

Свечение в полосах 430 и 460 нм наблюдается и в других ШГК с  $\text{Eu}^{2+}$  и, согласно работам [4-6], объясняется тем, что первая полоса принадлежит диполям  $\text{Eu}^{2+} + V_k$  (I тип центров), а вторая относится к комплексам  $n(\text{Eu}^{2+} + V_k)$  (II тип центров).

Если применить представления работ [4-6] к нашим условиям, то наблюдавшиеся явления можно объяснить следующим образом. В свежевыращенных кристаллах присутствуют центры как I, так и II типа, и кроме них имеются центры, ответственные за полосы 540 нм и инфракрасную (P-центры). При отжиге центры II и P образуют коллоидные частицы, а одиночные диполи (I тип) остаются в кристалле и при возбуждении люминесцируют, давая полосу 430 нм. Если теперь отожженные образцы снова закалить, то коллоидные частицы рассасываются, образуя центры II и P и увеличивая концентрацию центров I типа, как это следует из спектров поглощения. Однако в спектре свечения такого кристалла, как видно из рис. 1, b, имеются только полосы, принадлежащие центрам II и P. При возбуждении в полосу поглощения центров I типа закаленных кристаллов излучают при 77° К только P-центры, а при комнатной температуре свечение отсутствует, т. е. энергия, поглощаемая центрами I, передается P-центрам, которые при 300° К температурно потушены, а при 77° К излучают полосы с  $\lambda_{\text{max}} = 540$  нм и инфракрасную. При возбуждении в полосу 310 нм этих кристаллов при 300 и 77° К излучают центры II типа.

Природа P-центров пока не известна. Учитывая условия выращивания кристаллов, можно было бы предположить, что P-центры связаны с  $\text{Eu}^+$ . Однако этому противоречит отсутствие поглощения, относящегося к этим ионам. Судя по положениям термов в свободном  $\text{Eu}^+$ , это поглощение следует ожидать в области 350—520 нм, а так как переходы в  $\text{Eu}^+$  разрешены, то интенсивности поглощения должны быть большими. Однако в спектрах поглощения соответствующих полос не наблюдается.

Особенности свечения P-центров в  $\text{NaF-Eu}^{2+}$  в известной степени подобны свечению комплексных центров в вольфраматах свинца и некоторых других соединениях [7]. Бласс и Брилл считают, что в таких центрах свечение связано с переносом заряда от одних примесей к другим. Такое свечение, согласно работе [7], должно быть температурно устойчивым, чего нельзя сказать о наблюдавшемся свечении.

#### Литература

- [1] Я. Я. Кирс, А. И. Лайсаар. Тр. ИФА АН ЭССР, 18, 86, 1960; 12, 42, 1960.
- [2] В. Ф. Писаренко, Г. Д. Потапенко. Некоторые вопросы математики и физики, Краснодар, 1969.
- [3] П. И. Быковский, В. Ф. Писаренко. Люминесценция лантанидов в ионных кристаллах, Краснодар, 1969.
- [4] И. А. Парфианович, П. С. Ивахненко, Е. И. Шуралева. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 1461, 1966.
- [5] R. Capelletti, E. Benedetti, Phys. Rev., 165, 981, 1968; J. H. Crawford. Color Centers in Alkali Halides, Internat. Symp., Rome, 1968.
- [6] Б. С. Горобец, Л. М. Шамовский. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 1001, 1969.
- [7] G. Blasse, A. Brill. Philips Res. Repts., 24, 275, 1969.

Поступило в Редакцию 25 мая 1970 г.

УДК 535.411

### ОБ ОДНОМ СВОЙСТВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ЖАМЕНА

А. С. Мазманшвили и А. С. Тарасенко

Использование интерферометра Жамена обычно ограничивается режимом наблюдения [1], при котором интерференционные лучи имеют нулевую разность хода. Однако известно [2], что вид интерференционных полос зависит от способа наблюдения интерференции. На рисунке показана эквивалентная схема любого двухлучевого интерферометра. Случай  $\mu=0$  ( $\Delta_{\parallel}=0$ ) соответствует наблюдению интерференции в ахроматическом режиме, в случае  $\mu=\pi/2$  ( $\Delta_{\perp}=0$ ) интерференционные максимумы наблюдаются в виде окружностей. Можно показать, что для интерферометра Жамена

