

ка. Измеренные значения $|\Gamma|$ совпадают с расчетными данными ($\sim 1\%$) и убедительно свидетельствуют как о правомерности выбранной для анализа электродинамической модели полупроводника («диэлектрик с потерями»), так и о корректности проведенных расчетов.

Авторы выражают благодарность А. Н. Сандалову за помощь в проведении численных расчетов на ЭВМ.

Поступила в редакцию
26.3 1972 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 538.11

К. П. БЕЛОВ, А. Н. ГОРЯГА, Л. Г. АНТОШИНА

О ПРИРОДЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ СИСТЕМЫ $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$

Кристаллографические свойства системы ферритов $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ впервые были подробно исследованы Ониши и Тераниши [1]. Ими было получено, что в этой системе

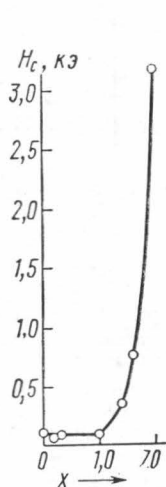


Рис. 1. Коэрцитивная сила H_c образцов системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ в зависимости от их состава при 78°K

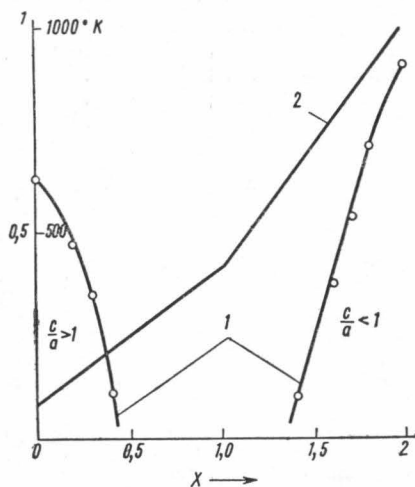


Рис. 2. Температуры тетрагонально-кубического перехода (кривая 1) и распределение ионов Cu^{2+} по А- и В-местам (кривая 2) в зависимости от содержания хрома для $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ системы

ферритов существуют образцы с тетрагонально-искаженной структурой шпинели, которая возникает в результате того, что ионы Cu^{2+} как в тетраэдрических (А-местах), так и в октаэдрических (В-местах) являются ян-теллеровскими ионами. Однако в литературе нет сведений о поведении магнитных свойств, связанных с магнитной анизотропией, в зависимости от состава системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$. Поэтому представляло интерес провести исследование намагниченности I_s , коэрцитивной силы H_c и магнитострикции λ образцов как в зависимости от температуры, так и от их состава.

Образцы системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ($x=0,0; 0,2; 0,3; 1,0; 1,4; 1,6; 2,0$) были приготовлены нами из окислов CuO , Fe_2O_3 и Cr_2O_3 марки ЧДА по керамической технологии, предложенной в работе [1]. В полях до 13 кэ, создаваемых электромагнитом, исследование намагниченности проводилось баллистическим методом от температуры жидкого азота до температуры Кюри θ_f , а магнитострикция изучалась с помощью тензодатчиков в интервале температур от $78,5^\circ\text{K}$ до температуры 400°K . Магнитные свойства образца CuCr_2O_4 изучались также и в импульсных магнитных полях до 200 кэ при температуре жидкого азота: магнитострикция измерялась с помощью выносного

пьезоэлектрического датчика [2], а для измерения намагниченности применялся индукционный метод с использованием дифференциальных катушек [3].

