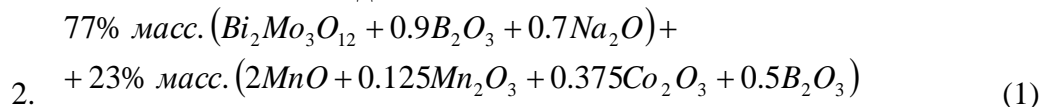


1. Выращены новые монокристаллы - людвигиты $M'3-xM''BO_5$, $M'=Co$; $M''=Mn$

Монокристаллы $Mn_{2.25}Co_{0.75}^{11}BO_5$ были выращены раствор-расплавным методом. Раствор-расплавная система имела вид:



Предполагается, что двухвалентная подсистема включает в себя только катионы марганца, а добавки оксида кобальта приводят к появлению в кристалле катионов Co^{3+} .

Раствор-расплав, массой $m = 81$ г, готовился последовательным сплавлением в платиновом тигле ($V = 100 \text{ см}^3$), при $T = 1100^\circ\text{C}$, смесей порошков Bi_2O_3 - MoO_3 - B_2O_3 , затем Mn_2O_3 и Co_2O_3 , последним порциями добавлялся порошок Na_2CO_3 (при нагревании происходит реакция термического разложения карбоната, сопровождаемая выделением углекислого газа: $Na_2CO_3 \rightarrow Na_2O + CO_2$). Для приготовления системы (1) был использован химический реактив $H_3^{11}BO_3$, содержащий изотоп бора ^{11}B . При нагревании происходит реакция термического разложения борной кислоты $H_3^{11}BO_3$ на оксид бора B_2O_3 и воду H_2O , с дальнейшим испарением воды. Поэтому, при использовании борной кислоты в качестве исходного компонента для приготовления раствора-расплава, выражение (1) справедливо. После гомогенизации при $T = 1100^\circ\text{C}$ в течение 3 часов, проводилось фазовое зондирование и определение параметров раствора-расплава. Более подробно синтез описан в статье [28].

На стадии роста, после проведения поисковых исследований, раствор-расплав был вновь гомогенизирован при $T=1100^\circ\text{C}$ в течение 3 часов. Затем, температура в печи сначала понижалась быстро, со скоростью $dT/dt = 200^\circ\text{C}/\text{час}$ до температуры $T_{\text{start}} = (T_{\text{sat}} - 5)$ ($T_{\text{sat}} = 965^\circ\text{C}$), затем медленно, со скоростью $dT/dt = 4^\circ\text{C}/\text{сутки}$. Через трое суток тигель извлекался из печи, раствор-расплав сливался. Выросшие кристаллы отделялись от остатков раствора-расплава травлением в 20% водном растворе азотной кислоты. Полученные кристаллы имели вид вытянутых призм, вид монокристаллов представлен на рисунке 1.

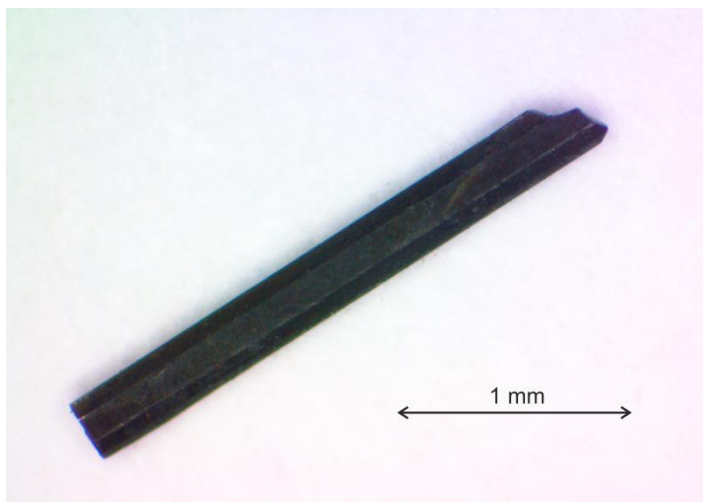


Рисунок 1. Полученный монокристалл людвигита $Mn_{2.25}Co_{0.75}^{11}BO_5$

Структура выращенных кристаллов определялась с применением дифракции нейтронов, в которых использовался поликристаллический многодетекторный кольцевой нейтронный

дифрактометр ДИСК с постоянной длиной волны на нейтронном пучке исследовательского реактора ИР-8 в НИЦ «Курчатовский институт», $\lambda = 2.438 \text{ \AA}$. Измерения нейтронной дифракции проводились при $T=300\text{K}$, 100K , 60K , 50K , 10K , 3.5K . Аппроксимация экспериментальных данных проводилась в программе FullProf. Предварительное описание показало, что пространственная группа изучаемого соединения $\text{Mn}_{3-x}\text{Co}_x\text{VO}_5$ *Pbam*. Параметры решетки и позиции атомов при различных температурах приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Параметры кристаллической ячейки $\text{Mn}_{2.25}\text{Co}_{0.75}^{11}\text{VO}_5$ при температуре 100K

$a, \text{ \AA}$	$b, \text{ \AA}$		$c, \text{ \AA}$	$V, \text{ \AA}^3$	
9.2378±0.002 3	12.5603±0.0031		3.0793±0.0005	357.24	
	X	Y	Z	Occupancy	atom_site_B_iso
Me1 Mn (2+)	0	0	0.5	0.10±0.1	24±20
Me1 Co (2+)	0	0	0.5	0.90±0.1	24±20
Me2 Mn (2+)	0.5000	0	0	0.95±0.05	-1.86±1.31
Me2 Co (2+)	0.5000	0	0	0.05±0.05	-1.86±1.31
Me3 Mn(2+)	0±0.09	0.02±0.18	0.5	0.98–0.53	94.34±44.38
Me3 Co(2+)	0±0.09	0.02±0.18	0.5	0.02+0.53	94.34±44.38
Me4 Mn(3+)	0.589±0.008	0.167±0.006	0	0.02+0.24	-3.61±1.23
Me4 Co(3+)	0.589±0.008	0.167±0.006	0	0.98–0.24	-3.61±1.23
O1	0.1102±0.002 7	0.1233±0.002 4	0.5	1.0000	-2.17±0.58
O2	0.3916±0.002 4	0.0671±0.001 8	0.5	1.0000	-3.16±0.59
O3	0.3617±0.002 4	0.2763±0.001 5	0	1.0000	-4.61±0.52
O4	0.1374±0.006 6	0.9627±0.005 2	0	1.0000	6.75±1.81
O5	0.1498±0.003 6	0.3692±0.004 2	0	1.0000	1.98±1.29
B	0.2990±0.001 8	0.3777±0.001 9	0	1.0000	-6.40±0.43

Было установлено, что ионы марганца по большей части занимают позиции валентности 2+ в позициях Mn1, Mn2 и Mn3, в то время как ионы кобальта – позиции с валентностью 3+ в позициях Co1. С понижением температуры размер ячейки уменьшается, сдвигаются координаты x и y для позиций Mn3 и Co1.

