

что соотношение интенсивностей I_i групп α , β и γ спутанных линий будет выглядеть следующим образом:

$$I_\alpha > I_\beta > I_\gamma, \quad (2)$$

что и наблюдалось в указанных экспериментах [7].

Таким образом, интенсивности наблюдавшихся в работе [7] спутанных структур резонансных линий ионов Mg XI и Al XII могут быть объяснены отступлением от коронального распределения населенностей нижних возбужденных уровней Li-подобных ионов Mg X и Al XI. Для более надежного описания таких спектров потребуется, вообще говоря, проведение как дополнительных экспериментов (регистрация спектров с пространственным разрешением, интерферометрические исследования плотности и т. д.), так и более надежных расчетов сечений возбуждения переходов $1s^2 2l \rightarrow 1s 2l 2l'$ электронным ударом.

В заключение следует отметить, что измерение интенсивностей резонансной линии He-подобных ионов и ее диэлектронных спутантов может быть использовано для определения ионизационного состояния, температуры и плотности плазмы. Такой метод может успешно применяться для диагностики корональных областей лазерной плазмы, плазмы пинчей, плазменного фокуса и других лабораторных объектов с плотностью $N_e \approx 10^{16} \div 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Литература

- [1] A. N. Gabriel. Mon. Not. R. Astr. Soc., 160, 99, 1972.
- [2] Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. Квант. электрон., 1, 908, 1974.
- [3] C. P. Bhalla, A. N. Gabriel, L. P. Presnyakov. Mon. Not. R. Astr. Soc., 172, 359, 1975.
- [4] В. А. Бойко, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. Квант. электрон., 5, 394, 1978.
- [5] L. A. Vainshtein, V. I. Safronova. Atom. Data and Nucl. Data Tables, 21, 49, 1978.
- [6] Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова, А. М. Урнов. Препринт ФИАН, № 242, М., 1978.
- [7] V. A. Boiko, A. Yu. Chugunov, T. G. Ivanova, A. Ya. Faenov, I. V. Holin, S. A. Pikuз, U. I. Safronova, A. M. Urnov, L. A. Vainshtein. Mon. Not. R. Astr. Soc., 185, 558, 1978.
- [8] Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. А. Данилычев, В. Д. Зворыкин, А. Н. Лобанов, А. Ф. Сучков, И. В. Холин, А. Ю. Чугунов. Квант. электрон., 4, 1761, 1977.
- [9] В. А. Бойко, А. В. Виноградов, С. А. Пикуз, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы. Итоги науки и техники, т. 27, ВИНТИ, 1980.
- [10] Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. «Наука», М., 1979.

Поступило в Редакцию 20 ноября 1980 г.

УДК 535.36.01

СЕЛЕКТИВНОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ДИСПЕРСНЫМИ ДВУПРЕЛОМЛЯЮЩИМИ СРЕДАМИ С ИЗОТРОПНОЙ ТОЧКОЙ

А. Х. Зильберштейн и Л. Е. Соловьев

Существует целый ряд одноосных кристаллов, в которых на некоторой длине волны света λ_0 наблюдается не вытекающая из симметрии оптическая изотропия. К таким кристаллам относятся соединения группы $A_{II}B_{VI}$ со структурой вюрцита ZnO, CdS, CdSe (и смешанные кристаллы на их основе), AgJ, AgGaS₂, CdGa₂S₄, GeSe₂ и т. п. Наличие изотропной точки λ_0 , как правило, связано с мощными поляризованными линиями на краю поглощения. Оптические

свойства таких кристаллов и специфические особенности распространения поляризованного света в окрестности изотропной точки довольно подробно исследованы [1-5].

В настоящем сообщении исследован селективный характер рассеяния света, обусловленный существованием точки инверсии двупреломления. Давно известно, что мелкодисперсные изотропные тела, погруженные в жидкость с близким показателем преломления, демонстрируют минимальное рассеяние в той области спектра, где имеет место пересечение дисперсионных кривых (ПДК). На основе этого явления были созданы известные фильтры Христиансена [6]. Дальнейшее развитие исследования этого явления в последнее время было получено в работе [7]. Было показано, что в твердотельных двухкомпонентных системах отчетливо наблюдается явление Христиансена, причем удалось изготовить узкополосные оптические фильтры для инфракрасной области спектра с высоким коэффициентом пропускания.

К сожалению, в настоящее время не существует достаточно развитой теории рассеяния света в средах с ПДК. Попытки теоретически рассмотреть этот вопрос предпринимал Рэлей [8]. Суть его теории сводится к тому, что рассеивающая среда предполагается состоящей из последовательности слоев толщиной l_0 , каждый из которых состоит из находящихся в контакте прозрачных зерен с показателями преломления n_2 и n_1 , имеющими диаметр l_0 . Рассматривается результат интерференции света (плоская монохроматическая волна $E = E_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} \times (ct - \mathbf{nr})$), прошедшего через такую среду. Суммарный волновой фронт на выходе из зерен можно записать в виде

$$E_1 = E_0 \cos \frac{\pi(n_1 - n_2)l_0}{\lambda} \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left[ct - \mathbf{nr} - \frac{l_0}{2}(n_1 - n_2) \right],$$

где n — волновая нормаль, l_0 — толщина зерен.