Исследование коэрцитивной силы в зависимости от состава при 78,5°K показало, что с увеличением содержания ионов Cr^{3+} вплоть до $x=1,0$ ее величина практически не меняется, а потом резко возрастает (рис. 1 и табл.). Так как $H_c \sim K_1/I_s$, то на основании полученных нами результатов можно сделать вывод, что резкий рост H_c связан не столько с уменьшением намагниченности, сколько с увеличением константы магнитной анизотропии K_1 . Используя формулу $H_c = K_1/4I_s$, мы провели качественную оценку величины константы магнитной анизотропии K_1 (табл.). Несмотря на то что данная оценка величины константы K_1 довольно груба, полученное значение K_1 для CuFe_2O_4 хорошо согласуется с результатами работы [4], в которой методом ферромагнитного резонанса было получено, что при 78,5°K у данного образца $K_1 = -2,06 \times 10^5 \text{ эрг/см}^3$. Видно, что с увеличением содержания ионов Cr^{3+} константа K_1 вначале немного уменьшается, а потом, начиная с составов $x > 1,0$, резко возрастает.

Образец	294°K c/a	78,5°K			
		H_c , э	I_s , эс	$ K_1 \times 10^{-5}$, эрг/см ³	$ K_1 \times 10^2$, см ⁻¹ /мол
CuFe_2O_4	1,04	100	160,0	2,0	8,7
$\text{CuFe}_{1,8}\text{Cr}_{0,2}\text{O}_4$	1,04	100	140,0	1,8	8,0
$\text{CuFe}_{1,7}\text{Cr}_{0,3}\text{O}_4$	1,04	100	118,0	1,5	7,2
CuFeCrO_4	1,00	100	67,6	0,9	5,0
$\text{CuFe}_{0,6}\text{Cr}_{1,4}\text{O}_4$	1,00	370	51,7	2,4	15,4
$\text{CuFe}_{0,4}\text{Cr}_{1,6}\text{O}_4$	0,91	785	48,4	4,8	28,9
CuCr_2O_4	0,91	3200*	32,9*	13,3	90,0

* H_c и I_s для CuCr_2O_4 взяты из данных, полученных в импульсных полях $\sim 200 \text{ кэ}$.

Как следует из работ [5—7], основными механизмами магнитной анизотропии являются: магнитное диполь-дипольное взаимодействие, одноионная анизотропия и анизотропный обмен. Для того чтобы выявить, какой из этих механизмов в основном ответствен за константу магнитной анизотропии исследуемых образцов, мы изучили поведение магнитострикции у образцов системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$. Оказалось, что образцы составов с $x=0,0 \div 1,0$ обладают значительно большей магнитострикцией, чем образцы с $x > 1,0$. На основании этого нами сделан вывод о том, что у образцов с $x=0,0 \div 0,3$ ($c/a > 1$) за магнитную анизотропию ответственны диполь-дипольное взаимодействие, одноионная анизотропия и анизотропный обмен; у образцов с $x=1,0$ ($c/a=1$) — одноионная анизотропия; у образцов с $x=1,4; 1,6; 2,0$ ($c/a < 1$) магнитная анизотропия обусловлена в основном диполь-дипольным взаимодействием, а вклад от одноионной анизотропии незначителен.

Вклады в одноионную анизотропию будут давать только ионы Fe_A^{3+} , Fe_B^{3+} и ион Cu^{2+} , находящийся в искаженном октаэдре. Таким образом, по мере замещения железа хромом и, следовательно, выходом ионов Cu^{2+} в А-места (рис. 2) вклады за счет одноионной анизотропии и анизотропного обмена должны только уменьшаться, а что касается диполь-дипольного взаимодействия, то оно присутствует только у образцов с тетрагонально-искаженной кристаллографической структурой, причём у образцов с $c/a < 1$, у которых относительное искажение $\left| \frac{c-a}{a} \right|$ больше, диполь-дипольное взаимодействие достаточно сильное. На основании вышесказанного становится ясно, почему константа анизотропии у системы $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ вначале немного уменьшается, а потом, начиная с $x > 1,0$, она резко возрастает.

ЛИТЕРАТУРА

- Ohnishi H., Teranishi T. J. Appl. Soc. Japan, **16**, No. 1, 1961.
- Пономарев Б. К., Левитин Р. З. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 188, 1968.
- Jacobs I., Lawrence P. Rev. Soc. Instr., **29**, 713, 1958.
- Okamura T., Kojima J. Phys. Rev., **86**, No. 6, 1040, 1952.
- Kanamory J., Magnetism eds. G. T. Rado and Suhl, Acad. Press, N.—Y., v. 1, 1963, p. 127.