При понижении температуры в нейтронограмме появляются дополнительные пики, связанные со спиновым упорядочением. Мы отнормировали на максимальное значение пики нейтронограммы и из данных при низких температурах вычли экспериментальные кривые, полученные при высоких температурах. Расшифровка дополнительных пиков будет продолжена.

В отчете представлены данные для трех образцов, которые ниже записаны как $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$, так и $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$ и $Mn_{3-x}Co_xVO_5$. Для последнего образца соотношение между марганцем и кобальтом составляет 2:1 при синтезе.

2. Температурные зависимости намагниченности при охлаждении в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC) для уже синтезированных соединений $M'_{3-x}M''VO_5$, $M'=Co$; $M''=Mn$

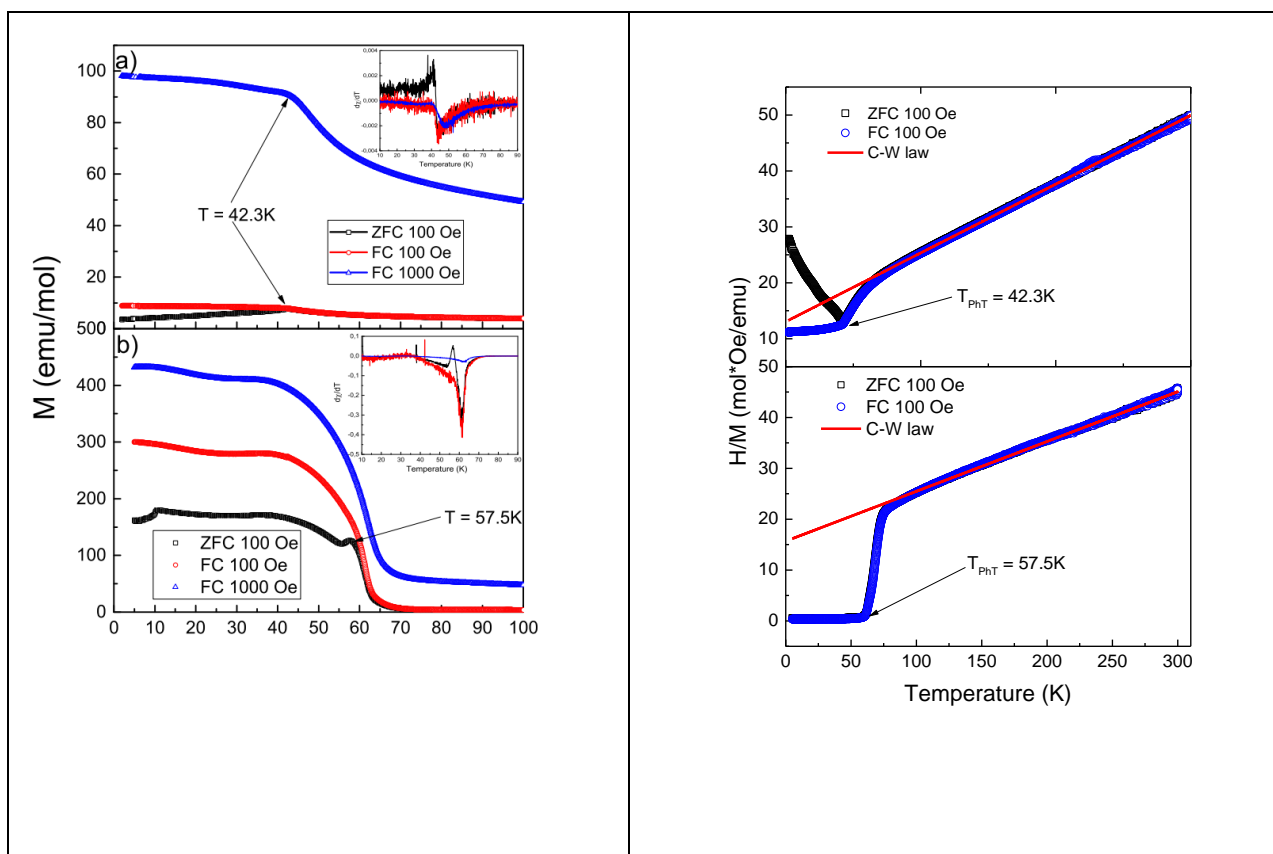


Рисунок 2. Температурные зависимости $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$ и $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$ а) намагниченности б) и обратных магнитных восприимчивостей.

Намагниченность как $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$, так и $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$ измерялась в двух режимах – охлаждение нулевым полем (ZFC) и охлаждение полем (FC). Используя температуру

