаты их весьма противоречивы. Так, в [7] (300 К) на кривой $n=f(\lambda)$ наблюдается пик, в [8] (300 К) — провал, а в [9] (20 К) — четко выражена область аномальной дисперсии. Различны также абсолютные значения показателей преломления.

В настоящей работе получена дисперсионная кривая показателя преломления GaSe при температурах 10—300 К. Использован, как наиболее приемлемый в данном случае, метод Пуччианти. Измерения выполнены на установке, в которой интерферометр Жамена ИЭК-453 скрещен со спектрографом ДФС-13 (дисперсия 4 Å/мм).

На рис. 1, а представлена интерферограмма монокристалла GaSe при 10 К. Кроме обычного подъема непрерывных полос, характерного для нормального хода дисперсии, наблюдается аномальный участок. Показатель преломления вычислялся по известной формуле

$$(n-1)d = m\lambda, \quad (1)$$

где m — искомое число полос, на которое сместилась интерференционная картина после введения в одно из плеч интерферометра исследуемого объекта.

Удобнее всего следить за смещением нулевой полосы, выписывающей в некотором масштабе зависимость $n=f(\lambda)$. В твердых телах смещение нулевой полосы настолько значительно во всем спектральном интервале, что она вообще исчезает из поля зрения в фокальной плоскости объектива камеры. Ее можно ввести в поле зрения с помощью микрометрического винта зеркала интерферометра. Однако в случае GaSe все полосы, в том числе и нулевая, из-за поглощения красные и выделить нулевую очень трудно. Чтобы получить значения n , мы поступали следующим образом. С помощью тонкой нити фиксировали середину нулевой полосы до введения в интерферометр кристалла; изображение нити проявляется на спектрограмме в виде темной горизонтальной линии. Введя образец и привязавшись к известным значениям n области прозрачности, определяем порядок полосы, совпадающей с изображением нити, что и дает величину m . В нашем случае привязка осуществлялась к данным работы [5], которые были получены интерференционным методом путем привязки к призмным значениям работы [1].

Результаты обработки интерферограмм приведены на рис. 2. Качественно они согласуются с данными работы [9], хотя полученные нами абсолютные значения n несколько больше и спектральный ход n с уменьшением λ более крутой.

Во всем температурном интервале 10—300 К максимум полосы поглощения (ее можно сфотографировать, перекрыв второй пучок интерферометра) соответствует середине аномального участка кривой $n(\lambda)$. Размах аномального участка дисперсионной кривой описывающей действительную часть $\Delta\epsilon'$ диэлектрической проницаемости, при резонансной частоте хорошо согласуется со значением ее мнимой части ϵ''_{\max} . Так, для $T=80$ К значению $\Delta\epsilon' = 0.142$ соответствует $\epsilon''_{\max} = 0.144$, полученное на основании абсорбционных измерений [5] для кристалла GaSe толщиной 6.4 мкм, коэффициент поглощения в максимуме полосы которого равен 5200 см^{-1} , полуширина — 40 см^{-1} , а интегральное поглощение — $28.6 \text{ эВ} \cdot \text{см}^{-1}$.

Разность (43 см^{-1}) частот экстремальных точек дисперсионной кривой в пределах ошибок равна полуширине кривой поглощения и характери-

зует затухание. При температурах, близких к гелиевой (10 К), размах аномальной области Δn увеличивается и составляет 0.036 по сравнению с 0.025 для $T=80$ К. Разность частот экстремальных точек уменьшается до 32 см^{-1} .

