

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Физтех-кластер академической и научной карьеры
(Квантовые наноструктуры, материалы и устройства)

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Общая и прикладная физика

Ферромагнитный резонанс прецессии вектора намагниченности в топологическом изоляторе MnSb_2Te_4

(бакалаврская работа)

Студент:

Муравьев Матвей
Михайлович

Научный руководитель:

Столяров Василий Сергеевич,
д-р физ.-мат. наук

Соруководитель:

Калашников Дмитрий
Сергеевич

Москва 2025

Аннотация

Материалы, сочетающие в себе топологические и магнитные свойства являются перспективным объектом научных исследований. Один из таких материалов — кристаллическое соединение MnSb_2Te_4 (MST), в котором может наблюдаться превышение содержания марганца над стандартной стехиометрией. В данной работе представлено исследование свойств анизотропии образцов MST с помощью спектров ферромагнитного резонанса во внешних магнитных полях. Была отработана методика измерений и проведены исследования четырех образцов MST с разным содержанием марганца при температурах в диапазоне от 4 К до 30 К в перпендикулярном и продольном магнитных полях вплоть до 1 Тл. Для каждого образца получена температурная зависимость эффективных полей анизотропии и определена температура Кюри.

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Литературный обзор	6
1.1. Магнитные свойства материалов	6
1.2. Свойства топологических изоляторов	16
1.3. Магнитные и топологические свойства материалов типа MnBi_2Te_4	17
Глава 2. Методы изготовления, характеристики и измерения образцов магнитных топологических изоляторов	22
2.1. Методика выращивания кристаллов	22
2.2. Рентгенофлуоресцентный метод определения состава	23
2.3. Экспериментальная установка для ФМР-спектроскопии	23
Глава 3. Экспериментальные результаты	30
3.1. Изготовление образцов и исследование их состава	30
3.2. Результаты измерений ФМР-спектров	31
3.3. Анализ ФМР-спектров	32
3.4. Зависимость ФМР-спектров от формы образца	36
3.5. Зависимость ФМР-спектров от температуры	36
3.6. Эффективные поля анизотропии и температура Кюри	40
Заключение	41
Благодарности	42
Список литературы	43
Приложение А. Кристаллографическая анизотропия в случае гексагональной решетки	46
Приложение Б. Алгоритм загрузки и выгрузки ФМР-вставки в криостат AttoDry 1000	47
Приложение В. Сравнение векторных анализаторов цепей Ceyear 3671G и Planar C1220	49

Введение

Актуальность и степень разработанности темы исследования.

Теория ферромагнитного резонанса (ФМР) впервые была предложена Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем в работе [1] спустя 20 лет после его открытия В.К. Аркадьевым [2]. Суть явления заключается в возможности прецессии магнитных моментов ферромагнетиков вокруг направления внешнего постоянного магнитного поля при накачке энергии приложением небольшого переменного высокочастотного поля. При этом на частоту прецессии помимо напряженности магнитного поля влияют параметры, характеризующие анизотропию образца [3]. Она может зависеть как от общих свойств кристалла, так и формы конкретного образца. Таким образом, измерение ФМР-спектров может служить инструментом исследования анизотропии в кристаллах. Здесь и далее под словом спектр в широком смысле слова мы будем понимать зависимость поглощения высокочастотного сигнала от частоты и внешнего магнитного поля.

Температурные зависимости констант анизотропии изучались еще в первой половине XX века [4; 5], однако и сегодня этот вопрос остается актуальным [6; 7], поскольку теории, хорошо описывающей экспериментальные результаты для достаточного большого числа магнитных материалов не существует.

Магнитные топологические изоляторы (МТИ) — относительно новый [8] класс материалов, сочетающих в себе магнитные и топологические свойства [9]. Первым полученным МТИ был MnBi_2Te_4 [10], представляющий собой слоистую структуру с вандерваальсовым взаимодействием [9]. При этом на топологические и магнитные свойства можно влиять, замещая часть атомов в кристалле на схожие. Например, замещение $\text{Bi} \rightarrow \text{Sb}$ позволяет изменять уровень Ферми [11], а $\text{Mn} \rightarrow \text{Ge}$ уменьшает намагниченность образца [12].

Многообещающим объектом исследований является MnSb_2Te_4 (MST). Благодаря малому отличию ионных радиусов марганца и сурьмы, атомы этих элементов могут замещать друг друга, поэтому оказывается возможным вырастить крупные кристаллы $\text{Mn}_{1+\delta}\text{Sb}_{2-\delta}\text{Te}_4$ с достаточно большими (по модулю) δ . В зависимости от ее величины в материалах возможно ферро- и антиферромагнитное упорядочение [13]. Эта зависимость — перспективный предмет исследований.

Существование аксионных состояний и квазичастиц уже давно предсказывалось теоретически [14; 15], и для исследований в частности предлагались кристаллы типа MnBi_2Te_4 [16]. Однако только недавно аксионные состояния удалось обнаружить [17] экспериментально, наблюдая магнитооптические эффекты. Модификация техники изучения ферромагнитного резонанса может привести к альтернативной методике наблюдения аксионных состояний.

Цель и задачи работы. Целью данной работы является измерение температурных зависимостей эффективных полей анизотропии и гирромагнитного отношения кристаллов $\text{Mn}_{1+\delta}\text{Sb}_{2-\delta}\text{Te}_4$ с разными δ методом ФМР-спектроскопии.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. изучить и проанализировать существующие теоретические модели, описывающие ферромагнитный резонанс;
2. отработать технологию измерений ФМР-спектров и проанализировать источники возникновения паразитных минимумов пропускания на них;
3. исследовать ФМР-спектры образцов MST в постоянных магнитных полях, направленных в плоскости образца и перпендикулярно ей: определить минимумы про-

пускания при каждом поле и аппроксимировать полученную зависимость теоретической кривой;

4. исследовать влияние толщины образца на ФМР-спектры;
5. исследовать зависимость от температуры получаемых ФМР-спектров;
6. проанализировать влияние изменения стехиометрии кристалла MST (замещения части атомов марганца сурьмой и наоборот).

Научная новизна. В ходе работы впервые была исследована анизотропия в кристаллах MST при помощи техники ФМР-спектроскопии.

Теоретическая значимость. Полученные значения констант анизотропии для образцов с различным содержанием марганца могут быть использованы для микромагнитного моделирования.

Дальнейшее изучение ФМР-спектров в слабых магнитных полях может быть инструментом для исследований доменной структуры MST.

Отработанная технология измерения ФМР-спектров в MST может быть модифицирована для последующего исследования свойств аксионных состояний.

Методы исследования. Для проведения исследований и решения поставленных задач использовались следующие методы:

- метод Бриджмена выращивания кристаллов;
- рентгенофлуоресцентный метод анализа;
- ФМР-спектроскопия.