Кюри-Вайса, можно определить тип спиновых взаимодействий в соединении. Температуры Кюри-Вейсса для этих людвигитов отрицательные, что означает, что в этих соединениях преобладают антиферромагнитные или ферримагнитные взаимодействия. Однако в обоих соединениях наблюдались петли гистерезиса. Это возможно только при наличии нескомпенсированных магнитных моментов. Это может означать, что эти людвигиты имеют либо ферримагнитный переход, либо переход в состояние спинового стекла при $T \approx 44\text{K}$ для $\text{Mn}_{1.17}\text{Co}_{1.83}\text{VO}_5$ и при $T \approx 60\text{K}$ для $\text{Mn}_{1.39}\text{Co}_{1.61}\text{VO}_5$. Аномалия при $T_{SO} \approx 10\text{K}$, возможно, связана с разворотом спинов, поскольку при той же температуре петли гистерезиса демонстрируют высокое значение коэрцитивной силы. Эффективные магнитные моменты были рассчитаны по константам Кюри и сравнены с теоретической оценкой. Расчеты по этим формулам позволяют предположить ионный состав людвигита. В этих соединениях могут присутствовать четыре различных иона двух металлов: Co^{3+} с $S = 2$, Co^{2+} с $S = 3/2$, Mn^{3+} с $S = 2$, Mn^{2+} с $S = 5/2$. Чтобы получить результаты, наиболее близкие к экспериментальным значениям, мы учли, что позиции 3+ полностью заполнены ионами Co^{3+} . Для $\text{Mn}_{1.17}\text{Co}_{1.83}\text{VO}_5$ теоретический эффективный магнитный момент выше экспериментального. Это может означать либо то, что концентрация ионов Mn^{3+} выше ожидаемой, либо некоторые из ионов имеют низкий спин. Перерасчеты были выполнены с использованием первого соображения. Согласно этим новым данным, ионы Co^{3+} занимают только 0,38 позиции 3-1-3, в то время как ионы марганца Mn^{3+} занимают эти позиции с вероятностью 0,62. Однако для $\text{Mn}_{1.39}\text{Co}_{1.61}\text{VO}_5$ значения очень близки друг к другу; следовательно, можно сделать вывод, что ионы Co^{3+} занимают все позиции, доступные для ионов 3+. Результаты указанных расчетов и предлагаемые составы приведены в таблице 7. Основываясь на вышеупомянутом расчете, мы предполагаем, что для $\text{Mn}_{1.17}\text{Co}_{1.83}\text{VO}_5$ позиции 3-1-3 заняты смесью ионов Co и Mn , в то время как позиции 4-2-4 заполнены либо полностью Co^{3+} , либо также смесью ионов Co и Mn . Для $\text{Mn}_{1.39}\text{Co}_{1.61}\text{VO}_5$ позиции 4-2-4 заняты только ионами Co , а позиции 3-1-3 заполнены ионами Mn и Co (рис. 2)

3. Эффективный магнитный момент, температуры Кюри-Вейсса будут определены для $\text{M}'_3\text{-xM}''\text{VO}_5$, $\text{M}'=\text{Co}$; $\text{M}''=\text{Mn}$

Линейная часть обратной магнитной восприимчивости была аппроксимирована законом Кюри-Вайса. Экспериментальные эффективные магнитные моменты были рассчитаны с использованием постоянной Кюри C и представлены в таблице 2. Соотношение ионов марганца и кобальта 2+ и 3+ было установлено путем выравнивания экспериментальных и теоретических магнитных моментов и указаны в таблице 3.

Таблица 2. Температуры упорядочения, Кюри-Вейсса, константы Кюри и эффективные магнитные моменты $\text{Mn}_{1.17}\text{Co}_{1.83}\text{VO}_5$, так и $\text{Mn}_{1.39}\text{Co}_{1.61}\text{VO}_5$					
Mn:Co	T_{PhT} (К)	Θ_{CW} (К)	C (К·emu/mol)	μ_{eff} (μ_B)	$\mu_{\text{eff}}^{\text{Te}}$
1.17:1.83	43.1	-106	8.13	8.06	8.0

1.39:1.61	57.5	-160	10.20	9.03	9.0
-----------	------	------	-------	------	-----

Таблица 3. Соотношения между элементами кобальта и марганца в $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$, так и $M Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$

Mn:Co	Co^{3+} (S = 2)	Co^{2+} (S = 3/2)	Mn^{3+} (S = 2)	Mn^{3+} (S = 5/2)
1.17:1.83	0.38	1.45	0.62	0.55
1.39:1.61	1	0.61	-	1.39

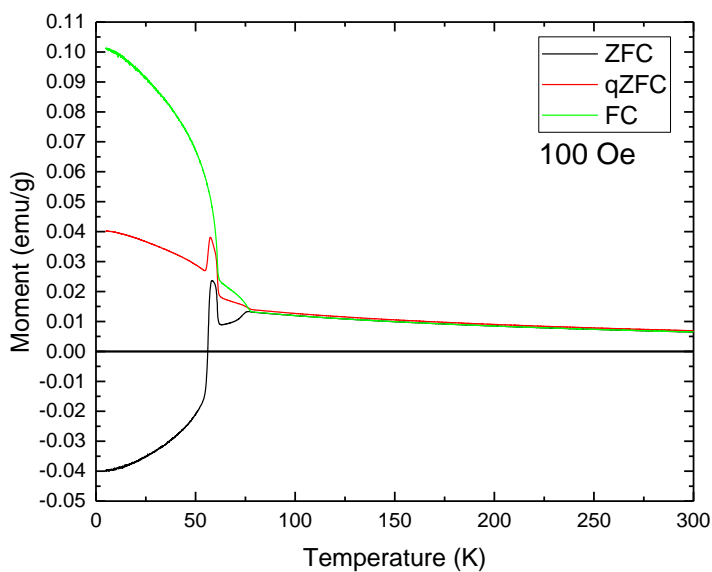


Рисунок 3. Температурные зависимости намагниченности $Mn_{3-x}Co_xVO_5$.

На рисунке 3 представлены температурные зависимости намагниченности монокристалла $Mn_{3-x}CoVO_5$, измеренные при направлении магнитного поля вдоль длинной оси кристалла. Как видно из рисунка, в образце наблюдается несколько переходов при температурах 57К и 76К. Фазовый переход при температуре 57К вероятно связан с ферромагнитным упорядочением, так как в температурной зависимости намагниченности наблюдается резкий пик при измерениях в ZFC режиме. Вероятно, в системе существует ступенчатые переходы в упорядоченной состоянии, сначала упорядочивается одна подсистема при 76К, а потом переходит в ферромагнитное состояние весь образец.

4. Природа магнитного упорядочения из анализа измерений намагниченности на переменном токе для $M^{3-x}M''VO_5$, $M'=Co$; $M''=Mn$

Природу магнитного упорядочения можно оценить по температурной зависимости пиков в действительной и мнимой частях намагниченности, измеренной на переменном токе. Можно заметить различия в поведении температурных зависимостей магнитной восприимчивости двух людвигитов. Пики действительной и мнимой частей намагниченности значительно смещаются для $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$, что демонстрирует поведение, характерное для фазы спинового стекла. Положение пиков практически не меняется с увеличением частоты для $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$. Графики, скорее всего, изображают ферримагнитную фазу.

