

В условиях полного перемешивания должен наблюдаться СИД одного знака при накачке как D_1 -, так и D_2 -линиями натрия. При уменьшении перемешивания подуровней, что может быть достигнуто уменьшением давления гелия, будут наблюдаться промежуточные между этими случаями. Это может привести к изменению знака СИД при накачке $3^2P_{1/2}$ подуровня в области температур $T < 2200$ К и в области $T > 2200$ К — при накачке $3^2P_{3/2}$ подуровня.

Аналогичная разница в транспортных свойствах невозбужденных и резонансных $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ атомов наблюдается и для пар натрий — неон и калий — неон и значительно меньше для пары калий — гелий. Диффузионные интегралы столкновений и коэффициенты диффузии для этих пар рассчитывались по потенциалам [5]. Результаты расчета коэффициентов диффузии для некоторых атомных температур приведены в таблице.

В заключение автор выражает признательность Н. П. Пенкину за интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

Литература

- [1] Ф. Х. Гельмуханов, А. М. Шалагин. Письма ЖЭТФ, 29, 773, 1979.
- [2] В. Д. Анцыгин, С. Н. Агутов, Ф. Х. Гельмуханов, Г. Г. Телегин, А. М. Шалагин. Письма ЖЭТФ, 30, 262, 1979.
- [3] Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. ИЛ, М., 1961.
- [4] Т. П. Редько. Вестн. ЛГУ, серия физики, химии, № 16, 9, 1981.
- [5] J. Pascale, J. Vanderplanque. J. Chem. Phys., 60, 2278, 1974.
- [6] M. Krauss, R. Maldonado, A. C. Wahl. J. Chem. Phys., 54, 4944, 1971.
- [7] J. Hanssen, R. McCarroll, P. Valiron. J. Phys. B., 12, 899, 1979.
- [8] H. Hartel, N. Meer, M. Polanyi. Z. Phys. Chem., 199, № 2—3, 1932.
- [9] L. W. Anderson, A. T. Ramsey. Nuovo Cimento, 32, 1151, 1964.
- [10] Д. И. Абрамов, А. З. Девдариани. ТВТ, 16, 892, 1978.
- [11] J. Pitre, L. Krause. Canad. J. Phys., 45, 2671, 1967.
- [12] G. York, R. Scherps, A. Gallagher. J. Chem. Phys., 63, 1052, 1975.

Поступило в Редакцию 10 декабря 1981 г.

УДК [535.58+535.41]: 548.0

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ КАРТИНЫ В ОКРЕСТНОСТИ ЭКСИТОННОЙ ЛИНИИ

Л. Е. Соловьев и М. О. Чайка

В работе [1] показано, что вблизи экситонных линий поглощения для кристалла, помещенного в интерферометр, наблюдается двухмодовая спектроинтерференционная картина, особенности которой обусловлены наличием добавочных световых волн. Впервые такого рода картина наблюдалась в [2] в фазовом спектре отражения.¹ Интерференционная картина (ИК) демонстрирует так называемую трехлучевую интерференцию, т. е. взаимную интерференцию трех волн. Одна из этих волн является опорной и ее амплитуда и фаза не имеют спектральной зависимости. Две другие волны возникают на границе кристалла и их фазы после прохождения кристалла определяются начальными фазами, показателями преломления $\tilde{n}_+(\lambda)$ и $\tilde{n}_-(\lambda)$ и толщиной кристалла d . Амплитуды E_{\pm} и фазы φ_{\pm} этих волн в момент образования могут быть определены из дополнительных граничных условий [4].

Двухлучевые интерферометры типа Рождественского, Майкельсона, Жамена, Беккереля и т. п. обычно настраивают так, что в свободном интерферометре формируется спектроинтерференционная картина в виде «горизонтальных» полос (полоса, соответствующая нулевому порядку, действительно гори-

¹ Бесспорное доказательство существования добавочных волн приводится в [3].

зонтальна) Такая настройка соответствует тому, что разность фаз линейно зависит от ординаты интерферограммы y : $\varphi_0 = by/\lambda$, а полосы (светлые или темные) соответствуют условию $\varphi_0 = 2\pi k$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Интенсивность света на выходе интерферометра при наличии трех волн будет иметь вид

$$I(\lambda, y) = \left| \left\{ E_+ \exp \left[i \left(\frac{2\pi d n_+}{\lambda} + \varphi_+ \right) \right] + E_- \exp \left[i \left(\frac{2\pi d n_-}{\lambda} + \varphi_- \right) \right] + E_0 \exp \left(i \frac{by}{\lambda} \right) \right\} \right|^2, \quad (1)$$

где E — вещественные амплитуды с учетом поглощения, n_{\pm} — вещественные части \tilde{n}_{\pm} .