Степень достоверности и апробация результатов. Материалы работы были представлены и высоко оценены на следующих конференциях:

1. М. М. Муравьев, Д. С. Калашников, А. А. Наумов, А. С. Фролов, В. С. Столяров «ФМР-спектроскопия магнитного топологического изолятора $MnSb_2Te_4$ ». 67-я Всероссийская научная конференция МФТИ, г. Долгопрудный, 3 апреля 2025 г.
2. М. М. Муравьев, Д. С. Калашников, А. А. Наумов, А. С. Фролов, В. С. Столяров «ФМР-спектроскопия магнитного топологического изолятора $MnSb_2Te_4$ ». Студенческая научная конференция 80-х Дней науки НИТУ МИСИС, г. Москва, 11 апреля 2025 г.
3. М. М. Муравьев, Д. С. Калашников, А. А. Наумов «ФМР-спектроскопия магнитного топологического изолятора $MnSb_2Te_4$ ». Конференция Ломоносов-2025, г. Москва, 15 апреля 2025 г.

Личный вклад автора. Непосредственно автором проводилась работа по измерению ФМР-спектров, их анализу, и выводу теоретических аспектов. Также автор присутствовал при извлечении из ампулы и исследовании состава одного из измеренных образцов.

Структура и объем ВКР. ВКР состоит из введения, 3 глав, заключения, библиографии и приложений. В первой главе освещен контекст проведенной работы: сформулированы основы физики магнитных материалов, упомянуты известные свойства топологических изоляторов, рассмотрены особенности материалов типа $MnVi_2Te_4$. Во второй главе описана технология выращивания и определения состава кристаллов, исследования ФМР-спектров. Третья глава посвящена обработке и анализу экспериментальных результатов — в первую очередь, ФМР-спектроскопии. Общий объем работы составляет 49 страниц, из них четыре страницы приложений. Библиография включает 48 наименований на трех страницах.

Глава 1

Литературный обзор

1.1. Магнитные свойства материалов

Магнитные явления уже длительное время изучаются человечеством, однако и сегодня в этом направлении остается широкое пространство для исследований. В этом разделе мы достаточно кратко опишем основы магнетизма, следуя учебникам [18; 19] и обзорной статье [20]. В качестве системы единиц, если не указано иное, используется система СГС.

1.1.1. Типы магнетизма

Магнитные свойства материалов — существенно квантовый эффект, который не может быть объяснен исключительно классической механикой и электродинамикой. Так, согласно теореме Бора — ван Левен [18], усредненный магнитный момент любой классической системы, пребывающей в состоянии термодинамического равновесия, равен нулю.

Будем характеризовать магнитные свойства материала по его отклику (намагниченности \mathbf{M}) на приложение внешнего постоянного магнитного поля напряженности \mathbf{H}

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}, \quad (1.1)$$

где в зависимости от знака магнитной восприимчивости χ материал называется диа- или парамагнитным для $\chi < 0$ и $\chi > 0$ соответственно.

Существует несколько факторов, вызывающих магнитные свойства, причем какой вклад окажется доминирующим значительно зависит от конкретного магнитного материала. Обсудим основные причины возникновения магнетизма.

Атомный диамагнетизм

В отсутствие у атома собственных спиновых и орбитального моментов ($s = l = 0$) вклад в намагниченность определяется единственным дополнительно возникающим слагаемым в гамильтониане

$$H = H_0 + H_{\text{dia}} = \sum_i^Z \left(\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + V_i \right) + \frac{e^2}{8mc^2} \sum_i^Z [\mathbf{H}_0 \times \mathbf{r}]^2. \quad (1.2)$$

Усреднение по состоянию дает

$$\Delta E_0 = \frac{e^2 H_0^2}{12mc^2} \sum_i \langle r_i^2 \rangle, \quad (1.3)$$

откуда получаем

$$\chi^{\text{dia}} = \frac{\partial}{\partial H_0} \left(-\frac{\partial F}{\partial H_0} \right) = -\frac{ne^2}{6mc^2} \sum_i \langle r_i^2 \rangle. \quad (1.4)$$

Отметим, что

- основной вклад в диамагнетизм вносят внешние оболочки, поскольку для них $\langle r_i^2 \rangle$ больше;

- величина магнитной восприимчивости не зависит от температуры;
- этот вклад есть во всех материалах, однако в силу малости обычно не учитывается при наличии собственного магнитного момента у атома.

Парамагнетизм ван Флека

Рассмотрение второго порядка теории возмущений приводит к появлению в гамильтониане еще одного слагаемого, квадратичного по полю. Оно возникает из-за возможности перехода в более высоко лежащие состояния с ненулевым собственным магнитным моментом. Поскольку $\chi_{\text{vF}} \propto 1/E_{\text{gap}}$, зачастую этим вкладом можно пренебречь.

Атомный парамагнетизм

При наличии собственного магнитного момента (неспаренных электронов) в атомах возникает ориентационный парамагнетизм.

Не останавливаясь на продолжительных выкладках для подсчета статсуммы, которые можно проследить, например, в [18], приведем сразу ответ для намагниченности материала в зависимости от его температуры

$$M = M_s \cdot B_J \left(\frac{g_J \mu_B H_0}{kT} \right), \quad (1.5)$$

где использована функция Бриллюена $B_J(y) = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{2J+1}{2J} y \right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2J} y \right)$, а M_s — намагниченность насыщения.

При типичных значениях полей и температур аргумент функции Бриллюена достаточно мал. Тогда в пределе $y \ll 1$ имеем $\frac{M}{M_s} \approx y \cdot (J+1)/J$.

С учетом $M_s = n \mu_B g_J J$ для магнитной восприимчивости получаем

$$\chi_{\text{para}} = \frac{n \mu_{\text{eff}}^2}{3kT} = \frac{C}{T}, \quad (1.6)$$

где $\mu_{\text{eff}} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$.

Магнитная восприимчивость в этом случае обратно пропорциональна температуре (закон Кюри).

Парамагнетизм Паули и диамагнетизм Ландау

Если изучаемый магнитный материал — металл, то вследствие наличия электронов проводимости возникает еще два вклада в магнитную восприимчивость разных знаков.

Парамагнетизм Паули связан с различием в числе спинов, направленных по полю и против него, что приводит к возникновению дополнительной намагниченности вдоль внешнего поля, характеризующейся восприимчивостью

$$\chi_P = \mu_B^2 g(E_F), \quad (1.7)$$

где $\mu_B = e\hbar/(2m_e c)$ — магнетон Бора, $g(E_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми.

Одновременно с ним возникает диамагнитный вклад, связанный с орбитальным движением электронов:

$$\chi_L = -\frac{1}{3} \left(\frac{e\hbar}{2m^*c} \right)^2 g(E_F), \quad (1.8)$$

где m^* — эффективная масса, которая может не совпадать с массой сводного электрона, входящей в выражение для магнетона Бора.