Параметр Мидоши равен 0.0195 для $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$. Это типичное значение для канонического стекла $T_{SG} \approx 44$ К. Для людвигита $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$ значение параметра Мидоши 0.0082, что характерно для ферримагнитного стекла $T_F = 60.8$ К (рис 4).

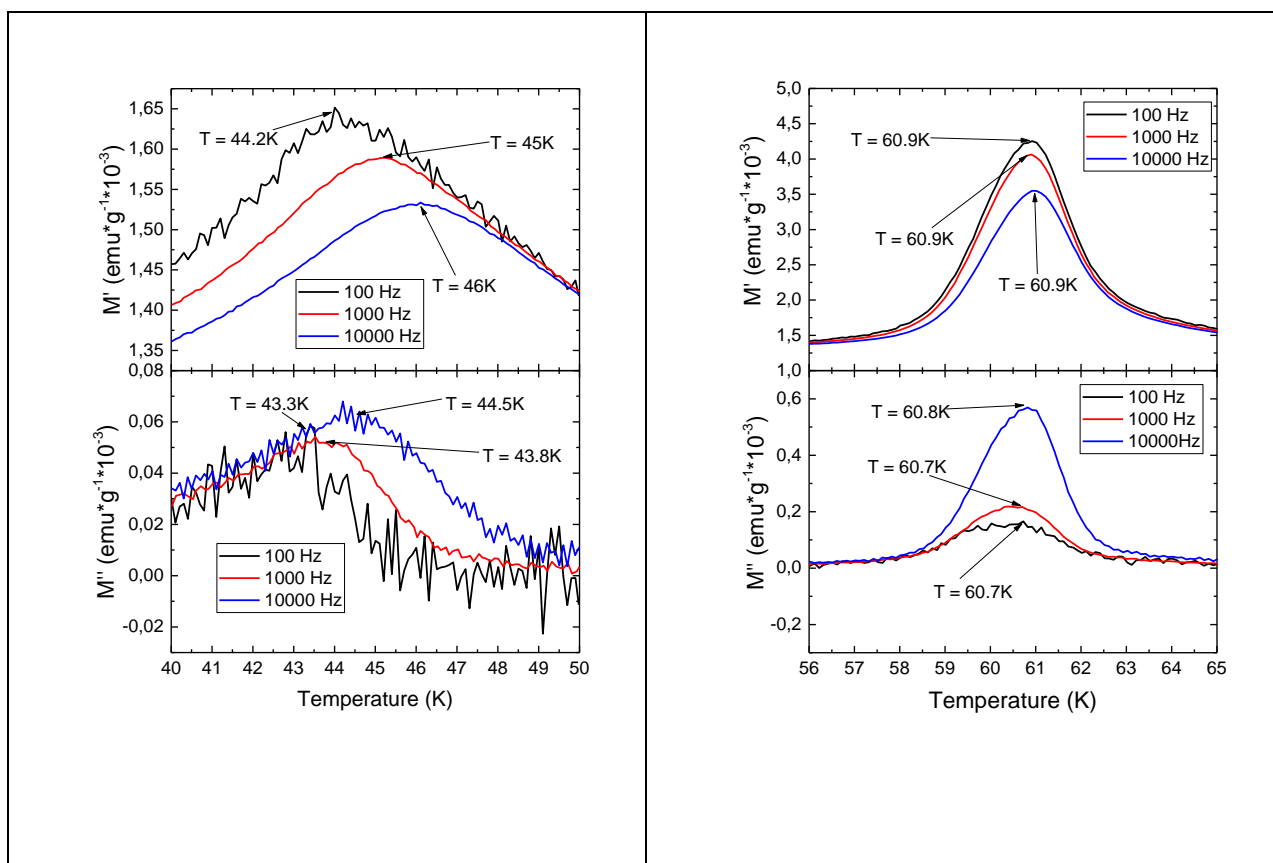


Рисунок 4. Температурные зависимости магнитной восприимчивости на переменном токе $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$ и $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$

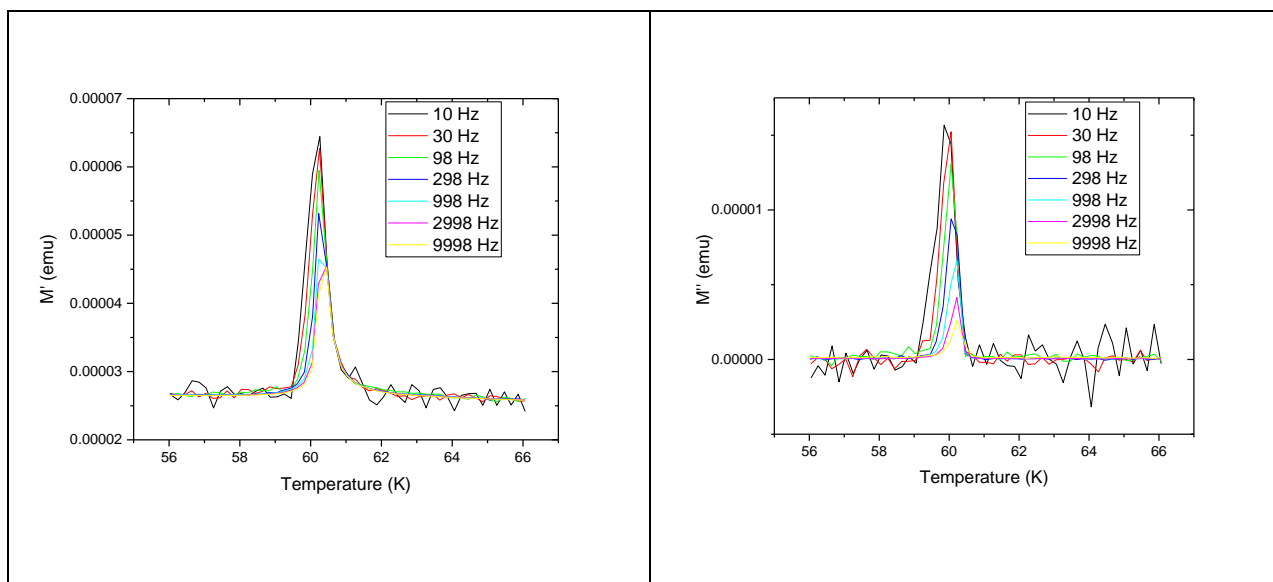


Рисунок 5. Температурные зависимости магнитной восприимчивости на переменном токе $Mn_{3-x}Co_xVO_5$.