Выражение (1) легко привести к виду

$$I(\lambda, y) = E_+^2 + E_-^2 + E_0^2 + 2E_+E_- \cos \left[\frac{2\pi d (n_+ - n_-)}{\lambda} + (\varphi_+ - \varphi_-) \right] + \\ + 2E_+E_0 \cos \left(\frac{2\pi d n_+ - by}{\lambda} + \varphi_+ \right) + 2E_-E_0 \cos \left(\frac{2\pi d n_- - by}{\lambda} + \varphi_- \right).$$

Отсюда видно, что на ИК имеют место три типа картин, причем одна из них (E_+E_-) не зависит от ординаты. Две другие картины изображают в некотором масштабе фазы волн «+» и «-», а если $d\varphi_{\pm}(\lambda)/d\lambda$ мало, то и дисперсии волн «+» и «-». Суммарная картина представляет собой набор светлых и темных пятен, расположение и форма которых позволяют определить, как проходят полосы той или другой систем.

В (1) порядок суммирования может быть любым. В частности, можно сложить сначала первые два слагаемых и образовать «эффективную» волну

$$E_+ \exp \left[i \left(\frac{2\pi d n_+}{\lambda} + \varphi_+ \right) \right] + E_- \exp \left[i \left(\frac{2\pi d n_-}{\lambda} + \varphi_- \right) \right] = E_3 \exp \left(i \frac{2\pi d n_3}{\lambda} \right),$$

где

$$E_3 = \sqrt{E_+^2 + E_-^2 + 2E_+E_- \cos \left[\frac{2\pi d (n_+ - n_-)}{\lambda} + (\varphi_+ - \varphi_-) \right]},$$

и

$$n_3 = -i \frac{\lambda}{2\pi} \ln \left\{ \frac{E_+}{E_3} \exp \left[i \left(\frac{2\pi d n_+}{\lambda} + \varphi_+ \right) \right] + \frac{E_-}{E_3} \exp \left[i \left(\frac{2\pi d n_-}{\lambda} + \varphi_- \right) \right] \right\}.$$

Тогда (1) принимает вид

$$I(\lambda, y) = E_0^2 + E_3^2 + 2E_0E_3 \cos \left(\frac{2\pi d n_3 - by}{\lambda} \right). \quad (2)$$

Выражение (2) формально можно рассматривать как описание двухлучевой ИК. Для данной λ ИК действительно неотличима от двухлучевой с периодом по y , определяемым b .

Отличие проявляется в достаточно широком спектральном интервале, когда зависимость n_3 и E_3 от λ приводит к сложному изменению положений и интенсивностей полос двухлучевых ИК при изменении λ . Можно показать, что если полосы картин «+» и «-» в некотором спектральном интервале имеют одинаковое направление, то зависимость E_3 и n_3 от λ упрощается и результирующая картина подобна ИК «+» («-»).

В работе [1] для иллюстрации представлений о трехлучевой интерференции был проведен модельный эксперимент с двухлучевым интерферометром, содержащим в одном из плеч двупреломляющий элемент. Был бы более наглядным модельный эксперимент, имеющий более тесную связь с ИК, наблюдаемыми в окрестности экситонной линии. На наш взгляд, в связи с этим представляет интерес провести количественный расчет интенсивности света по интерференционному полю и сравнить с экспериментальными ИК, полученными в [1] на кристалле CdS в спектральной области экситонной серии A ($n=1, 2, 3$) при $T=4.2$ К. Удачным, в данном случае, является то обстоятельство, что при неизменной температуре на линиях с $n=1, 2, 3$ проявляются особенности ИК, соответствующие различным значениям затухания γ . Это позволяет про-

вести качественное сопоставление экспериментальных ИК с рассчитанными нами с помощью ЭВМ значениями $I(\lambda, y)$ для различных γ . При расчете использовались данные работы [5]. Толщина кристалла была равна 0.3 мкм. Спектральная зависимость γ и температурный сдвиг λ_L, λ_T не учитывались.

На рис. 1б представлена расчетная трехлучевая ИК для $\gamma=0$. При $\lambda < \lambda_L$, кроме доминирующей картины «—», можно наблюдать более слабую картину «+» в виде следов сильно наклоненных полос, а также взаимную интерференцию «+—» в виде вертикальной структуры. Картина «+» значительно слабее картины «—»², так как в этой спектральной области значение