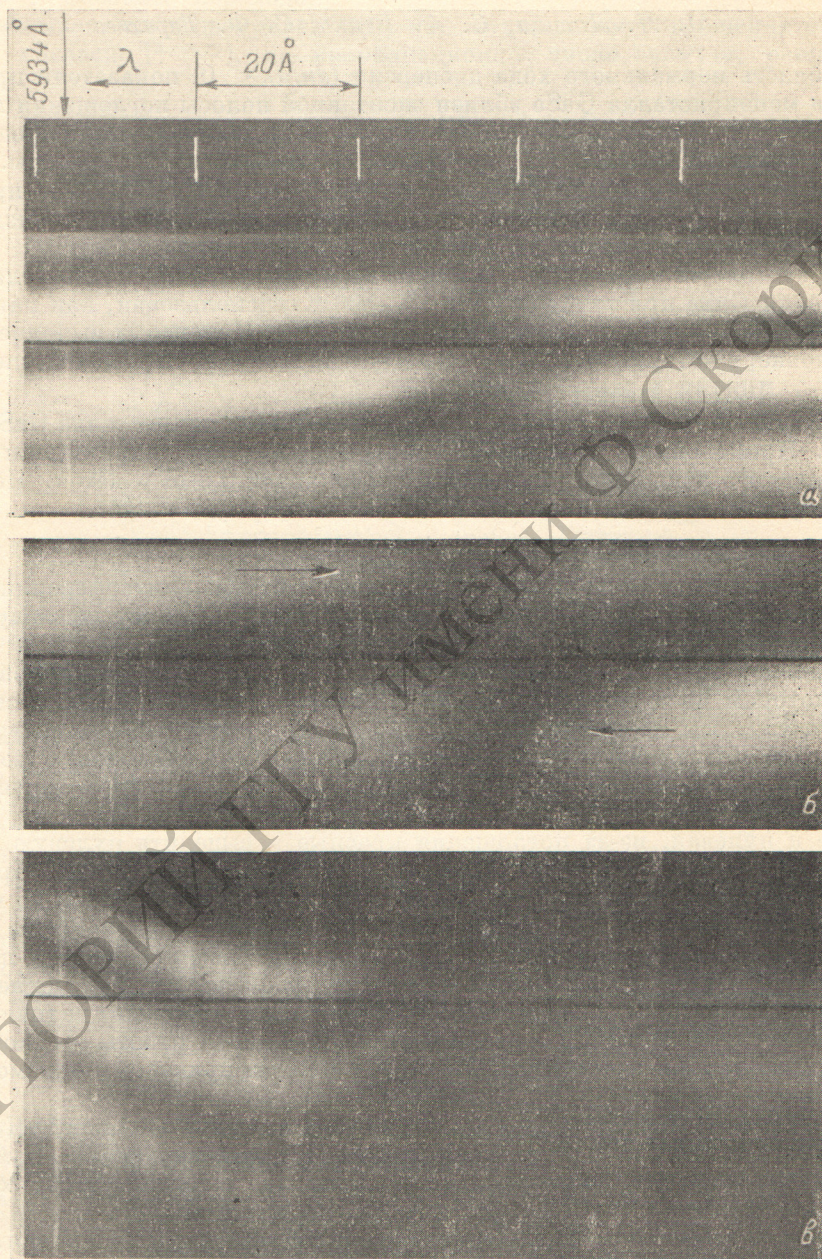


Рис. 1. Интерферограммы монокристалла GaSe при 10 К.

a — обычный спектр, *б* — увеличенное расстояние между интерференционными полосами по сравнению с *a*. Толщина кристалла — 6.12 мкм; *в* — «крюки» Рождественского для монокристалла $d=85$ мкм.

Все эти данные свидетельствуют о применимости в рассматриваемом случае модели уединенного гармонического осциллятора. Определенная по размаху n [10] в аномальной области для $T=80$ К величина Nf (N — число частиц в единице объема, f — сила осциллятора) равна $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, удовлетворительно согласуясь со значением $3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, полученным по по-

глощению в максимуме. Если же использовать значение интегрального поглощения, то $Nf = 5.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Причина такого расхождения обусловлена, по-видимому, большей ошибкой в определении площади под кривой поглощения из-за неточной аппроксимации коротковолнового крыла полосы поглощения.

Отношение сил осцилляторов, полученных из дисперсионных данных для $T = 10$ и 80 К , в пределах ошибок эксперимента равно единице, что свидетельствует о постоянстве интегрального поглощения в экситонной полосе для данного интервала температур.

Увеличивая расстояние между интерференционными полосами и тем самым улучшая чувствительность установки, можно добиться увеличе-

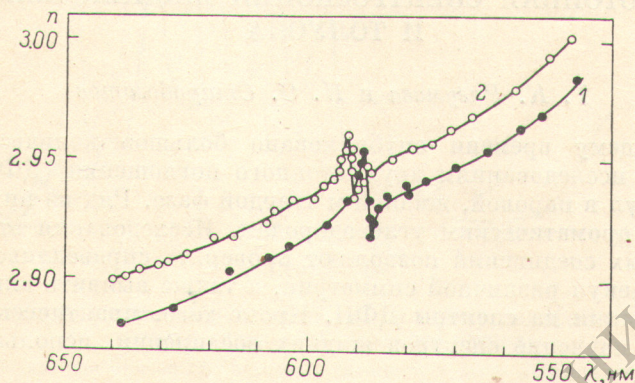


Рис. 2. Спектральная зависимость показателя преломления GaSe при 80 К (1) и 10 К (2).

ния размаха аномального участка (рис. 1, б). Из-за экситонного поглощения нарушается равенство интенсивностей интерферирующих пучков, падает контрастность и неослабленный пучок проявляется на спектрограмме в виде засветки. Даже небольшие неоднородности пучков и внешние колебания размывают полосу засветки, приводя к появлению «усов», показанных на рис. 1, б стрелками, которые ошибочно можно принять за спектральный ход дисперсии.

На кристаллах толще 20 мкм сравнительно легко заснять «крюки» Рожденственского, используя компенсатор (рис. 1, в). По этой спектрограмме были рассчитаны значения показателя преломления, которые совпали с приведенными на рис. 2.

