

АНИЗОТРОПИЯ УГЛА СРЫВА АФМР И КРИТИЧЕСКОГО УГЛА МАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$

А. В. Олейник, П. И. Поляков, В. А. Попов

Хорошо известно, что магнитная анизотропия двухосного антиферромагнетика (АФМ), к которому относится и $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, выделяет в таком АФМ легкую плоскость (ЛП), т. е. плоскость опрокидывания магнитных подрешеток (ОП) в достаточно сильном магнитном поле \mathbf{H} , параллельном легкой оси (ЛО) кристалла, перпендикулярную ей и проходящую через ЛО трудную плоскость (ТП), а также промежуточную плоскость (ПП), перпендикулярную ЛО.

Особенности ОП — фазового перехода (ОПФП) в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \text{ТП}$ впервые изучались в работах [1, 2]. Более полная теория ФП в двухосном АФМ развита в [3].

Отклонение поля \mathbf{H} от ЛО сопровождается ростом поля $H_{\text{п}}$ ОПФП первого рода (ОПФП) с увеличением $\psi = (\widehat{\mathbf{H}}, \text{ЛО})$ и появлением на фазовой диаграмме в плоскости (H, ψ) критической точки фазового перехода первого рода (КТ) с координатами $(H_{\text{к}}, \psi_{\text{к}})$.

Наименьшее значение $\psi_{\text{к}} = \psi_{\text{кн}}$ принимает, если поле \mathbf{H} лежит в ЛП. В этом случае $\psi_{\text{кн}} \approx \arcsin [(H_{\text{п}} - H_2)/H_{\text{п}}]$, где $H_{\text{п}}$ — поле ОПФП, H_2 — нижнее граничное поле области устойчивости опрокинутой фазы [3], а $H_{\text{кн}} = H_{\text{п}} \sec \psi_{\text{кн}}$. Если же \mathbf{H} лежит в ТП кристалла, то $H_{\text{к}}$ достигает значений, сравнимых с обменным полем, а $\psi_{\text{кн}} \approx \arccos (r^{-1/2})$, где $r = H_{\text{ат}}/H_{\text{ап}}$; $H_{\text{ат}}$, $H_{\text{ап}}$ — поля магнитной анизотропии вдоль трудной и промежуточной магнитных осей [3]. Таким образом, значение $\psi_{\text{к}}$ в двухосном АФМ увеличивается по мере приближения плоскости, содержащей \mathbf{H} и ЛО, к ТП.

Наибольшая трудность в изучении ОПФП в $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ связана с малостью угла $\psi_{\text{кн}}$. По оценке, в [4] при $T=0$ угол $\psi_{\text{кн}} \approx 9'$ и уменьшается до значения $\psi_{\text{кн}} \approx 4.6'$ при повышении температуры до 1.65 К. В то же время при $r=2.98$ [4] $\psi_{\text{кн}} \approx 54.6^\circ$.

В экспериментальных работах, изучающих КТ в двухосных АФМ, принято считать, что плоскость отклонения магнитного поля \mathbf{H} от ЛО параллельна ЛП кристалла. Однако в реальном эксперименте это не совсем так и магнитное поле \mathbf{H} , отклоняясь от ЛО в какой-то своей плоскости, имеет проекции как на ЛП, так и на ТП кристалла. В данной работе мы выясним степень влияния проекции \mathbf{H} на ТП на значение $\psi_{\text{кн}}$.

Изучение угла срыва АФМР в области низких частот в поле \mathbf{H} , лежащем в ЛП [4], показывает, что при достаточной малости частоты АФМР ν значение угла срыва $\psi_{\text{ср}}$ соизмеримо со значением $\psi_{\text{кн}}$. Таким образом, изучая поведение угла срыва АФМР на низких частотах, можно получить вполне надежную информацию о поведении критического угла ОПФП в данном АФМ кристалле.

На рис. 1 приведены экспериментальные результаты исследования угла $\psi_{\text{ср}}$ срыва АФМР в зависимости от угла α между ЛП и плоскостью, проходящей через ЛО, в которой происходит отклонение магнитного поля \mathbf{H} от ЛО. Образцом $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ служили диски *bc*-пластинки диаметром 3 мм и толщиной 0.15 и 0.4 мм. Частота ВЧ-поля $\nu = 2.408$ ГГц, температура 1.94 ± 0.01 К. Вплоть до $\alpha = 30 \div 40^\circ$ угол срыва $\psi_{\text{ср}}$ мало изменяется. При дальнейшем увеличении угла α значение $\psi_{\text{ср}}$ постепенно возрастает. Это возрастание становится особенно резким при приближении α к 90° , когда $\psi_{\text{ср}}$ достигает значений 45° .

Обнаруженная анизотропия поведения $\psi_{f\alpha}$ является следствием магнитной анизотропии в промежуточной плоскости (bc -плоскость) и является специфической особенностью двухосных АФМ, отсутствующей у одноосных АФМ.

На рис. 2 приведены результаты измерений угла $\psi_{f\alpha}$ срыва АФМР, отсчитываемого от ЛО в ЛП, как угла ψ_{α} между ЛО и проекцией поля \mathbf{H} на ЛП при фиксированном угле ψ_{τ} между ЛО и проекцией поля \mathbf{H} на ТП (плоскость ac).

В качестве образца в этих измерениях выбирался диск диаметром 3 и толщиной 0.35 мм, вырезанный из ac -пластинки. Как видно из приведенных данных, функциональная зависимость угла $\psi_{f\alpha}$ срыва АФМР от ψ_{τ} с уменьшением частоты ВЧ-поля уменьшается, так что при минимальной частоте $\nu=1.175$ ГГц величина $\psi_{f\alpha}$ убывает приблизительно на одну минуту при увеличении ψ_{τ} от 0

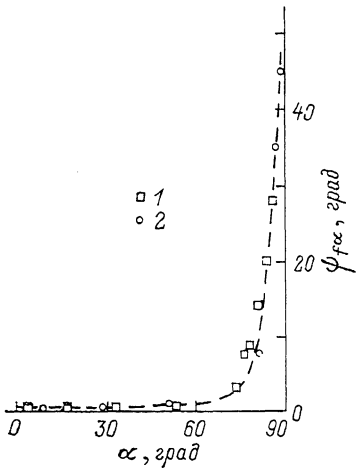


Рис. 1. Зависимость угла $\psi_{f\alpha}$ срыва АФМР от угла α .

Толщина образца 0.15 (1) и 0.4 мм (2).

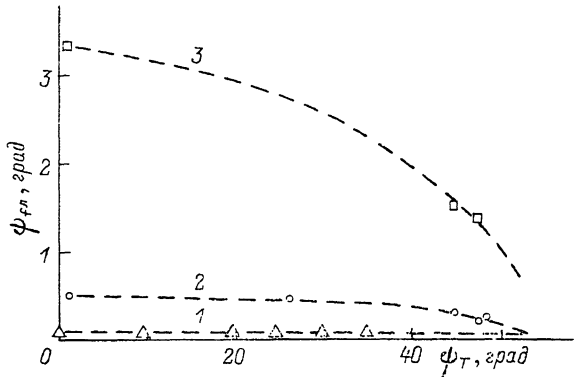


Рис. 2. Зависимость угла $\psi_{f\alpha}$ срыва АФМР от угла ψ_{τ} .

ν , ГГц: 1 — 1.175, 2 — 2.4, 3 — 5.0. $T \approx 1.94$ К

до 35° . Несколько больше градиент $d\psi_{f\alpha}/d\psi_{\tau}$ в интервале значений ψ_{τ} от 0 до 35° на частоте $\nu=2.4$ ГГц. Наиболее сильная зависимость $\psi_{f\alpha}$ от ψ_{τ} наблюдается на частоте $\nu=5$ ГГц.

Как показывают экспериментальные данные, значения углов срыва $\psi_{f\alpha}$, $\psi_{f\alpha}$ для изохроны $\nu \approx 2.4$ ГГц слабо зависят как от угла α между ЛП и плоскостью отклонения поля \mathbf{H} от ЛО, так и от угла ψ_{τ} между составляющей поля \mathbf{H} на ТП и ЛО. Градиент $d\psi_{f\alpha}/d\alpha$ составляет приблизительно $20''/\text{град}$ в первом случае и $d\psi_{f\alpha}/d\psi_{\tau} \approx 10''/\text{град}$ во втором. Эти градиенты еще меньше для изохрон $\nu=1.75$ ГГц. Поэтому АФМР, будучи очень чувствительным к появлению составляющей поля \mathbf{H} на промежуточную ось b , оказывается слабо чувствительным к появлению составляющей поля \mathbf{H} на трудную ось c .

Из сравнения значений $\psi_{f\alpha}$ и $\psi_{f\alpha}$ при $\psi_{\tau}=\alpha=0$ на частоте $\nu=2.4$ ГГц видно, что угол срыва АФМР практически не зависит от формы исследуемого образца. Значения $\psi_{f\alpha}$ при различных ψ_{τ} на самой низкой частоте $\nu=1.175$ ГГц можно рассматривать, согласно [4], как верхнюю границу допустимых значений $\psi_{к.1}$. Отсюда можно сделать заключение, что $\psi_{к.1}$ слабо уменьшается с увеличением ψ_{τ} до 45° и малые отклонения ψ_{τ} ($\sim 5^\circ$) и α от нуля, т. е. малые составляющие поля \mathbf{H} на ТП, не сказываются заметным образом на результатах эксперимента и могут не учитываться.

- [1] Ubbink J. // Physica. 1953. V. 19. N 1. P. 9—25.
 [2] Gorter C. J., Haantjes J. // Physica. 1952. V. 18. N 2. P. 285—294.
 [3] Попов В. А., Скиданенко В. И. // УФЖ. 1974. Т. 19. № 3. С. 387—396.
 [4] Олейник А. В., Поляков П. И., Попов В. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 9. С. 2635—2643.

Донецкий физико-технический
институт АН Украины

Поступило в Редакцию
31 июля 1991 г.

УДК 535.370

© Физика твердого тела, том 34, № 2, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 2, 1992

ОСТОВНО-ВАЛЕНТНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В КРИСТАЛЛАХ НА ОСНОВЕ CsBr

*А. С. Волошиновский, В. Б. Михайлик, П. А. Родный,
С. Н. Пидзырайло*

После обнаружения излучательных остовно-валентных (ОВ) переходов в BaF_2 и некоторых щелочно-галогидных кристаллах внимание исследователей привлекли более сложные соединения. Были изучены свойства ОВ-люминесценции некоторых бикатионных фторидов [1, 2] и хлоридов [3, 4]. Представляет определенный интерес исследование бромидов, в частности сравнение характеристик кристалла CsBr и кристаллов, содержащих, кроме цезия, дополнительный двухвалентный катион.

Фторид цезия занимает особое место в ряду щелочно-галогидных кристаллов, обладающих ОВ-люминесценцией. Для CsBr характерно спектральное перекрытие полосы свечения синглетных экситонов и полос, которые можно отнести к ОВ-люминесценции. Эти два вида свечения трудно разделить, поскольку для синглет-синглетных экситонных переходов характерны времена спада единицы наносекунд, а для ОВ-переходов — наносекундные и субнаносекундные времена спада. Энергетический зазор между остовной и валентной зонами E_{g2} кристалла CsBr сравним с энергией создания анионных экситонов E_{ex}^a , что затрудняет выход ОВ-свечения из образца. Показано, что в CsBr, кроме реабсорбции ОВ-свечения, имеются предпосылки для участия нерелаксированных остовных дырок в оже-переходах [5]. Таким образом, процесс преобразования энергии в CsBr достаточно сложен и принадлежит кратковременного ультрафиолетового свечения к ОВ-люминесценции вызывает сомнения [6].

Обычно при переходе от простого бинарного к тройному (бикатионному) соединению условия регистрации ОВ-люминесценции улучшаются за счет роста ширины «основной» запрещенной зоны E_{g1} и возрастания величины E_{ex}^a . Для этого необходимо, чтобы потенциал ионизации остовных электронов у «дополнительных» катионов был выше соответствующей величины для «исходного» катиона (Cs^+) [7]. В настоящей работе исследовались люминесцентные характеристики перовскитоподобных кристаллов CsSrBr_3 и CsCaBr_3 в сравнении с кристаллами CsBr.

Монокристаллы CsSrBr_3 и CsCaBr_3 выращивались из предварительно обезвоженного сырья CaBr_2 , SrBr_2 и CsBr методом Стокбаргера в графитированных кварцевых ампулах. Измерения спектров люминесценции и кинетики ее затухания проводились при возбуждении короткими ($\Delta t_{0.5} = 2 \div 10$ нс) рентгеновскими ($U_A = 30$ кВ, $I_A = 50 \div 800$ мА) импульсами с частотой следования 100 кГц.