На рисунке 5 приведены температурные зависимости действительной и мнимой части намагниченности, измеренной на переменном токе для образца, превращенного в порошок $Mn_{3-x}Co_xVO_5$. Как видно из рисунка происходит сдвиг пиков в реальной и мнимой частях намагниченности при температуре 60К.

5. Температурные зависимости ширины и положения линии магнитного резонанса в монокристаллах $M'_{3-x}M''VO_5$, $M'=Co$; $M''=Mn$

Проведены измерения температурной зависимости спектров ЭПР порошка $Mn_{2.25}Co_{0.75}^{11}VO_5$ на спектрометре Bruker ER 200 SRC (EMX/plus), оснащенный проточными криостатами He и N_2 , на частоте 9.4 ГГц в температурном диапазоне от 100 до 260К. Линии ЭПР показаны на рис. 6.

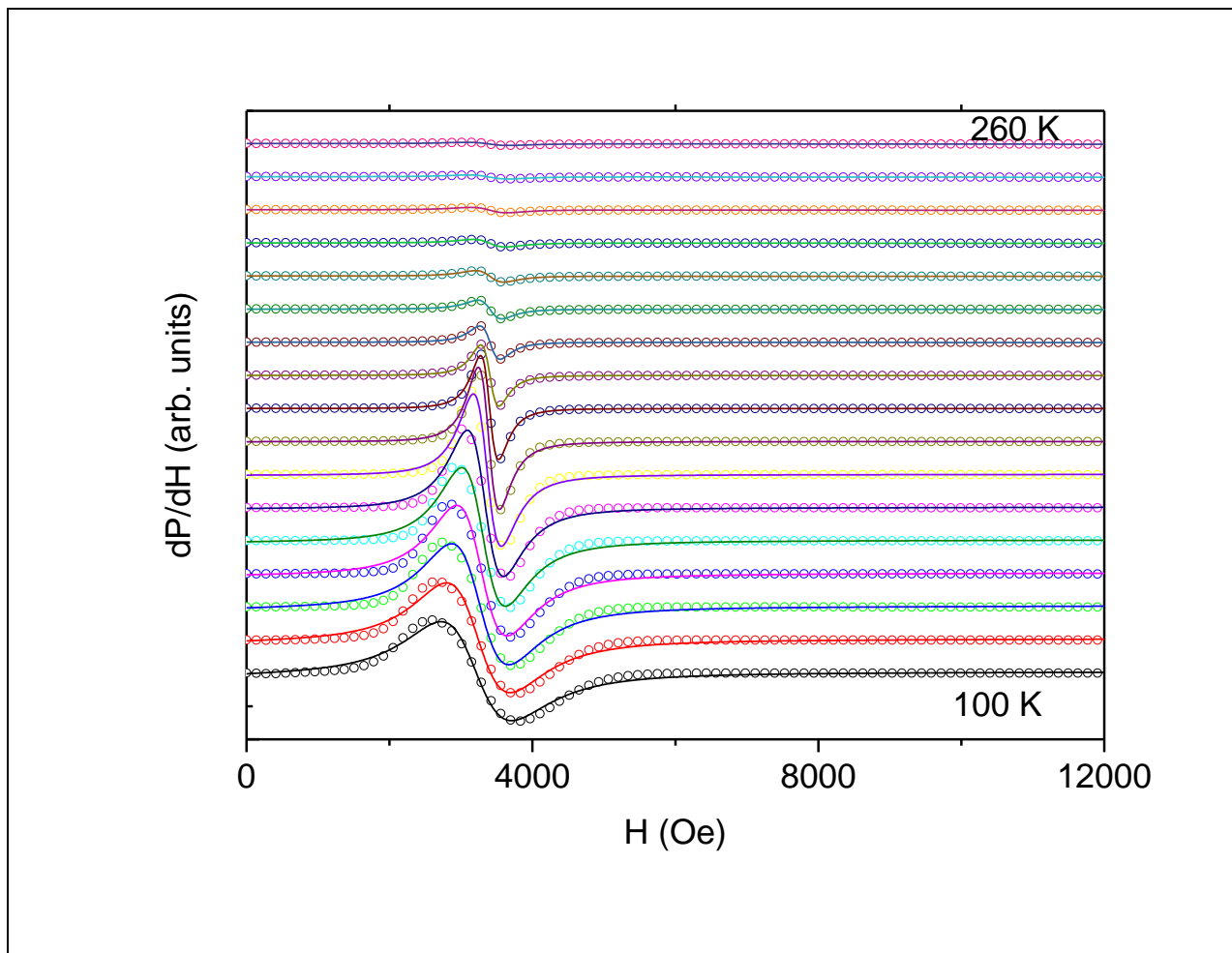


Рисунок 6. Температурная зависимость спектров ЭПР порошка $\text{Mn}_{2.25}\text{Co}_{0.75}\text{VO}_5$ в X- диапазоне, спектры представлены между 100 и 260К с шагом 10К.

В спектре ЭПР порошка наблюдалась одна обменно суженная линия, форма которой аппроксимировалась выражением:

$$\frac{\partial P}{\partial H} = \frac{\partial}{\partial H} \left[\frac{\Delta H + \alpha(H - H_{res})}{4(H - H_{res})^2 + \Delta H^2} + \frac{\Delta H - \alpha(H + H_{res})}{4(H + H_{res})^2 + \Delta H^2} \right],$$

где H_{res} — положение резонансной линии, ΔH — ширина линии, а α — параметр асимметрии линии. Из анализа формы линии ЭПР были получены значения эффективного g- фактора, ширины линии и интегральной интенсивности, полученные температурные зависимости которых приведены на рисунке 7.

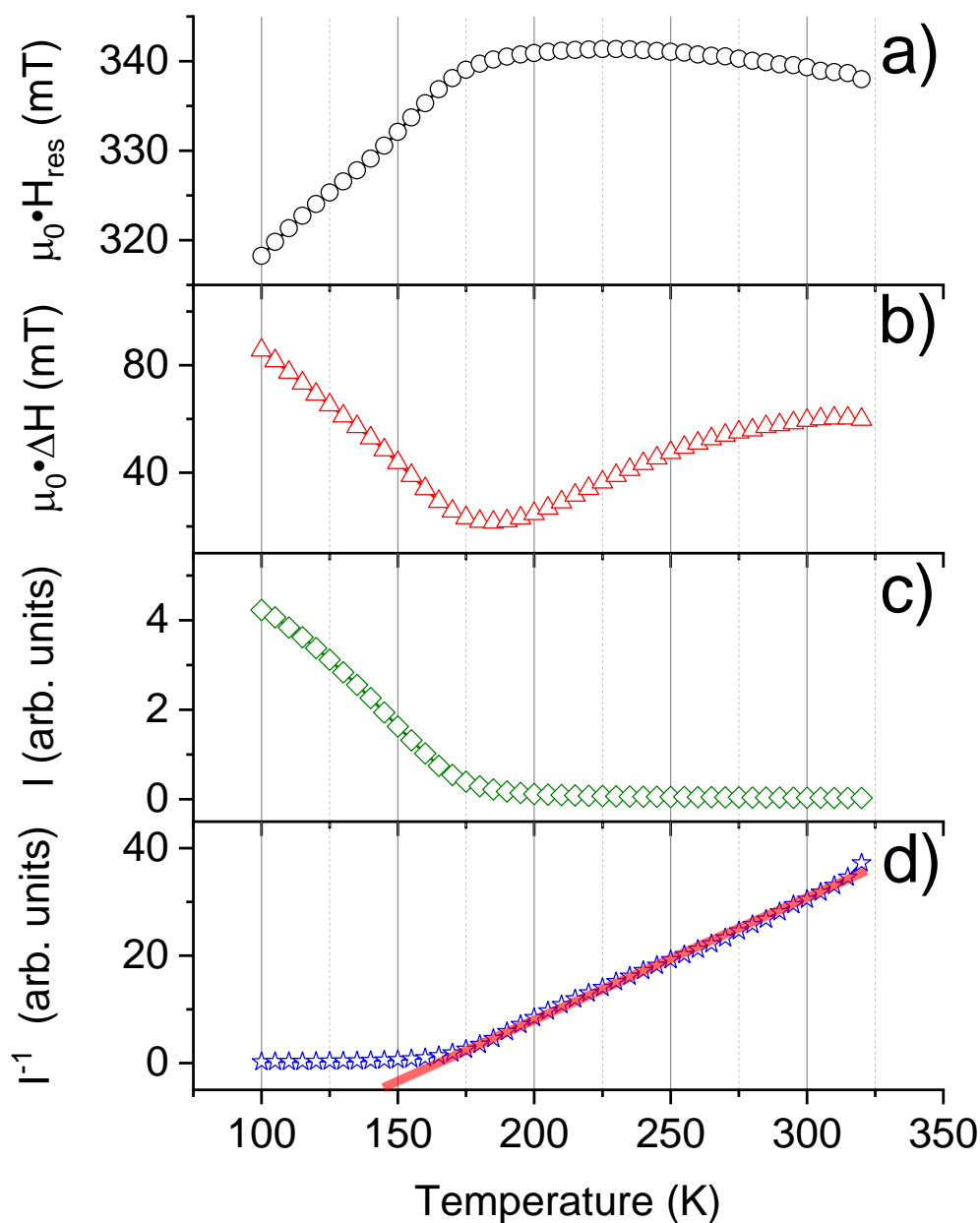


Рисунок 7. Температурные зависимости а) значения резонансного магнитного поля; б) ширины; в) интегральной интенсивности; д) обратной интегральной интенсивности линии ЭПР в $\text{Mn}_{2.25}\text{Co}_{0.75}\text{BO}_5$.

Как видно из рисунка 7, ширина линии ЭПР и эффективный g- фактор при понижении температуры сначала уменьшаются, проходят через минимум при температуре примерно 175К, а потом начинают возрастать. Подобное поведение мы связываем с обменно связанной системой из спинов ионов марганца и кобальта Co^{3+} ($S=2$), Co^{2+} ($S=3/2$), Mn^{3+} ($S=2$), Mn^{2+} ($S=5/2$).

Поведение температурной зависимости ширины линии ЭПР и эффективного g- фактора напоминают особенности так называемого «эффекта узкого горла» для ЭПР

локализованных моментов. В нашем случае можно ожидать, что спины ионов марганца сильно связаны со спинами ионов кобальта обменным взаимодействием. Если скорость релаксации спиновой системы кобальта в решетку гораздо меньше по сравнению со скоростью релаксации спинов Mn при прямой релаксации ионов марганца в решетку, то спиновая релаксация системы кобальта напрямую в решетку неэффективна, тогда наблюдается эффект, аналогичный эффекту узкого горла. Подобное поведение было рассмотрено Кочелаевым с со-авторами в [1]. Температурная зависимость обратной интегральной интенсивности описывается линейной значимостью и позволяет определить температуру Кюри-Вейсса при пересечении с осью абсцисс 155K.

[1]. *B.I. Kochelaev, L. Kan, B. Elschner et al.* // Physical Review B. 1994. V. 49. No. 18. P. 13106.

6. Температуры фазовых переходов в монокристаллах $M^{3-x}M''VO_5$, $M'=Co$; $M''=Mn$ из анализа температурных зависимостей удельной теплоемкости и проводимости.