6. Bertaut E. F., Magnetism, eds G. T. Rado and Suhl, Acad. Press, N.—Y., v. 3, 1963, p. 149.

7. Josida K. J. Appl. Phys., 39, 508, 1968.

Поступила в редакцию
11.4 1973 г.

Кафедра общей физики
для биологов

УДК 539.186

В. В. БАЛАШОВ, Н. М. КАБАЧНИК, И. П. САЖИНА

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ФОРМА РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

В работах [1, 2] была теоретически рассмотрена резонансная (через автоионизационное состояние) ионизация простейших атомов при их взаимодействии с быстрыми электронами. При этом возможно сильное изменение формы резонансных линий в спектрах электрируемых электронов в зависимости от угла эжекции. Эти заключения проливают свет на причины ряда качественных закономерностей, подмеченных в первых опытах по изучению ионизации быстрыми частицами атомов гелия [3]; однако специальное экспериментальное исследование этого вопроса только начинается.

Интересно знать, в какой мере аналогичные эффекты могут быть присущи и процессу резонансной фотоионизации атомов. Теоретическое изучение этого вопроса становится особенно актуальным в связи с интенсивным развитием в последнее время фотоэлектронной спектроскопии атомов и молекул [4].

Общий формализм для описания угловых распределений и формы резонансных линий электронов при фотоионизации атомов был изложен ранее в [5]. Было показано, что в общем случае форма резонансной линии в спектре фотоэлектронов зависит от угла наблюдения, или, другими словами, форма углового распределения фотоэлектронов меняется с энергией в области резонанса. Совсем недавно аналогичный вопрос был затронут в работах группы Фано [6] в связи с рассмотрением автоионизационных ротационных уровней молекулы водорода. Из расчетов, проведенных в [6], следует, что при фотоионизации молекулы водорода, обсуждаемые эффекты достаточно сильны и могут представлять практический интерес. В данной заметке даются конкретные количественные иллюстрации фотоионизации атомов в условиях, типичных для атомного фотоэффекта.

В случае ионизации атомов электронным ударом главной причиной изменения формы резонанса с углом эжекции является интерференция переходов различной мультипольности [2]. Механизм фотоионизации атомов проще, так как происходит жесткий отбор дипольных переходов. Следовательно, источником эффекта может быть только интерференция переходов, отвечающих разным значениям углового момента фотоэлектронов. С этой точки зрения случай атома гелия (достаточно типичный для ионизации электронным ударом) оказывается тривиальным в задаче о фотоионизации. Ион-продукт образуется в s -состоянии и, следовательно, угловое распределение фотоэлектронов в резонансе не отличается от углового распределения электронов прямой фотоионизации, а форма резонансной линии при всех углах эжекции совпадает с формой линии фотопоглощения.

Из более тяжелых атомов практический интерес представляет фотоионизация атомов благородных газов, так как здесь при постановке опыта не требуется специальных мер для избавления от молекулярных эффектов.

В данной работе возьмем в качестве примера неон. В атоме неона переходы серии $2s-np$ соответствуют уровням, которые располагаются выше порога ионизации внешней $2p$ -оболочки и проявляются как резонансы фотопоглощения. Электроны распада могут находиться в s - и d -состояниях и соотношения между амплитудами этих двух каналов, включая их фазовые соотношения, представляют собой ценную спектроскопическую информацию о свойствах распадающихся состояний. Угловые распределения фотоэлектронов оказываются гораздо более чувствительными к этим соотношениям, чем полные сечения фотопоглощения.

В дипольном приближении угловое распределение фотоэлектронов для неполяризованных фотонов описывается формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left(1 - \frac{1}{2} \beta P_2(\cos \theta) \right). \quad (1)$$

В случае поляризованного излучения тот же параметр β определяет угловое распределение фотоэлектронов относительно вектора поляризации фотонов: