

$$\alpha^r = \pi - \alpha^a, \eta^r = \pi - \eta^a, \vartheta^r = \vartheta^a, \beta^r = \beta^a. \quad (8)$$

Из (8) очевидно, что учет возможных преотражений на границах раздела не приводит к появлению плоских волн с какими-либо иными волновыми параметрами, нежели определенными выше законами преломления. Таким образом, выражения (6) однозначно определяют параметры плоской неоднородной волны общего вида в n -ом слое через параметры волны в любом произвольном m -ом слое ($m < n$), в том числе и через параметры падающей волны в верхнем полупространстве ($j = 1$), т. е. после преломления на $n - 1$ — плоскопараллельной границе раздела поглощающих сред.

При равенстве показателей преломления каких-либо двух слоев ($N_n = N_m$) из (6) следует: $\vartheta_n = \vartheta_m$, $\alpha_n = \alpha_m$, $\eta_n = \eta_m$ и $\beta_n = \beta_m$, т. е. параметры волны в слоях с равными показателями преломления одинаковы. Отсюда, в частности, следует, что при прохождении плоской неоднородной волны общего вида через изолированный симметричный слой с поглощением ее волновые параметры не изменяются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хапалюк А. П., Кприленко А. И.— ЖПС, 1976, т. 24, № 6, с. 1044.
2. Хапалюк А. П., Кприленко А. И.— ЖПС, 1975, т. 23, № 5, с. 893.

Поступила в редакцию
31.03.82.

НИИ ПФП

УДК 538.21 : 537.226.1

М. И. ДАНИЛЬКЕВИЧ

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ КИСЛОРОДНЫХ ШПИНЕЛЕЙ ПРИ МАГНИТНОМ РАЗБАВЛЕНИИ

Сопоставление величин высокочастотной диэлектрической проницаемости ϵ и спонтанной намагниченности M_s ферритов-шпинелей, различающихся химическим составом, но близких по характеристикам кристаллической решетки, показало, что имеется существенное уменьшение ϵ при переходе от сильно- к слабомагнитным шпинелям [1—3]. Аналогичное изменение характерно и для электронной поляризуемости α . Так, например, α сильномагнитных шпинелей CoFe_2O_4 , MnFe_2O_4 , FeFe_2O_4 почти вдвое больше α диамагнитной шпинели MgAl_2O_4 [4]. Большие величины «магнитных» составляющих ϵ и α не позволяют отнести их за счет дипольного момента типа Мория [5].

Исходя из общих соображений о поляризуемости связей [6], т. е. повышении поляризуемости кристаллов при увлечении электронов в межатомное обменное взаимодействие, попытаемся связать величину α при магнитном разбавлении, т. е. при замене магнитоактивных катионов диамагнитными, в кислородных шпинелях с количеством неспаренных $3d$ -электронов, входящих в их состав. Именно неспаренные электроны катионов увлекают $2p$ -электроны анионов O^{2-} в обменную связь.

Электронная поляризуемость ионов кислорода в шпинелях определялась нами через экспериментально измеренный оптический коэффициент преломления n по формуле Лорентц — Лоренца:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \sum_i N_i \alpha_i, \quad (1)$$

$$\text{где } \sum_i N_i \alpha_i = N_{(\text{Me}^{2+})} \alpha_{(\text{Me}^{2+})} + N_{(\text{Me}^{3+})} \alpha_{(\text{Me}^{3+})} + N_{(\text{O}^{2-})} \alpha_{(\text{O}^{2-})}.$$

Количество катионов $N_{(\text{Me}^{2+})}$, $N_{(\text{Me}^{3+})}$ и анионов $N_{(\text{O}^{2-})}$ вычислено по известному химическому составу шпинели и измеренной постоянной кристаллической решетки. Поляризуемость катионов оценена по формуле Кирквуда

$$\alpha = \frac{4}{9za_0} \left(\sum_{i=1}^{z-2, (3)} \overline{r_i^2} \right)^2 \quad (2)$$

с использованием $\overline{r_i^2}$, приведенных в таблице [7]. Естественно, что поляризуемость внешних электронов катионов также изменяется при участии их в обменном взаимодействии. Однако известно [8], что в результате установления связи в первую очередь деформируются отрицательные ионы, поэтому мы относили прирост поляризуемости при магнитном обменном взаимодействии только к ионам кислорода.