Itinerant парамагнетизм

В материалах со свободными электронами также могут возникать спиновые флуктуации, впервые описанные Мория [21], [22]. В этом случае магнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри-Вейсса, хотя природа взаимодействия совершенно другая, нежели в ориентационном парамагнетизме.

Для определения степени локализованности магнетизма в материалах используется отношение магнитных моментов Родоса — Вольфарта

$$RWR = q_c/q_s, \quad (1.9)$$

где $q_i = gJ_i$, $i = (c, s)$. Величина q_c определяется с помощью закона Кюри — Вейсса

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_B \sqrt{q_c(q_c + g_J)}. \quad (1.10)$$

Намагниченность $q_s = \mu_{\text{sat}}/\mu_B$ определяется по насыщению (при низких температурах и больших внешних полях). Если все электроны локализованы, то $q_c = gJ = q_s$. В противном случае отношение Родоса–Вольфарта $q_c/q_s \gg 1$.

1.1.2. Спонтанный магнитный порядок

До сих пор мы обсуждали отклик материала на внешнее поле, пренебрегая взаимодействием магнитных моментов друг с другом. Однако такие взаимодействия приводят к наблюдаемым эффектам коллективного поведения магнитных моментов, например, ферромагнитного упорядочения. Остановимся на них подробнее.

Наиболее простое объяснение спонтанного магнитного порядка связано с учетом магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Однако численные оценки показывают, что учет такого вида слагаемого в гамильтониане требует существования нереалистично больших магнитных полей в материале [19], не наблюдаемых на эксперименте. Таким образом, убедительным может быть лишь объяснение, основанное на действии электростатических сил.

Квантовое рассмотрение простейшей системы — молекулы водорода — приводит к появлению в гамильтониане помимо обычной кулоновской энергии *обменного* слагаемого. Оно отражает перекрытие волновых функций двух электронов, входящих в состав молекулы. В зависимости от четности координатной волновой функции относительно перестановки двух электронов определяется знак перед этим слагаемым. При этом, в силу требования антисимметричности полной волновой функции, знак определяется взаимным расположением спинов: $H_{\text{обм}} = -J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2$. Таким образом, знак постоянной обменного взаимодействия J определяет, какое состояние будет энергетически выгодным: с нулевым спином или с максимальным.

При обобщении на многоатомную систему обменное взаимодействие записывают в форме гамильтониана Гейзенберга

$$H_{\text{обм}} = - \sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1.11)$$

где суммирование производится по всем парам атомов. При этом, поскольку взаимодействие быстро затухает с расстоянием, зачастую достаточно рассматривать лишь близких соседей.

Удачной оказывается модель среднего поля Вейсса. В ней взаимодействие соседних спинов представляется как взаимодействие отдельно взятого спина с некоторым эффективным средним полем, создаваемым всеми остальными спинами и пропорциональным намагниченности образца

$$\mathbf{H}_{mf} = \lambda \mathbf{M}. \quad (1.12)$$

Обсудим подробнее ферро-, ферри- и антиферромагнитное упорядочение.

Ферромагнетики

Если в гамильтониане Гейзенберга (1.11) величина обменного взаимодействия для близких соседей $J > 0$, магнитные моменты стремятся выстроиться в одном и том же направлении. Такое поведение называют ферромагнитным. В модели среднего поля получается выражение, аналогичное (1.5), с тем лишь отличием, что ко внешнему полю \mathbf{H}_0 добавляется среднее поле \mathbf{H}_{mf} . Это в конечном счете приводит к модификации закона Кюри

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}, \quad (1.13)$$

где Θ — температура Кюри фазового перехода из ферромагнитного в парамагнитное состояние.

Антиферромагнетики

В случае отрицательного знака константы обменного взаимодействия магнитным моментам становится выгодно ориентироваться в направлении, противоположном ориентации соседей. В таком случае поведение намагниченности можно легко вообразить как взаимодействие двух (или более) подрешеток, в рамках которых направление магнитных моментов совпадает (см. рис. 1.1 а).

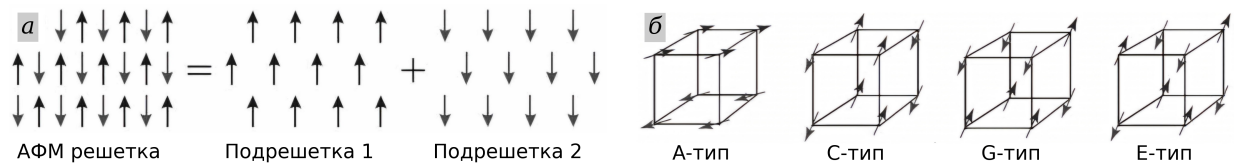


Рис. 1.1: Решетки в антиферромагнетиках. Магнитные моменты в антиферромагнетике можно мысленно разложить на две подрешетки (а). Типы АФМ-упорядочения для кубической решетки (б). Источник: [18]

$$\begin{cases} \mathbf{H}_{mf}^{(1)} = \lambda_1 \mathbf{M}_1 + \lambda_2 \mathbf{M}_2, \\ \mathbf{H}_{mf}^{(2)} = \lambda_2 \mathbf{M}_1 + \lambda_1 \mathbf{M}_2. \end{cases} \quad (1.14)$$

Закон Кюри — Вейсса (1.13) в этом случае выполняется с отрицательной температурой Вейсса $\Theta = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} T_N \simeq -T_N$. Здесь последнее, приближенное, равенство, верно лишь при пренебрежении вкладом в среднее поле собственной подрешетки ($\lambda_1 = 0$).

Стоит упомянуть, что существуют разные типы антиферромагнитного упорядочения (для кубической решетки — см. рис. 1.1 б). Антиферромагнетик А-типа представляет собой плоскости с противоположными направлениями спинов. С-тип соответствует цепочкам из сонаправленных спинов, а в Е-типе все соседние спины направлены противоположно рассматриваемому.

Ферримагнетики

Ферримагнетики занимают промежуточное положение между ферро- и антиферромагнитными материалами. Упрощенно их поведение можно объяснить, представляя две подрешетки магнитных моментов, величина которых в разных решетках разная. Это приводит к свойствам, близким к антиферромагнитным, однако в нулевом поле наблюдается ненулевая намагниченность.

Закон Кюри — Вейсса в ферримагнетиках выполняется лишь при высоких температурах. В общем случае в выражении для обратной восприимчивости появляется дополнительное гиперболическое слагаемое:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T - \Theta}{c} - \frac{\sigma}{T - \theta}, \quad (1.15)$$

где c , σ , θ и Θ — постоянные.

1.1.3. Магнитная кристаллографическая анизотропия

До сих пор мы считали материал изотропным. Возникновение выделенного направления значительно отражается на свойствах материала и может быть вызвано совершенно разными причинами. Остановимся подробнее на наиболее значимых.

В кристаллических структурах электронные орбитали расположены вдоль кристаллографических осей. Из-за спин-орбитального взаимодействия магнитные моменты также выстраиваются вдоль них. Таким образом возникает магнитная анизотропия. Энергию анизотропии запишем в виде ряда

$$E_{\text{cryst}} = E_0 + \sum_i b_i \alpha_i + \sum_{i,j} b_{i,j} \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k} b_{i,j,k} \alpha_i \alpha_j \alpha_k + \sum_{i,j,k,l} b_{i,j,k,l} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots, \quad (1.16)$$

где α_x , α_y , α_z — направляющие косинусы.

В силу симметрии обращения времени имеем $E(\mathbf{M}) = E(-\mathbf{M})$ и, следовательно, $E(\alpha_i) = E(-\alpha_i)$. Значит в выражении для энергии остаются только слагаемые с четными степенями направляющих косинусов

$$E_{\text{cryst}} = E_0 + \sum_i b_i \alpha_i^2 + \sum_{i,j} b_{i,j} \alpha_i^2 \alpha_j^2 + \dots, \quad (1.17)$$

где для сокращения записи повторяющиеся индексы у констант b_i опущены.

Кубическая решетка

В случае кубической решетки все три кристаллографические оси равнозначны, потому $b_{11} = b_{22} = b_{33}$. Из симметрии обращения времени также следует $b_{ij} = 0$, $i \neq j$. Таким образом, энергия (1.17) примет вид

$$E_{\text{cryst}} = E_0 + b_1(\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2) + b_{11}(\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4) + b_{12}(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2) + \dots \quad (1.18)$$

Здесь также было упрощено слагаемое четвертого порядка по направляющим косинусам. Поскольку сумма квадратов направляющих косинусов — единица, в случае кубической решетки слагаемые второго порядка не дают вклада в анизотропию. Окончательно после всех упрощений имеем

$$E_{\text{cryst}} = K_0 + K_1(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) + \dots, \quad (1.19)$$

где K_0 и K_1 — константы, выражающиеся через E_0 , b_1 , b_{11} и b_{12} .

Гексагональная решетка

В этом случае равнозначны две кристаллографические оси, расположенные под углом 60° друг другу. Ясно, что разложение можно проводить как по проекциям на декартовы оси (такой вывод см., например, в [18]), так и проецируя намагниченность на кристаллографические оси. Тогда имеем симметрию относительно перестановки $\beta_1 \leftrightarrow \beta_2$ подразумевая

$$\begin{cases} \beta_1 = \left(\cos \phi - \frac{1}{\sqrt{3}} \sin \phi \right) \sin \theta, \\ \beta_2 = \frac{2}{\sqrt{3}} \sin \phi \sin \theta, \\ \beta_3 = \cos \theta, \end{cases} \quad (1.20)$$

где θ , ϕ — координаты (углы) сферической системы координат.

Также нужно учесть, что замена $\phi \rightarrow \phi + \pi/3$ не должна изменять гамильтониан. Аккуратный анализ с использованием тригонометрических тождеств (см. Приложение А) позволяет получить выражение для магнитной кристаллографической анизотропии в случае гексагональной решетки

$$E_{\text{cryst}} = E_0 + K_1 \cos^2 \theta + K_2 \cos^4 \theta + K_3 \cos^6 \theta + K_4 \sin^6 \theta \cos 6\phi. \quad (1.21)$$

1.1.4. Анизотропия формы

Помимо магнитной кристаллографической анизотропии важную роль играет анизотропия формы. Ее возникновение связано с появлением дополнительных полей, вызванных намагниченностью тела. Так, например, в эллипсоидальных телах при приложении внешнего однородного магнитного поля возникает однородная намагниченность, создающая внутри самого эллипсоида дополнительное неоднородное размагничивающее поле

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{demag}}, \quad (1.22)$$

где $\mathbf{H}_{\text{demag}} = -4\pi\mathcal{N}\mathbf{M}^1$ — поле размагничивания.

Выбор направления координатных осей вдоль главных полуосей эллипсоида приводит тензор \mathcal{N} к диагональному виду $\mathcal{N} = \text{diag}(\mathcal{N}_x, \mathcal{N}_y, \mathcal{N}_z)$ с компонентами, определяющимися выражениями

$$\mathcal{N}_i = \frac{a_1 a_2 a_3}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{s + a_i^2} \left((s + a_1^2)(s + a_2^2)(s + a_3^2) \right)^{-1/2}, \quad (1.23)$$

где a_i — главные полуоси эллипсоида.

¹ Здесь коэффициент 4π вынесен из тензора размагничивания \mathcal{N} ради равенства значений его компонентов в системах СИ и СГС

Отсюда переходом к интегрированию по $d [(s + a_1^2)(s + a_2^2)(s + a_3^2)]$ легко получить $\text{tr } \mathcal{N} = 1$.

Компоненты тензора размагничивания в избранных частных случаях приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1: Компоненты тензора размагничивания в проекции на главные оси для случаев простейшей геометрии

Геометрия тела	\mathcal{N}_x	\mathcal{N}_y	\mathcal{N}_z
Шар	1/3	1/3	1/3
Бесконечный цилиндр	1/2	1/2	0
Бесконечная плоскость	0	0	1

Возникновение поля размагничивания фактически приводит к появлению дополнительного слагаемого в гамильтониане

$$E_{shape} = -\frac{1}{2} \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{demag} dV = \frac{V}{2} \mathbf{M} \cdot 4\pi \mathcal{N} \mathbf{M}. \quad (1.24)$$

1.1.5. Другие типы анизотропии

Индукцированная магнитная анизотропия

Этот тип анизотропии проявляется в специальном образом подготовленных образцах сплавов. При высокой температуре (однако ниже температуры Кюри) к образцу прикладывается внешнее магнитное поле. При этом диффузия атомов в кристалле приводит к их упорядочению вдоль поля (предполагается, что граница между атомами разных типов вносит различный вклад в энергию).

Последующее понижение температуры приводит к значительному замедлению диффузии, и после отключения внешнего поля образец обладает специфическим упорядочением, приводящем к возникновению анизотропии.

Магнестрикция

Суть явления магнестрикции заключается в изменении размеров и формы тела при его намагничивании. Это оказывает влияние на обменную энергию, а также на энергию магнитной кристаллографической анизотропии (деформации, например, могут приводить к изменению типа решетки с кубической на тетрагональную). Таким образом, магнитоупругая энергия приводит к возникновению в гамильтониане нового слагаемого, зависящего от прикладываемого магнитного поля. Подробнее об этом явлении см., например, в VIII томе курса теоретической физики [23].

Поверхностная анизотропия

Влияние поверхностной анизотропии характерно для достаточно тонких структур. В них помимо слагаемого с константой объемной кристаллографической анизотропии возникает поверхностный вклад, обратно пропорциональный толщине образца

$$K_{eff} = K_V + 2K_S/d, \quad (1.25)$$

где коэффициент 2 связан с наличием двух поверхностей.