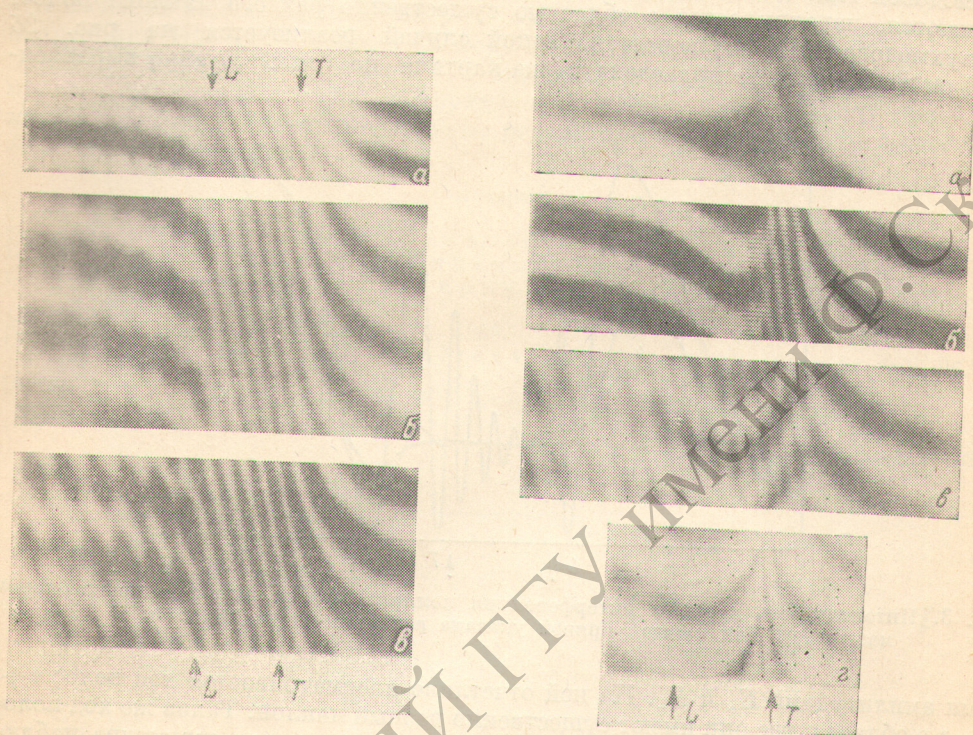


Рис. 1. Картины интерференции вблизи линии $A n=1$ при отсутствии затухания.

Рис. 2. Картины интерференции вблизи линии $A n=1$ при ненулевых затуханиях. Для рис. 2 $\gamma=4 \text{ см}^{-1}$.

$|q| = |\tilde{E}_- / \tilde{E}_+|$ довольно велико, однако оно несколько меньше, чем в [6], за счет того, что фоновая диэлектрическая проницаемость возрастает в коротковолновую сторону от λ_L из-за наличия линии серии $B n=1$. (В наших расчетах в величину q была введена в этом случае поправка).

Для облегчения понимания картины 1б на рис. 1в приводится расчетная ИК, для которой волны «+» и «—» имеют искусственно выравненные амплитуды.

На рис. 1а представлена экспериментальная картина из [1] для $T=4.2 \text{ К}$ ($n=1$). Соответствие расчета с экспериментом хорошее.

На рис. 2б, в, г представлены ИК, рассчитанные для $\gamma \neq 0$. При расчете этих картин применялись специальные методы контрастирования, имеющие реальные аналоги в экспериментальной практике. При отсутствии затухания волна «—» является чисто мнимой в области $\lambda > \lambda_L$ и полностью отражается от гра-

² Уменьшением амплитуды волны E_0 можно выравнять ее с E_+ , и тогда картина «+—» будет иметь размах, близкий к размаху картины «—». (При этом появится сильный постоянный фон от «нескомпенсированной» части волны «—», который можно удалить, используя приемник с соответствующим порогом чувствительности). Размах картины «+» все равно будет в $|q|$ раз меньше. Именно так следует понимать утверждение о выравнивании контраста регулировкой амплитуды опорной волны в [1].

ницы кристалла [6], и ИК здесь определяется волной «+». При $\gamma \neq 0$ величина \tilde{n}_- приобретает вещественную часть [6], и волна «-» начинает проходить через кристалл, внося свой вклад в ИК. При определенном затухании волна «-» уже не очень сильно отличается по амплитуде от волны «+» в некотором спектральном интервале, определяемом поглощением волн «+» и «-» (мнимыми частями \tilde{n}_+ и \tilde{n}_-), а также величиной q . Из [6] следует, что внутри интервала $[\lambda_L, \lambda_T]$ существует область, где n_+ растет, а n_- падает. Соответствующие ИК имели бы сильно отличающиеся направления полос (учет фазы φ_{\pm} не приводит к серьезным качественным отступлениям), что является условием для наблюдения двухмодовой ИК. Если спектральный интервал, где E_+ и E_- не очень сильно отличаются, перекрывается с областью существенно разного наклона полос, то двухмодовая ИК наблюдается. Такой случай реализуется на рис. 2б ($\gamma = 3 \text{ см}^{-1}$). На рис. 2в приведена та же картина, но с искусственно выравнен-