Видно, что уменьшение интенсивности будет пропорционально $\sin^2 \frac{\pi}{\lambda}(n_1 - n_2)l_0$. Тогда в дифференциальной форме

$$dI(\lambda) = -I(\lambda) \sin^2 \frac{\pi(n_1 - n_2)l_0}{\lambda} \frac{d\lambda}{l_0}.$$

Полагая в окрестности λ_0 ($(n_1 - n_2)l_0/\lambda \ll 1$), окончательно получаем

$$I(\lambda) = I_0 \exp\left(-\frac{\pi^2 \Delta n^2 l_0}{\lambda^2}\right).$$

Раман [9] обобщил формулу на случай произвольного заполнения элементарного слоя частицами двух сортов, введя коэффициент заполнения K , равный единице при одинаковом числе частиц разного сорта

$$T = \frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \exp\left(-\frac{k^2 \pi^2 \Delta n^2 l l_0}{\lambda^2}\right).$$

Аналогичная формула получена в [10]. Случай хаотического расположения частиц рассмотрен в [11].

Нам представляется разумным рассмотреть многократное рассеяние света на границах контактирующих зерен, обладающих показателями преломления n_1 и n_2 . Коэффициент отражения для однократного акта рассеяния $R = [(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)]^2 = \Delta n^2 / 4\bar{n}^2$, где \bar{n} — средний показатель преломления. Для многократного рассеяния можно записать распределение Пуассона

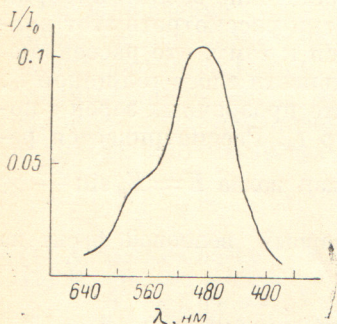
$$T = \exp[-\alpha \Delta n^2(\lambda)],$$

где α — коэффициент пропорциональности, возможно зависящий от размеров частиц и длины волны света. Видно, что качественно зависимость от разности показателей преломления сохраняется при таком рассмотрении. Спектральная зависимость пропускания системы существенным образом связана с дисперсионными свойствами $\Delta n(\lambda) = n_1(\lambda) - n_2(\lambda)$ в окрестности λ_0 , т. е. определяется углом пересечения ДК [1].

Если рассмотреть оптические свойства системы мелкодисперсных одноосных кристаллов, обладающих ПДК для обыкновенного $n_o(\lambda)$ и необыкновенного $n_e(\lambda)$ лучей, можно с достаточным основанием предположить, что имеет место явление, аналогичное описанному выше, и пропускание $T(\lambda)$ этой системы в предположении $\Delta n_{o,e} = \eta(\lambda - \lambda_0)$ (η — обратно пропорциональна разности групповых скоростей света для обыкновенного и необыкновенного лучей $\eta = \Delta n_{rp}/\lambda_0$

$$T(\lambda) = \exp \left[- \frac{\pi^2 \eta^2 (\lambda - \lambda_0)^2 l l_0}{4 \lambda^2} \right].$$

В этом выражении использовано то обстоятельство, что для слабого двупреломления в силу хаотического распределения оптических осей кристаллов среднее значение для показателя преломления необыкновенного луча можно выразить как $\bar{n}_e = n_o(\lambda) - (\Delta n(\lambda)/2)$. Предложенная аналогия с двухкомпонентной средой основывается на следующих соображениях. Представим себе два контактирующих одноосных кристалла, расположенных таким образом, что их оптические оси лежат в плоскости, ортогональной световому лучу и ортогональны между собой. Тогда в поляризованном свете аналогия становится очевидной. Далее требуется усреднение по всем возможным поляризациям света и ориентациям частиц. Теперь уже речь идет о некотором среднем значении двупреломления. Важно, однако, отметить, что на длине волны λ_0 среда будет оптически однородной и рассеяние минимальным.



В [7] изложены обстоятельства, осложняющие описание рассеяния света в подобных дисперсионных фильтрах. Очевидно, полученные формулы следует рассматривать как весьма грубое приближение, по сути дела лишь качественно объясняющие селективный характер рассеяния.

Спектральную зависимость пропускания света, особенно в полупроводниковых кристаллах $A_{III}B_{VI}$, в значительной мере определяет реальное поглощение света, поскольку изотропная точка находится в непосредственной близости от края поглощения, особенно при комнатных температурах. Для систем, основанных на кристаллах со структурой халькопирита, ситуация в этом смысле более благоприятная, однако константа η , определяющая полуширину спектральной функции пропускания, имеет меньшее значение.