1.1.6. Доменная структура

В простейшей модели возникновение доменной структуры в тонком ферромагнитном образце можно объяснить следующим образом. В гамильтониан входит два слагаемых: первое — объемное — связано с размагничивающими полями, выходящими из материала и проникающими в него на расстояние порядка ширины доменов a (значительно меньшее, чем толщина образца $d \gg a$). Второе — поверхностное — характеризует потери энергии при возникновении доменных стенок

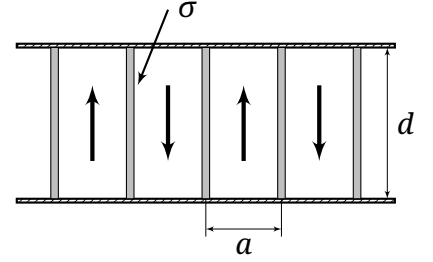


Рис. 1.2: Доменная структура ферромагнетиков

$$\varepsilon = \alpha \cdot 2Ka + \frac{\sigma d}{a}. \quad (1.26)$$

Здесь приведено выражение для энергии на единицу поверхности образца; K , σ — объемная и поверхностная константы соответственно. Коэффициент $\alpha \sim 1$ отражает отношение глубины проникновения магнитных полей к ширине домена, численный множитель 2 учитывает размагничивание на обеих границах образца. В последнем слагаемом отсутствует дополнительный численный коэффициент, поскольку при большом числе доменов на каждый приходится по одной стенке.

Минимизация записанного гамильтониана приводит к корневой зависимости ширины доменов от толщины структуры d

$$a = \sqrt{\frac{\sigma d}{2\alpha K}} \propto \sqrt{d}. \quad (1.27)$$

Отметим, что неограниченно расти толщина доменов не может: при определенных условиях может возникать расщепление домена вблизи поверхности на глубину порядка a (подробнее можно прочитать, например, в VIII томе курса теоретической физики [23]).

1.1.7. Критическое поведение магнетиков

Для фазовых переходов второго рода, которым и является переход из парамагнитной фазы в ферро- или антиферромагнитную, вводится понятие *критических индексов* — показателей степенных зависимостей магнитных термодинамических величин (см., например, том V курса теоретической физики [23])

$$\begin{cases} M_S(T) \Big|_{H=0} \propto |\varepsilon|^\beta, & \varepsilon < 0, \\ M(T = T_c) \propto H^{1/\delta}, & \varepsilon = 0, \\ \chi_0^{-1}(T) \Big|_{M=0} \propto |\varepsilon|^\gamma, & \varepsilon > 0, \end{cases} \quad (1.28)$$

где $\varepsilon = T/T_c - 1$.

Несложно убедиться, что для удовлетворения этой системы уравнений достаточно выполнения уравнения Арротта — Нокса [24]

$$(H/M)^{1/\gamma} = a\varepsilon + bM^{1/\beta}, \quad (1.29)$$

причем тогда возникает связь между критическими индексами: $\delta - 1 = \gamma/\beta$.

В рамках теории среднего поля, следуя пионерской работе Арротта [25], можно получить численные значения критических индексов. Записываем гамильтониан в наиболее общем виде

$$E = E_0 - \mathbf{H}\mathbf{M} - f(\mathbf{M}), \quad (1.30)$$

где E_0 — независимая от намагниченности \mathbf{M} часть энергии, второе слагаемое отвечает за взаимодействие со внешним полем \mathbf{H} , а $f(\mathbf{M})$ — внутренняя энергия образца, вызванная намагниченностью. При этом последняя, очевидно, должна быть инвариантной относительно смены направления вектора намагниченности на противоположное

$$f(\mathbf{M}) = A\mathbf{M}^2 + B\mathbf{M}^4 + C\mathbf{M}^6 + \dots \quad (1.31)$$

Здесь мы разложили f в ряд по намагниченности. Для эффективного магнитного поля имеем по определению

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}} = \mathbf{H} + f'(\mathbf{M}).$$

Оно, в свою очередь, должно быть нечетной функцией намагниченности

$$\frac{\mu \mathbf{H}_{\text{eff}}}{k_B T} = \alpha \mathbf{M} + \beta \mathbf{M}^3 + \gamma \mathbf{M}^5 + \dots \quad (1.32)$$

Тогда с учетом (1.31) получаем для внешнего магнитного поля

$$\mathbf{H} = \left(\frac{\alpha k_B T}{\mu} - 2A \right) \mathbf{M} + b\mathbf{M}^3 + \dots \quad (1.33)$$

Вводя $a = 2A$ и $T_c = a\mu/(\alpha k_B)$, приходим к уравнению (1.29) с критическими индексами $\gamma = 1$ и $\beta = 1/2$.

Для определения критической температуры по набору известных зависимостей $M(H)$ при нескольких T можно следовать следующему алгоритму

1. Построить зависимости $\chi^{-1}(M^2)$ при каждой температуре. Согласно (1.33) они имеют вид

$$1/\chi = H/M = \underbrace{a(T/T_c - 1)}_{\varphi(T)} + bM^2 + \dots \quad (1.34)$$

2. При каждой температуре по свободному члену определить $\varphi(T)$ и построить полученную температурную зависимость.
3. По пересечению с осью абсцисс зависимости $\varphi(T)$ определить критическую температуру T_c .

В общем случае, при известной температуре фазового перехода T_c , для определения критических параметров в уравнении Арротта — Нокса (1.29) применяется итерационный процесс:

1. Для начальных значений критических индексов при каждой температуре строят зависимости $M^{1/\beta} = M^{1/\beta} \left((H/M)^{1/\gamma} \right)$.
2. По пересечению с координатными осями определяют значения величин намагниченности и $M_S^{1/\beta} (\varepsilon < 0) \Big|_{H=0}$ восприимчивости $\chi_0^{-1/\gamma} (\varepsilon > 0) \Big|_{M=0}$.
3. Линейная интерполяция полученных зависимостей в $\log - \log$ масштабе позволяет получить новые значения критических индексов β и γ . После этого снова переходят к первому шагу процесса.

1.1.8. Ферромагнитный резонанс

Ферромагнитный резонанс впервые наблюдался В.К. Аркадьевым в 1913 году [2]. Спустя двадцать лет, в 1935 году, теоретические аспекты ферромагнитного резонанса были описаны Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицем в работе [1]. Авторами было предложено рассмотреть магнитные моменты как единую систему, поскольку сильное обменное взаимодействие приводит к параллельной ориентации моментов.