Зависимость вычисленной таким образом поляризуемости $\alpha_{(O^2-)}$ от усредненного на один катион количества m нескомпенсированных по спину $3d$ -электронов изображена на рисунке. Здесь приведены в основном данные для тех шпинелей, которые приготовлены и измерены нами в одинаковых условиях. Зависимость α от m можно описать уравнением

$$\alpha = \alpha_0 + am - bm^2, \quad (3)$$

где $\alpha_0 = 1,5 \cdot 10^{-24}$ см³ есть поляризуемость диамагнитной шпинели $MgAl_2O_4$, $a = 0,5 \cdot 10^{-24}$ см³, $b = 0,05 \cdot 10^{-24}$ см³.

При небольших m , когда $\alpha(m)$ близко к прямой линии, величину a можно рассматривать как прирост поляризуемости, приходящийся на один нескомпенсированный электрон магнитоактивного катиона. Можно предположить, что замедление прироста α при больших m связано с тем, что по мере увеличения m все меньшая доля ионов кислорода остается «незадействованной» в обменной связи.

Уменьшение α при магнитном разбавлении можно сопоставить с увеличением энергии края собственного оптического поглощения. Для сильномагнитных шпинелей $FeFe_2O_4$, $NiFe_2O_4$ энергия края $E_{кр}$ поглощения значительно меньше $E_{кр}$ диамагнитной шпинели $MgAl_2O_4$. Эти величины равны соответственно 2,2; 2,4 и 4 эВ. Произведение $E_{кр}\alpha$ остается при этом величиной примерно постоянной. Это согласуется с известными для других кристаллов данными о связи поляризуемости и энергии края поглощения.

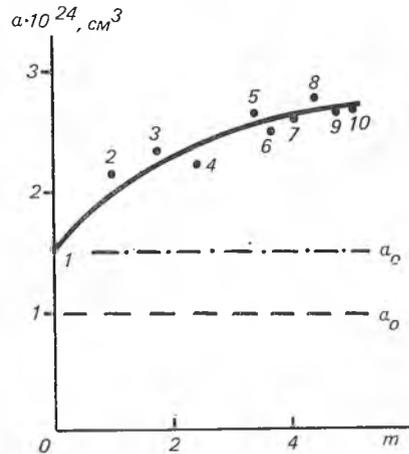
Согласно теории Джило и Новика [9], при магнитном разбавлении количество взаимодействий m' , приходящихся на один магнитный ион, может быть выражено через тепловую энергию в точке Кюри $(3/2)k\Theta$, обменный интеграл пары ионов J_{ab} и суммарные спины S_a и S_b этих ионов

$$m' = \frac{3}{2} k\Theta \frac{1}{|J_{ab}| |S_a| |S_b|}. \quad (4)$$

Предположим, что поляризуемость пропорциональна m' . Тогда

$$\alpha = \frac{3}{2} ck\Theta \frac{1}{|J_{ab}| |S_a| |S_b|}, \quad (5)$$

где c — коэффициент пропорциональности, имеющий размерность поляризуемости. Для известных в литературе данных отношение $\Theta/(|J_{ab}| |S_a| |S_b|)$ в первом приближении повторяет представленную на рисунке связь α и m , т. е. подтверждает сделанное предположение.