Метод «крюков» позволяет определить также величину $n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$, характеризующую групповую скорость света в кристалле. Так, при $\lambda = 5906$ и 5920 \AA для $T = 10 \text{ К}$ она равна 5.34 и 4.37 соответственно, т. е. дисперсия весьма существенна и подменять групповую скорость фазовой при определении n никак нельзя.

В заключение отметим, что повышение температуры уменьшает размах аномальной дисперсии и при 300 К он слабо наблюдаем.

Литература

- [1] T. A. McMath, J. C. Irwin. Phys. Stat. Sol. (a), 38, 731, 1976.
- [2] R. Le Toullec, M. Piccioli, M. Mejatty, M. Balkanski. Nuovo Cimento, 38B, 159, 1977.
- [3] J. D. Wasscher, J. Dieleman. Phys. Lett., 39A, 279, 1972.
- [4] Э. Ю. Салаев, Л. Е. Соловьев, В. Х. Халилов. Опт. и спектр., 32, 346, 1972.
- [5] М. П. Лисица, С. А. Бойко, С. Ф. Терехова. ФТП, 12, 2092, 1978.
- [6] T. A. McMath, J. Jackle, J. C. Irwin. Phys. Stat. Sol. (a), 43, K151, 1977.
- [7] Г. А. Ахундов, С. А. Мусаев, А. И. Бахышев, Н. И. Хасанли, Л. Г. Мусаева. ФТП, 9, 142, 1975.

- [8] J. L. Vrebner, J. A. Deverin. *Helv. Phys. Acta*, **38**, 650, 1965.
[9] М. С. Бродин, Ю. П. Гнатенко. *УФЖ*, **11**, 759, 1966.
[10] Р. Дитчберн. *Физическая оптика*, 429. «Наука», М., 1965.

Поступило в Редакцию 8 января 1980 г.

УДК 535.34 : 539.19

ДВУХФОТОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ЖИДКИХ БЕНЗОЛА И ТОЛУОЛА

Т. К. Разумова и И. О. Старобогатов

К настоящему времени опубликовано большое количество работ, посвященных исследованиям двухфотонного поглощения (ДФП) органических молекул в паровой, жидкой и твердой фазе. Ряд из них посвящен циклическим ароматическим углеводородам. Исследования этих сравнительно простых соединений позволяют проверить справедливость теории ДФП для молекул различной симметрии, а также выявить влияние агрегатного состояния на спектры ДФП. Кроме того, практический интерес представляет изучение спектров жидких соединений, используемых как растворители.

Исследования паров бензола [1-3] и толуола [4] люминесцентной методикой подтвердили основные выводы теории и, в частности, показали отсутствие полосы 0—0-перехода в спектрах ДФП centrosymmetric молекул бензола. Изучению жидкого бензола посвящены работы, в которых использовались методики термической линзы [5] и оптико-акустического эффекта [6]. В этих работах наблюдалась интенсивная полоса поглощения на частоте излучения ($18\ 810\text{ см}^{-1}$), близкой по величине к половине частоты 0—0-перехода ($37\ 724\text{ см}^{-1}$). В [6] показано, что эта полоса связана с однофотонным поглощением (ОФП) на седьмой гармонике C—H-колебания и указано на ошибочную интерпретацию этой полосы как двухфотонной (ДФ) в [5]. В то же время в спектрах ОФП замороженного бензола отчетливо виден слабый пик поглощения, близкий по положению к 0—0-переходу [7, 8]. В спектре ОФП жидкого бензола поглощение в области 0—0-перехода проявляется в виде слабой асимметрии длинноволнового крыла первого пика (рис. 1). Возможно, согласно [8], 0—0-переход обусловлен взаимодействием молекул в конденсированной среде, смешивающим возбужденные состояния. В этом случае можно ожидать проявления 0—0-полосы и в ДФ спектрах. Отсутствие этой полосы в спектрах, полученных в [6], связано, возможно, со спецификой использованной методики. Как было указано в [9], тепловые методики измерения спектров поглощения (оптико-акустический и метод термической линзы) регистрируют суммарный сигнал, связанный с совокупностью сигналов, определяемых всеми механизмами поглощения на данной длине волны. Таким образом, тепловые методики не позволяют надежно выделить слабую полосу ДФП на фоне ОФП. Согласно [10, 11], сочетание тепловых и люминесцентных методик дает дополнительную информацию об эффектах взаимодействия излучения с веществом. В связи с этим нами проведены исследования спектров ДФП жидких бензола и толуола люминесцентной методикой. Образцы (химически чистые жидкости) возбуждались линейно поляризованным излучением лазера с перестройкой длины волны [12]. Растворы двух пириллиевых солей, кумарина 1 и РОРОР, а также их смеси позволяли перекрыть диапазон $17\ 500\text{—}24\ 000\text{ см}^{-1}$ при ширине линии 2 \AA . Области перестройки спектра генерации этих сред (горизонтальные отрезки на рис. 1) перекрываются, что позволило работать в цен-