В качестве иллюстрации к сделанным выше рассуждениям на рисунке представлен спектр пропускания системы, состоящей из измельченных кристаллов сульфида кадмия с характерным диаметром зерен $l_0 \approx 1$ мкм, $\eta = 6000$ см⁻¹, $\lambda_0 = 523$ нм. Пропускание регистрировалось с помощью спектрофотометра СФ-8 в одноканальном режиме. Прессовались таблетки толщиной порядка 100 мкм при давлении 7 ÷ 10 кбар. Из технологических соображений в прессовку иногда добавлялось небольшое (около 5%) количество серы. Под действием давления сера расплавлялась и, обладая относительно высоким показателем преломления, осуществляла иммерсию. Это способствовало увеличению пропускания фильтра в 2 ÷ 3 раза. Следует отметить, что из-за разности показателей преломления порошка серы и сульфида кадмия в исследованном спектральном диапазоне селективное рассеяние не связано с двухкомпонентностью среды. Наблюдающийся на рисунке максимум пропускания расположен в окрестности изотропной точки, причем спектр пропускания разительно отличается от спектра аморфных слоев сульфида кадмия, в которых наблюдается монотонное возрастание пропускания от края поглощения в область больших длин волн [12]. Следует также обратить внимание на коротковолновое смещение максимума пропускания относительно положения изотропной точки. Это смещение может быть обусловлено сдвигом края поглощения в коротковолновую сторону спектра, присутствием сульфида кадмия в мелкокристаллическом состоянии.

Таким образом, представляется возможным, разумеется при дальнейшем совершенствовании технологии с целью увеличения пропускания, с помощью

двупреломляющих кристаллических систем с ПДК расширить класс веществ с селективным характером рассеяния. Использование тройных соединений со структурой халькопирита позволит создавать оптические фильтры для ближней инфракрасной области спектра.

Литература

- [1] Л. Е. Соловьев, В. С. Рудаков. Вестн. ЛГУ, № 16, 170, 1967; № 4, 23, 1968.
- [2] M. V. Hobden. Nature, 220, № 5169, 781, 1968.
- [3] А. Х. Зильберштейн, Л. Е. Соловьев. Опт. и спектр., 35, 471, 1973.
- [4] Л. Е. Соловьев, А. Х. Зильберштейн. Опт. и спектр., 45, 735, 1978.
- [5] P. R. Henry. Phys. Rev., 143, 326, 1966.
- [6] C. Cristiansen. Ann. Phys., 23, 298, 1884.
- [7] Н. А. Борисевич, В. Г. Верещагин, М. А. Валидов. Инфракрасные фильтры. «Наука и техника», Минск, 1971.
- [8] L. Reyleigh. Nature, 60, 64, 1899.
- [9] C. V. Raman. Proc. Ind. Acad. Sci., 429, 381, 1949.
- [10] Б. И. Степанов, А. П. Пришивалко. Тр. ин-та физики и математики АН БССР, вып. 2, 190, 1957.
- [11] R. H. Clark. Appl. Opt., 7, 861, 1968.
- [12] Физика и химия соединений АГВч. «Мир», М., 1970.

Поступило в Редакцию 2 декабря 1980 г.

УДК 535.345.1 : 539.238

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКИСНЫХ СУПЕРМНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК

В. А. Камин и М. В. Шилова

Однослойные диэлектрические пленки и многослойные структуры с малым числом слоев широко используются для создания пассивирующих и просветляющих покрытий [1]. В настоящее время делаются попытки использовать в приборах прикладной оптики эффективные тонкопленочные системы с числом слоев 10^2 — 10^3 [2]. На основе композиций супермногослойных диэлектрических пленок (СДП) могут быть изготовлены полосовые фильтры, а также просветляющие покрытия для линз и окон оптических приборов, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра [3, 4].

В настоящей работе проведены исследования оптического пропускания супермногослойных пленок, состоящих из чередующихся слоев диэлектриков SiO и GeO. Измерение оптического пропускания СДП производилось на спектрофотометре СФ-26 в диапазоне длин волн 300—800 нм.

Методика изготовления супермногослойных многокомпонентных пленок подробно описана в [6]. Для нанесения СДП образец устанавливается на карусели подложек, которая вращается над несколькими одновременно действующими испарителями. Пересекая потоки испаряемых веществ, образец покрывается многослойной многокомпонентной пленкой, число слоев в которой определяется числом работающих испарителей (количеством компонентов СДП) и количеством оборотов карусели. Толщина наносимых слоев задается скоростью вращения карусели и интенсивностью распыления веществ. Для определения соотношения компонентов в супермногослойной пленке и толщины наносимых слоев одновременно с СДП изготавливаются контрольные образцы, каждый из которых покрывается пленкой только одного компонента. Измерив толщину пленки контрольного образца, которая равна суммарной толщине слоев данного компонента в СДП, и число оборотов карусели, можно рассчитать толщину наносимых слоев.