В 1955 году Гильберт предложил модифицировать член, отвечающий за затухание — так возникло уравнение, сегодня упоминаемое по трем фамилиям: Ландау — Лифшица — Гильберта (ЛЛГ)²

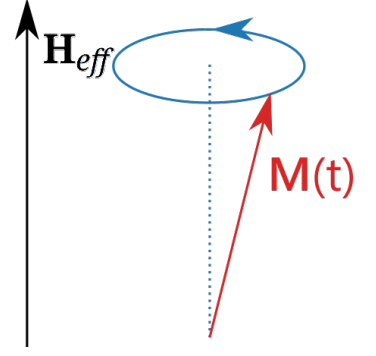


Рис. 1.3: Прецессия магнитного момента

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M_s} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right]. \quad (1.35)$$

Здесь первое слагаемое описывает изменение намагниченности вследствие ненулевого момента силы в эффективном магнитном поле $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}}$, а второе — феноменологически учитывает затухание.

Приведем алгоритм решения уравнения ЛЛГ без учета затухания в первом порядке по отклонению моментов от равновесного направления:

1. Определяем направление равновесной намагниченности. Ему соответствует минимум энергии, который мы ищем в сферических координатах

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0; \quad \det \left\| \frac{\partial^2 E}{\partial \theta, \varphi} \right\| > 0. \quad (1.36)$$

Здесь и далее мы предполагаем, что модуль магнитного момента единицы объема $|\mathbf{M}| = M_s$ постоянен, а изменяться может лишь его направление. Существование доменной структуры также не учитывается.

2. Ищем решение уравнения ЛЛГ в виде

$$\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s = (\mathbf{e}_\xi, \mathbf{e}_\eta, \mathbf{e}_\zeta) \cdot (e^{i\omega t} \delta m_\xi, e^{i\omega t} \delta m_\eta, 1)^T, \quad (1.37)$$

где единичный вектор \mathbf{e}_ζ направлен вдоль равновесного направления намагниченности, определенного на первом шаге алгоритма, а два других дополняют его до ортонормированного базиса.

Величины δm_ξ , δm_η могут содержать помимо амплитуды комплексную фазу, разность которых характеризует направление прецессии момента. Здесь нет зависимости от какой-либо координаты, потому что именно однородная прецессия намагниченности называется ферромагнитным резонансом (см. рис. 1.3).

3. Подставляем решение в уравнение ЛЛГ (1.35), пренебрегая затуханием ($\alpha = 0$):

$$-i\omega \begin{pmatrix} \delta m_\xi \\ \delta m_\eta \\ 0 \end{pmatrix} = -\gamma \mu_0 \begin{pmatrix} \delta m_\xi \\ \delta m_\eta \\ 1 \end{pmatrix} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (1.38)$$

² Здесь и далее используется система единиц СИ

Используя явный вид эффективного поля H_{eff} и приводя подобные слагаемые, в первом порядке по $|\delta\mathbf{m}|$ получаем уравнение вида

$$\hat{A} \begin{pmatrix} \delta m_\xi \\ \delta m_\eta \end{pmatrix} = 0, \quad (1.39)$$

где \hat{A} — некоторая постоянная двумерная матрица. Третье уравнение предыдущей системы заведомо выполняется в силу выбора оси прецессии вдоль эффективного поля на втором шаге алгоритма.

4. Решая уравнение $\det \hat{A} = 0$, определяем зависимость резонансной частоты от внешнего постоянного магнитного поля $\omega(\mathbf{H}_0)$. Для анализа величины поглощения можно определить собственные векторы $(\delta m_\xi, \delta m_\eta)^T$ матрицы A .

В литературе (см., например, [26]) можно найти резонансные зависимости $f = \omega(\mathbf{H}_0)/2\pi$ для гамильтониана $E = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0 - Km_z^2$, описывающего случай одноосной анизотропии:

- внешнее магнитное поле H_0 перпендикулярно образцу

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} (H_0 + H_K); \quad (1.40)$$

- сильное продольное магнитное поле $H_0 > H_K$

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{H_0(H_0 - H_K)}; \quad (1.41)$$

- слабое продольное магнитное поле $H_0 < H_K$

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{H_K^2 - H_0^2}. \quad (1.42)$$

Здесь было введено эффективное поле анизотропии $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$.

Подробнее о физике явления и технике измерения ферромагнитного резонанса можно прочитать, например, в классической книге Е.А. Турова [26] или обзоре [27].

1.2. Свойства топологических изоляторов

Топологические изоляторы — относительно новый класс материалов, в которых существуют поверхностные состояния, нечувствительные к характеру поверхности (например, к ее легированию), а определяемые объемными свойствами кристалла.

Рассмотрим возникновение такого состояния на примере плавного гетероперехода в полупроводнике (модель Волкова — Панкратова [28]), следуя конспекту лекций [29]. Запишем kr -гамильтониан в модели Кейна

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} E_g(x)/2 & Pk_x \\ Pk_x & -E_g(x)/2 \end{pmatrix}, \quad (1.43)$$

где P — некоторая постоянная; $E_g(x)$ — ширина запрещенной зоны, нечетная функция относительно границы раздела $x = 0$.

Считая, что в глубине объема материала $E_g(\pm\infty) = \pm\Delta$, получаем состояние $\Psi(x)$, затухающее в глубь материала

$$\Psi(x \rightarrow \pm\infty) = A \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} e^{-\Delta|x|/2P}. \quad (1.44)$$

Таким образом, локализованное состояние возникает вблизи точки обращения в нуль запрещенной зоны, а от самой зависимости $E_g(x)$ практически не зависит. Можно сказать, что состояние возникает на границе областей с разным значением инварианта $C = \text{sgn } E_g$.

В более сложном случае вводятся другие топологические инварианты — числа Черна — также характеризующие области кристалла, на границе которых возникают локализованные состояния. Более подробно ознакомиться со свойствами топологических изоляторов можно, например, в обзорных работах [30; 31].

Антиферромагнитные топологические изоляторы впервые были предсказаны в 2010 году Монгом, Есином и Муром [8]. Изначально они представляли собой обычный топологический изолятор, содержащий в качестве примесей атомы магнитных элементов. Однако впоследствии удалось синтезировать так называемый собственный магнитный топологический изолятор, стандартная стехиометрия которого подразумевает присутствие магнитных атомов в кристаллической решетке.

1.3. Магнитные и топологические свойства материалов типа MnBi_2Te_4

Первым исследованным собственным магнитным топологическим изолятором был MnBi_2Te_4 (МВТ). В 2013 году он был впервые получен [10], а также исследован на предмет кристаллической структуры и термоэлектрических свойств.

Кристаллы МВТ представляют собой семислойные пакеты $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$, структура которых приведена на рис. 1.4. В каждой плоскости атомы образуют гексагональную решетку. Между собой пакеты связаны вандерваальсовым взаимодействием. Элементарная ячейка содержит три семислойных пакета: тогда третья кристаллографическая ось образует прямой угол с плоскостями кристалла.

Существуют и вандерваальсовы материалы более общего состава $\text{MnBi}_{2n}\text{Te}_{3n+1}$, ($n = 2, 3, \dots$). В их элементарной ячейке семислойные пакеты с марганцем чередуются с пятислойными пакетами состава Te-Bi-Te-Bi-Te . Такие кристаллы могут вырастать при недостатке марганца. Более подробно про структуру кристаллов типа МВТ можно прочитать, например, в обзорных статьях [9; 32].