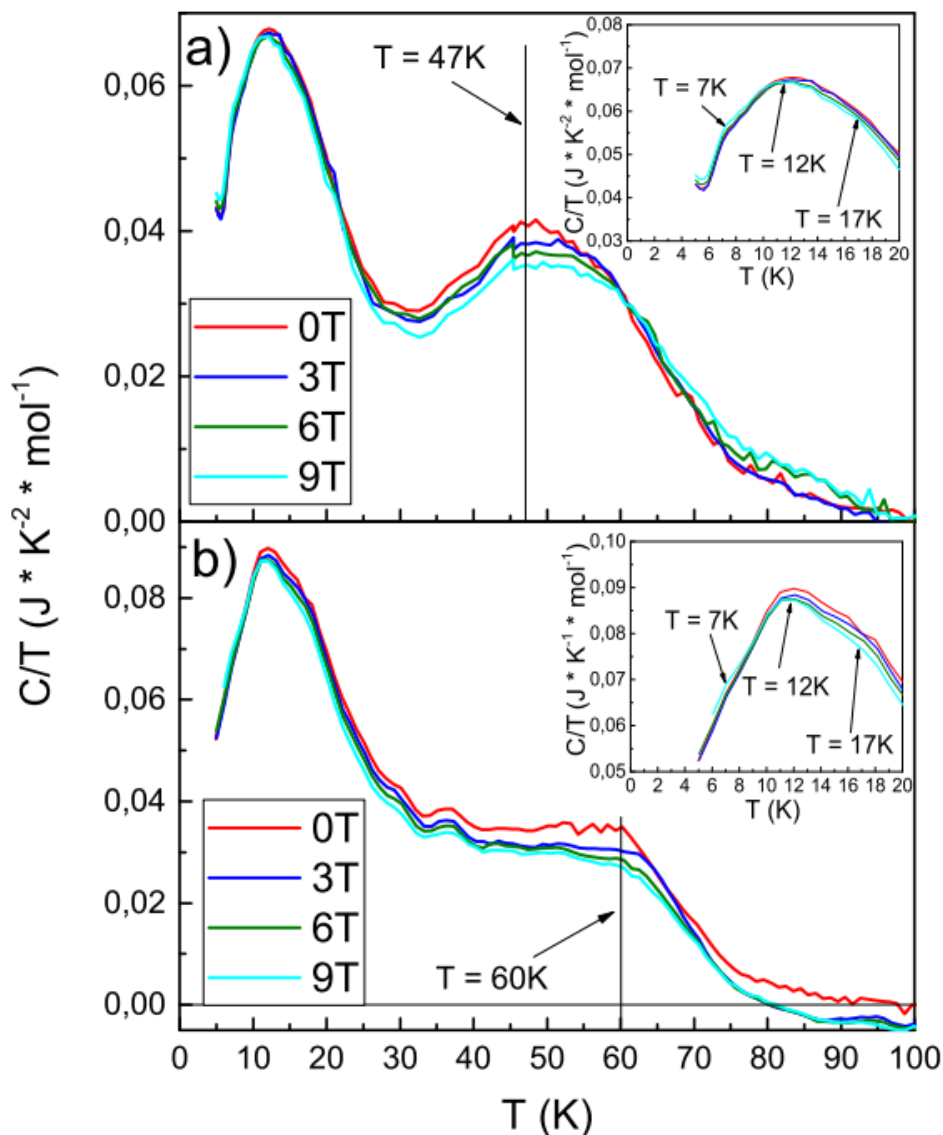


Рисунок 8. Температурная зависимость магнитного вклада в удельную теплоемкость в $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$ и $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$

На рисунке 8 представлена температурная зависимость магнитного вклада в удельную теплоемкость $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$ и $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$. Температурная зависимость теплоемкости при высокой температуре (вклад решетки) аппроксимировалась с использованием уравнений Дебая и Эйнштейна. Полученные температуры Дебая и Эйнштейна были получены и приведены в таблице 4. Затем вклад решетки был вычтен из общей экспериментальной удельной теплоемкости, чтобы получить вклад в теплоёмкость магнитных степеней свободы. Магнитный вклад в удельную теплоемкость обусловлен как расщеплением уровней тонкой структуры ионов марганца и кобальта в магнитном поле, так и особенностями вблизи температуры магнитного упорядочения, поэтому мы ожидаем, что для изучаемых нами соединений вклад фононов будет преобладающим выше 70 К.

Проведены измерения температурной зависимости удельной теплоёмкости для образца $Mn_{3-x}Co_xVO_5$ в нулевом магнитном поле и поле 9Т. Аппроксимация экспериментальных данных и подготовка публикации по данному соединению, которое мы изучали в виде монокристалла и порошка, будут продолжены в следующей год выполнения проекта.

Таблица 4. Температуры Дебая и Эйнштейна для $Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$ и $Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$.

Compound	$Mn_{1.17}Co_{1.83}VO_5$		$Mn_{1.39}Co_{1.61}VO_5$	
	Θ (K)	α	Θ (K)	α
Debye	175 ± 5	1	175 ± 5	1
Einstein	325 ± 10	3	320 ± 10	3
	650 ± 10	1	650 ± 10	1
	1250 ± 10	4	1250 ± 10	4

$$C_D = 9R \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \int_0^{\frac{\Theta_D}{T}} \frac{e^x x^4 dx}{(e^x - 1)^2}$$

$$C_E = 3R \left(\frac{\Theta_E}{T} \right)^2 \frac{\exp(\frac{\Theta_E}{T})}{[\exp(\frac{\Theta_E}{T}) - 1]^2}$$

7. Параметры кристаллического поля в $M'_{3-x}M''VO_5$, $M'=Co$; $M''=Mn$, полученные на основе модели, учитывающей точечные и обменные заряды.

Параметры кристаллического поля определяются выражением:

$$B_q^{(k)} = \sum a^{(k)}(R_j) (-1)^q C_{-q}^{(k)}(\vartheta_j, \varphi_j) . \quad (1)$$

Они вычисляются с использованием известных данных о кристаллической структуре [5,6,7]. В (1) подразумевается суммирование по позициям ионов решетки R_j . Основной вклад в величину $B_q^{(k)}$ определяется точечными зарядами Z_j на ионах решетки и так называемыми обменными зарядами. Внутренние параметры кристаллического поля определяются формулами [8, 9, 10]:

$$a^{(k)}(R_j) = -\frac{Z_j e^2 \langle r^k \rangle}{R_j^{k+1}} + a_{ex}^{(k)}(R_j), \quad (2)$$

$$a_{ex}^{(2)}(R_j) = \frac{G}{R_j} (S_{3d\sigma}^2 + S_{3ds}^2 + S_{3d\pi}^2), \quad (3)$$

$$a_{ex}^{(4)}(R_j) = \frac{9G}{5R_j} \left(S_{3d\sigma}^2 + S_{3ds}^2 - \frac{4}{3} S_{3d\pi}^2 \right), \quad (4)$$

где $S_{3d\sigma}$, S_{3ds} и $S_{3d\pi}$ обозначают интегралы перекрытия электронных орбиталей $Mn^{4+}(3d^1)$ и $O^{2-}(2s^2 2p^6)$, которые определены в локальных системах координат с осями z , направленными вдоль связи марганец-кислород. Их численные значения в локальных системах координат с осями z вдоль оси связи марганец-кислород приведены в Таблице 5 для $Mn_{2.25}Co_{0.75}^{11}VO_5$.