Зависимость поляризуемости α ионов кислорода от усредненного количества m нескомпенсированных $3d$ -электронов катионов в шпинелях:

1— $MgAl_2O_4$; 2— $CoGa_2O_4$; 3— $CoGa_{1,6}Fe_{0,4}O_4$; 4— $CoGa_{1,2}Fe_{0,8}O_4$; 5— $MgFe_2O_4$; 6— $CoGa_{0,4}Fe_{1,6}O_4$; 7— $NiFe_2O_4$; 8— $CoFe_2O_4$; 9— $FeFe_2O_4$; 10— $MnFe_2O_4$ α_0 — поляризуемость иона кислорода в шпинели $MgAl_2O_4$, α_c — поляризуемость атома кислорода, вычисленная по Кирквуду

Все изложенные здесь результаты приводят к выводу о том, что при магнитном разбавлении в ферритах имеет место существенное уменьшение электронной поляризуемости и что оно связано с уменьшением при этом числа магнитных связей в решетке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилькевич М. И., Сирота Н. Н.—В сб.: Физические свойства ферритов. Минск, 1967, с. 63.
2. Данилькевич М. И., Литвинович Г. В.—Вестн. Белорусского ун-та. Сер. I, мат., физ., мех., 1972, № 3, с. 56.
3. Данилькевич М. И., Литвинович Г. В., Молосаева Н. И., Смирнова Т. Ф.—В сб.: Структура и свойства ферритов. Минск, 1974, с. 200.
4. Данилькевич М. И., Литвинович Г. В.—Вестн. Белорусского ун-та. Сер. I, мат., физ., мех., 1976, № 3, с. 33.
5. Мория Т.—УФН, 1969, т. 98, № 1, с. 81.
6. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела, ч. 2,— М., 1979.
7. Бандт И. М., Гржасковская М. Б. Таблицы собственных значений энергий электронов, плотностей вблизи нуля и средних значений в самосогласованных полях атомов и ионов, $2 \leq z \leq 52$.— Л., 1974.
8. Рейсленд Дж. Физика фононов.— М., 1975.
9. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных оксидов, ч. I.— М., 1976.

Поступила в редакцию
10.05.82.

Кафедра физики твердого тела

УДК 621.382.39

М. И. ДЕМЧУК, В. Н. ВИШНЕВСКИЙ,
В. П. МИХАЙЛОВ, К. В. ЮМАШЕВ

УСТРОЙСТВО СИНХРОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ «АГАТ»

Перспективы развития и широкое распространение методов лазерной пикосекундной спектроскопии во многом определяется средствами прямых измерений ультракоротких процессов. На сегодняшний день единственным средством прямых измерений являются приборы (камеры) на базе ЭОПов, имеющие в настоящее время временное разрешение $\sim 10^{-12}$ с и выше. Однако проблема синхронизации запуска таких камер, особенно на самых коротких развертках, несмотря на имеющиеся попытки [1], остается до настоящего времени весьма актуальной.

В режиме пассивной синхронизации мод лазер генерирует последовательность оптических импульсов, различающуюся интенсивностью и длительностью. Соответственно будут изменяться и электрические импульсы

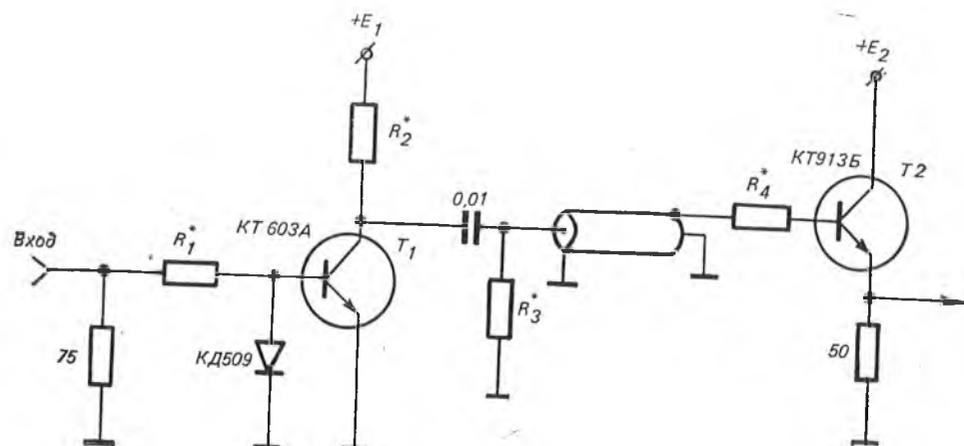


Рис. 1. Схема устройства синхронного запуска