В последующих экспериментах было показано, что МВТ является топологическим изолятором [9]. Сегодня известно и о других возможных состояниях МВТ. Среди них, для толстых образцов, состояние полуметалла Вейля. Если же методом эксфолиации отщепить тонкую пленку, состоящую из небольшого числа слоев, или вырастить ее методом электронно-лучевой эпитаксии, можно получить структуру, обладающую двумерными свойствами. Так, в зависимости от четности числа слоев она будет проявлять свойства либо аксионного изолятора, либо изолятора Черна [33].

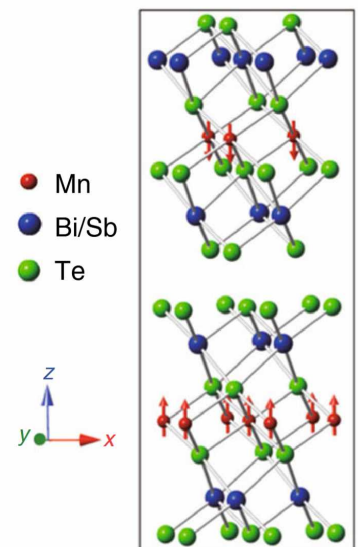


Рис. 1.4: Структура кристалла $\text{Mn}(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_4$. Источник: [11]

1.3.1. Магнитные свойства

Обсудим магнитные свойства кристаллов типа MBT (большинство результатов заимствованы из обзорной статьи [9]). В них проявляется анизотропия типа легкая ось. Коллективное поведение магнитных моментов можно описывать моделью антиферромагнетика А-типа с температурой Нееля $T_N = 24 \div 26$ К, однако в реальности упорядочение корректнее считать ферромагнитным.

В силу того, что ионные радиусы марганца и висмута близки, заметная доля атомов марганца может находиться в позициях висмута (и наоборот). Это приводит к образованию дополнительных плоскостей, содержащих магнитные моменты. Таким образом в семислойных пакетах дополнительно возникают слои магнитных моментов, которые при доступных постоянных внешних магнитных полях (до 10 Тл) испытывают антиферромагнитное упорядочение с основным слоем марганца. Согласно результатам работы [34] намагниченность достигает насыщения лишь при полях около 50 Тл (см. рис. 1.7 а).

Между собой семислойные пакеты в MBT также упорядочены антиферромагнитно, однако при рассмотрении представителей семейства $MnVi_{2n}Te_{3n+1}$ с $n > 1$ обмен между пакетами ослабевает и взаимодействие уже становится ферромагнитным [35].

Заметная зависимость от внешнего давления наблюдается лишь при достижении его значений порядка ГПа [36].

Сочетание магнитных и топологических свойств позволило сначала предсказать [14–16], а совсем недавно и пронаблюдать [16] состояние аксионного ТИ.

1.3.2. Ферромагнитный резонанс в MBT

Авторы статьи [35] исследовали ферромагнитный резонанс в $MnVi_2Te_4$ и $MnVi_4Te_7$ в полях до $B_{max} = 15$ Тл при частотах вплоть до $f_{max} = 300$ ГГц. Особенностью полученных результатов оказывается наблюдение ФМР-отклика даже при значительном превышении критической температуры (Кюри и Нееля соответственно), известных из других экспериментов. Так на рис. 1.5 изображена зависимость частоты резонанса в нулевом поле для $MnVi_4Te_7$. Отсутствие качественных изменений в отклике системы авторы объясняют короткодействующим ферромагнитным упорядочением, присутствующим в кристалле даже при достаточно высоких температурах.

В кристалле $MnVi_2Te_4$ авторы работы также наблюдали ферромагнитный отклик после превышения температуры Нееля этого антиферромагнетика.

1.3.3. Методики выращивания кристаллов

В литературе встречаются принципиально отличающиеся [37–39] методики выращивания кристаллов типа MBT. Кратко обсудим каждую из них.

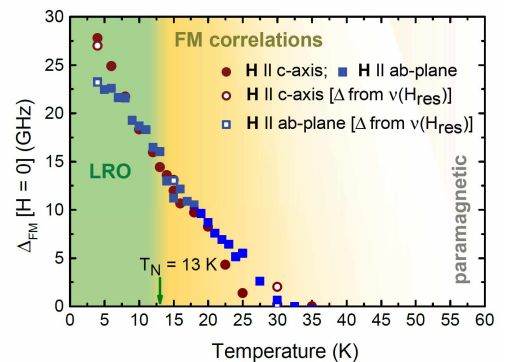


Рис. 1.5: Зависимость резонансной частоты $MnVi_4Te_7$ от температуры в отсутствие внешнего магнитного поля [35]

Модифицированный метод Бриджмена

Метод Бриджмена позволяет выращивать наиболее качественные кристаллы благодаря точности контроля температуры. Смесь $MnTe$ и Bi_2Te_3 нагревают выше температуры кристаллизации $MnBi_2Te_4$, после чего медленно охлаждают. Создаваемый в печи стационарный по времени градиент температуры позволяет обеспечивать послойную кристаллизацию путем медленного движения ампулы в направлении более низких температур. Характерная продолжительность процесса составляет одну неделю. Таким образом удастся добиться образования больших (вплоть до нескольких сантиметров) кристаллов.

Флюкс-метод

Кристаллы, выращенные при помощи флюкс-метода как правило значительно меньшего размера (до единиц миллиметров). Элементарные вещества смешиваются в соотношении со значительным избытком марганца в ампуле и нагреваются до температур около $900\text{ }^{\circ}C$. Последующее охлаждение до температуры кристаллизации фазы интересующего состава приводит к пересыщению расплава и началу кристаллизации требуемой фазы. При этом кристаллы зарождаются случайным образом, и впоследствии отделяются от жидкости декантацией.

Этот метод зачастую требует меньше времени, чем предыдущий, однако он не позволяет так же точно контролировать температуру в каждой точке расплава, что сказывается на образовании менее идеальных кристаллов.

Газотранспортный процесс

Суть метода заключается в следующем: исходные материалы связываются с транспортными агентами в летучие соединения. В ходе диффузии или конвекции вещества переносятся в область выращивания кристалла (как правило более холодную), где реагируют между собой, в результате чего вырастает требуемый кристалл. Образцы, выращиваемые таким методом, также имеют характерные размеры порядка миллиметра. При этом зачастую они имеют форму, характерную для кристаллов с гексагональной решеткой.