Таблица 5. Значения интегралов перекрытия

R, Å	$S_{3d\sigma}$	$S_{3d\pi}$	S_{3ds}
1.92771	0.2038	0.1749	-0.2398

Параметр $G=7.2$ является подгоночным и определяется по величине расщепления кубическим кристаллическим полем (параметр $10Dq$).

Таблица 6. Параметры кристаллического поля.

$B_q^{(k)}$	Точечные заряды, К Mn(1)	Обменные заряды, (G=7.2) К Mn(1)	Точечные заряды, К Mn(2)	Обменные заряды, (G=7.2) К Mn(2)	Точечные заряды, К Mn(3)	Обменные заряды, (G=7.2) К Mn(3)

$B_0^{(2)}$	-1106	-11486	-1106	-5442	-89779	-5442
$B_1^{(2)}$	897i	0	897i	0	0	897i
$B_2^{(2)}$	710	-7320.8 -12013i	710	-2984.7 +5960i	109960	-2984.7 -5960i
$B_0^{(4)}$	783	7455.0	783	3554.5	54465	3669.9
$B_1^{(4)}$	0	0	0	0	0	0
$B_2^{(4)}$	126	4089.4+ 6710.4 i	126	2427.2 - 3350.1 i	-57411	2427.2 + 3350.1 i
$B_3^{(4)}$	-32i	0	-32i	0	0	-32i
$B_4^{(4)}$	-145	-4765.1 +9239.0 i	-145	-2968.8 -3969.0 i	75948	-2968.8 +3969.0 i

Интегралы перекрытия были вычислены численно с использованием радиальных частей волновых функций этих ионов, и затем аппроксимированы следующими экспоненциальными функциями расстояния Mn-O R:

$$1) S_{s=\langle d0|s0\rangle} = 0.92125 \exp(-0.6981R)$$

$$2) S_{-} = \langle d0|p0\rangle = 0.85114 \exp(-0.7415R),$$

$$3) S_{-} = \langle d1|p1\rangle = 1.46440 \exp(-1.10230R).$$

Тогда множители перед обменными взаимодействиями будут

$$a_{ex}^{(2)}(R_j) = \frac{G}{R_j} (S_{3d\sigma}^2 + S_{3ds}^2 + S_{3d\pi}^2) = \frac{G}{R_j} 0.12962$$

$$a_{ex}^{(4)}(R_j) = \frac{9G}{5R_j} \left(S_{3d\sigma}^2 + S_{3ds}^2 - \frac{4}{3} S_{3d\pi}^2 \right) = \frac{9G}{5R_j} 0.05824$$

8. Температурная зависимость сопротивления образцов монокристаллов $Mn_{3-x}Co_xVO_5$ как функция температуры была исследована 4-х контактным методом (рисунок 9) с помощью опции измерения сопротивления PPMS-9. Контакты (алюминиевые) подводились методом ультразвуковой сварки. Максимальное измеряемое сопротивление с помощью опции PPMS-9 составляет 10 МОм, минимальное измеряемое сопротивление – мкОм. При комнатной температуре сопротивление образцов $Mn_{3-x}Co_xVO_5$ превышало максимальное измеряемое сопротивление в 10 МОм. При измерении температурной зависимости во всем интервале 5-300К сопротивление образца превышало значение в 10 МОм.

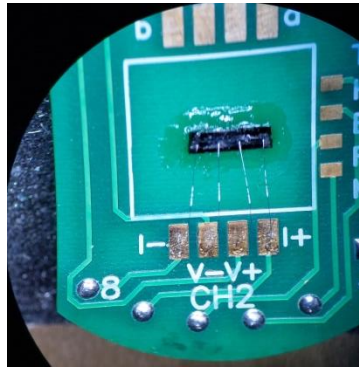


Рисунок 9 – Образец $Mn_{3-x}Co_xVO_5$ с подведенными методом ультразвуковой сварки контактами на держателе образца опции измерения сопротивления

9. Структура выращенных кристаллов определялась с применением дифракции нейтронов, в которых использовался поликристаллический многодетекторный кольцевой нейтронный дифрактометр ДИСК с постоянной длиной волны на нейтронном пучке исследовательского реактора ИР-8 в НИЦ «Курчатовский институт», $\lambda = 2.438 \text{ \AA}$ (рис. 10).

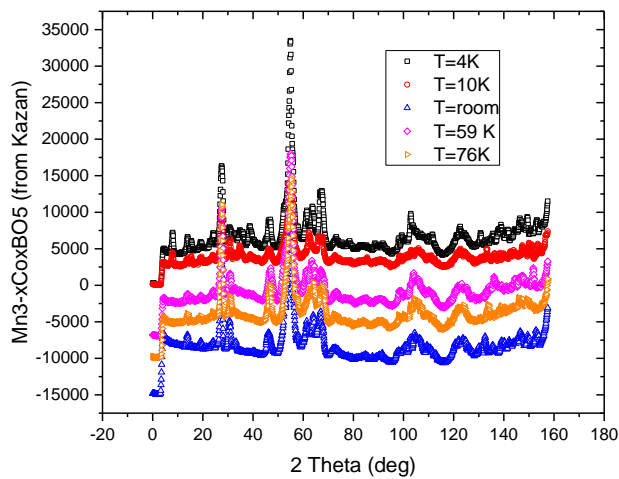


Рисунок 10. Нейтроннограммы соединения $Mn_{3-x}Co_xVO_5$