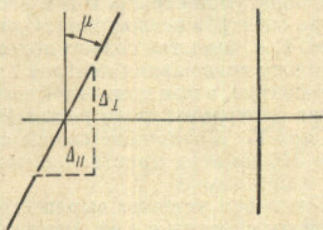
$$\left. \begin{aligned} \Delta_{\perp} &= 2h\epsilon \frac{\sin^4 j - 2n^2 \sin^2 j + n^2}{(n^2 - \sin^2 j)^{3/2}}, \\ \Delta_{\parallel} &= 2h\epsilon \operatorname{tg} j \frac{\sin^4 j - (3n^2 - 1) \sin^2 j + n^2}{(n^2 - \sin^2 j)^{3/2}}, \end{aligned} \right\} (1)$$



где  $h$  — толщина пластин,  $j$  — угол падения луча на первую пластину,  $\epsilon$  — угол между пластинами,  $n$  — показатель преломления, откуда

$$\operatorname{tg} \mu = \operatorname{tg} j \frac{\sin^4 j - (3n^2 - 1) \sin^2 j + n^2}{\sin^4 j - 2n^2 \sin^2 j + n^2}. \quad (2)$$

При  $n \approx 1.55$   $\mu = 0$  для  $j \approx 41^\circ$  и  $\mu = \pi/2$  для  $j \approx 49^\circ$ . Таким образом, используя интерферометр Жамена, можно изучать как поперечную, так и продольную пространственную когерентность [1] поля излучения.



Эквивалентная схема двух-лучевого интерферометра.

Насколько известно, такая возможность использования интерферометра Жамена ранее не рассматривалась, поскольку при описании механизма образования интерференционной картины в интерферометре Жамена авторы [1, 3, 4] обычно ограничивались рассмотрением ахроматического режима наблюдения ( $\mu = 0$ ).

### Литература

- [1] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Изд. «Наука», М., 1970.  
 [2] А. Н. Захарьевский. Интерферометры. Оборонгиз, Л., 1952.  
 [3] А. А. Шишловский. Прикладная физическая оптика. Физматгиз, Л., 1961.  
 [4] А. М. Борбат. Оптические измерения. Изд. «Техника», М., 1967.

Поступило в Редакцию 10 сентября 1970 г.

УДК 539.184.01

## СУММИРОВАНИЕ АТОМНЫХ ФЕЙНМАНОВСКИХ ДИАГРАММ С ПРОСТЫМИ ЗНАМЕНАТЕЛЯМИ. I

Л. Н. Иванов

Расчеты энергетических сдвигов и матричных элементов операторов для основных и первых возбужденных состояний атомов с заполняющей оболочкой  $n=2$  [1, 2] указывают на особую роль в ряду теории возмущений по полному кулоновскому межэлектронному взаимодействию так называемых членов с простыми знаменателями, т. е. знаменателями вида:  $E_i - E_j$ , где  $E_i, E_j$  — одноэлектронные энергии. Этими членами учитывается взаимодействие близко расположенных уровней конфигураций, отличающихся от рассматриваемой конфигурации значением главного квантового числа только одного электрона.

Разлагая волновую функцию в приближении Хартри—Фока в ряд по  $Z^{-1}$ , можно убедиться, что это приближение включает только часть членов с простыми знаменателями из всех порядков теории возмущений и в случае состояний с открытыми оболочками «недиаграммные» члены, не имеющие аналога в ряду теории возмущений. Как показало сравнение результатов расчетов по теории возмущений [1, 2] и по уравнению Хартри—Фока [1, 3, 4], корреляционная поправка от неучтенных в приближении Хартри—Фока членов с простыми знаменателями дает значительный вклад в энергию и составляет до 40% полного вклада от первого порядка при вычислении вероятности перехода типа  $1s^2 2s n_1 2p n_2 - 1s^2 2s n_1 - 1 2p n_2 + 1$ .

В [1] предложено выделять члены с простыми знаменателями и рассчитывать их до более высоких порядков, поскольку их расчет относительно прост. Учет таких членов наряду с полным вторым порядком улучшит результаты в тех случаях, когда уровни возбужденных конфигураций еще не слишком близки к искомому. Однако, как следует из эксперимента, например, уровень  $1s^2 2s 2p^2 S$  атома В даже погружен в уровни конфигурации  $1s^2 2s^2 n s^2 S$ . Это обстоятельство делает бессмысленным расчет всей поправки по теории возмущений, поскольку, как нетрудно показать, ряд в этом случае в прин-