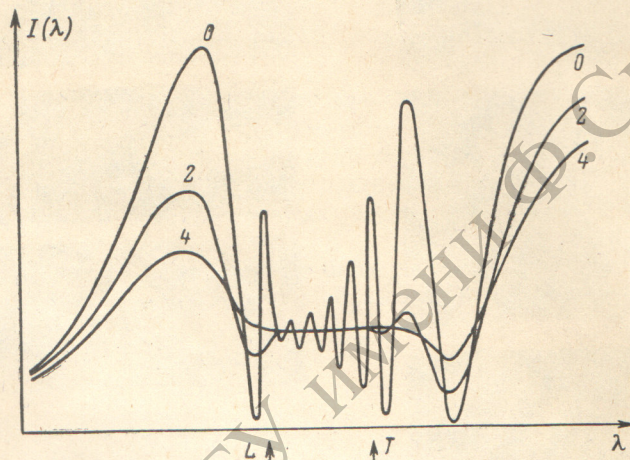


Рис. 3. Интенсивность картины интерференции поляризованных лучей (в произвольном масштабе). Для каждой кривой указана величина затухания в см^{-1} .

ными амплитудами E_+ и E_- . На ней отчетливо просматривается ход полос «+» и «-» в области, где они имеют существенно разный наклон. Таков же ход полос на рис. 2б, но по указанным выше причинам, двухмодовая структура наблюдается в более узком спектральном интервале. (Более благоприятные в этом смысле условия возникают в спектре отражения [2]). Практически на рис. 2б наблюдаются места пересечения полос, по которым можно восстановить картины «+» и «-». Заметим, что раздвоения одной полосы на две, как описано в [6], здесь не наблюдается. Раздвоение, например, светлой полосы на две неизбежно привело бы к прерывистому характеру соседней раздвоенной темной, что является противоречием, так как они должны вести себя одинаково. Кроме того, раздвоение полосы привело бы к уменьшению вдвое периода интенсивности по ординате на некоторой длине волны, что также является противоречием, так как период, как указывалось выше, определяется лишь начальной настройкой интерферометра. (Если не учитывать многолучевую интерференцию, которая практически не проявляется при $\gamma \neq 0$ в области продольно-поперечного расщепления). Таким образом, раздвоение полос, по-видимому, является кажущимся эффектом.

Расчетная картина 2б демонстрирует качественное соответствие с экспериментальной ИК для линии $n=2$ серии А (рис. 2а). Это позволяет, проведя соответствующие расчеты ИК для параметров этой линии (расчеты данной работы проводились для $n=1$), сравнением эксперимента и расчета оценить величину γ для $n=2$.

На рис. 2г помещена расчетная ИК для случая, когда область сравнимых амплитуд E_+ и E_- находится там, где n_- , пройдя через максимум, снова падает практически параллельно n_+ . В этом случае по причинам, описанным выше, двухмодовая картина интерференции не наблюдается.

В данной работе проводились также расчеты для больших F затуханий ($\gamma \approx \nu_{LT}$). В этом случае получалась одномодовая ИК, соответствующая классической дисперсии. Эта ИК находится в качественном согласии с экспериментальной ИК для $n=3$, что позволяет оценить затухание для этого случая величиной порядка ν_{LT} или более.

На рис. 3 представлены в виде графиков $I(\lambda)$ рассчитанные ИК поляризованных лучей для такой настройки интерферометра, когда зависимость фазы от ординаты отсутствует. Полученные картины соответствуют ИК при скрещенных поляризаторах. Здесь не производилось контрастирование, поэтому внутри интервала продольно-поперечного расщепления при ненулевых затуханиях ИК почти не видна. Кривая для $\gamma=0$ имеет экспериментальный аналог в виде фотографии ИК в [6], с которым хорошо согласуется.

Таким образом, теоретически и экспериментально вновь подтверждается правильность представлений о двухмодовой ИК [1], позволяющих правильно интерпретировать экспериментальные результаты и делать выводы о свойствах экситонных переходов.

Литература

- [1] Л. Е. Соловьев, М. О. Чайка. *Опт. и спектр.*, 49, 733, 1980.
- [2] Л. Е. Соловьев, А. В. Бабинский. *Письма ЖЭТФ*, 23, 291, 1976.
- [3] В. А. Киселев, Б. С. Разбирин, И. Н. Уральцев. *Письма ЖЭТФ*, 18, 504, 1970.
- [4] С. И. Пекар. *ЖЭТФ*, 34, 1176, 1958.
- [5] I. V. Makarenko, I. N. Uraltsev, V. A. Kiselev. *Phys. St. Sol.*, 98, 773, 1980.
- [6] М. И. Страшникова, Е. В. Бессонов. *ЖЭТФ*, 74, 2206, 1978.

Поступило в Редакцию 20 декабря 1981 г.