Эпитаксиальный рост

Для исследования поверхностных явлений необходимы образцы, представляющие собой тонкие пленки, состоящие из небольшого числа семислойных пакетов (или их чередования с пятислойными). Такие кристаллы можно выращивать при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии, приводящей к возникновению минимума дефектов. Контроль роста структуры проводят с использованием сканирующей просвечивающей электронной микроскопии [39]. Сам метод заключается в медленном осаждении нужных веществ из газообразной фазы в камере, предварительно откачанной до очень высокого вакуума. Именно это позволяет достигать идеальности тонких пленок кристаллов типа MBT.

1.3.4. Особенности кристаллов $MnSb_2Te_4$

Структура $MnSb_2Te_4$ (MST) полностью повторяет уже рассмотренную структуру MBT (параметры решетки см., например, в работе [40]). Однако особенностью MST,

вызывающей особый интерес к его изучению, является значительная доля взаимного замещения марганца и сурьмы, поскольку их ионные радиусы еще ближе друг к другу, чем у пары марганец — висмут.

Это приводит к повышению роли побочных слоев марганца в магнитных взаимодействиях кристалла. Согласно результатам в литературе (см., например, [13; 34]) при стандартной стехиометрии MST в отличие от упомянутого выше MBT имеет ферромагнитное упорядочение между пакетами. При этом повышение содержания марганца (фактически — замещение части мест сурьмы марганцем) приводит к увеличению температуры Кюри. Наоборот, в кристаллах с недостатком марганца наблюдается понижение критической температуры, а затем и переход к антиферромагнитному упорядочению между семислойными пакетами (см. рис. 1.6).

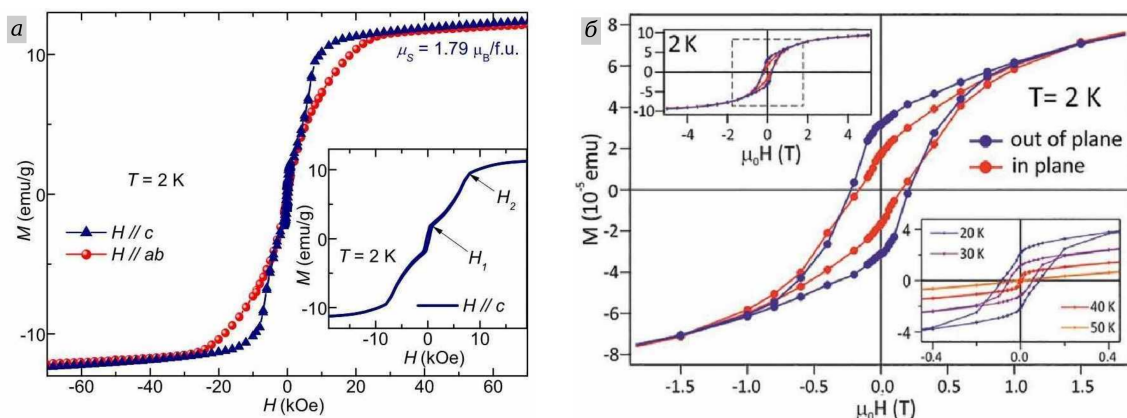


Рис. 1.6: Сравнение зависимостей намагниченности от приложенного внешнего поля при температуре $T = 2$ K для образцов MST с разной стехиометрией: $\text{Mn}_{0.84}\text{Sb}_{2.16}\text{Te}_4$ [9] (а), $\text{Mn}_{1.06}\text{Sb}_{1.94}\text{Te}_4$ [39] (б)

На основании закона Кюри — Вейсса авторы работы [38] получили значение намагниченности $\mu_{\text{eff}} = 4,86 \mu_B/\text{f.u.}$. При этом намагниченность насыщения $\mu_{\text{sat}} = 1,79 \mu_B/\text{f.u.}$. Отношение Родоса — Вольфарта (1.9) составляет $q_c/q_s = 2,45$. Однако трактовать его отличие от единицы как преобладание роли свободных электронов в магнитных свойствах материала не стоит.

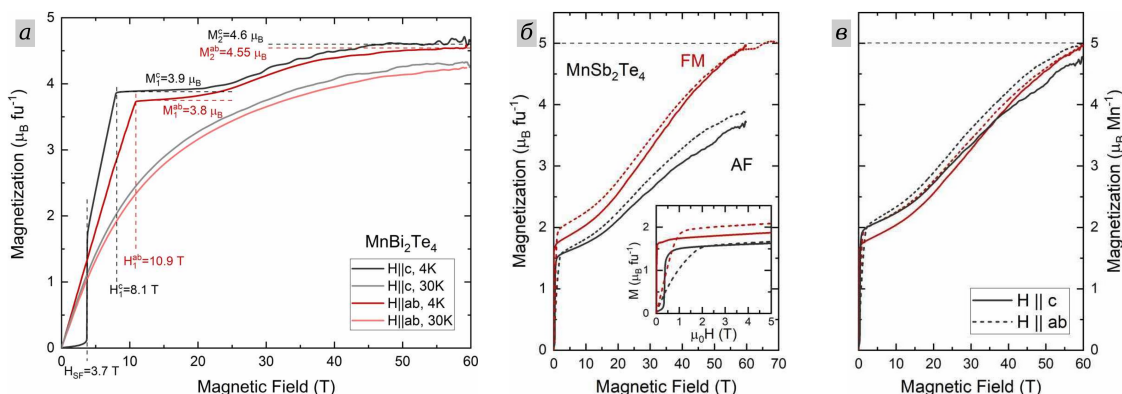


Рис. 1.7: Зависимость намагниченности от прикладываемого внешнего поля. Антиферромагнитный (AFM) образец MBT в двух конфигурациях магнитного поля при температуре 4 K и 30 K (а). Ферромагнитный (FM) и антиферромагнитный (AFM) образцы MST в двух конфигурациях магнитного поля при температуре 4 K (б, в). На графиках (а), (б) намагниченность отнормирована на элементарную ячейку, на графике (в) — на атом марганца. Источник: [34]

Более удачное объяснение основано на результатах работы [34]. В ней авторы показали, что настоящее насыщение достигается лишь в очень больших магнитных полях (см. рис. 1.7 б, в) — до этого атомы марганца, расположенные в позициях сурьмы, обладают магнитным моментом, противоположенным моментам основного слоя марганца.

На врезках на рис. 1.6 (а) и рис. 1.7 (б) видны спин-флоп и спин флип-переходы в антиферромагнитно упорядоченных образцах MST при внешних полях $\mu_0 H_0 \sim 1$ Тл. Эта величина на порядок меньше полей переходов у MBT (см. рис. 1.7 а).

Среди наиболее распространенных моделей (среднего поля, XY-модель, модели Гейзенберга и Изинга) теория среднего поля лучше всего [38] описывает критическое поведение MST (см. рис. 1.8). Однако более тонкий анализ с использованием уравнения Арротта — Нокса (1.29) приводит [38] к немного отличающимся от предполагаемых в модели среднего поля значениям критических индексов

$$\beta = 0,441; \gamma = 1,108; \delta = 1 + \gamma/\beta = 3,51. \quad (1.45)$$

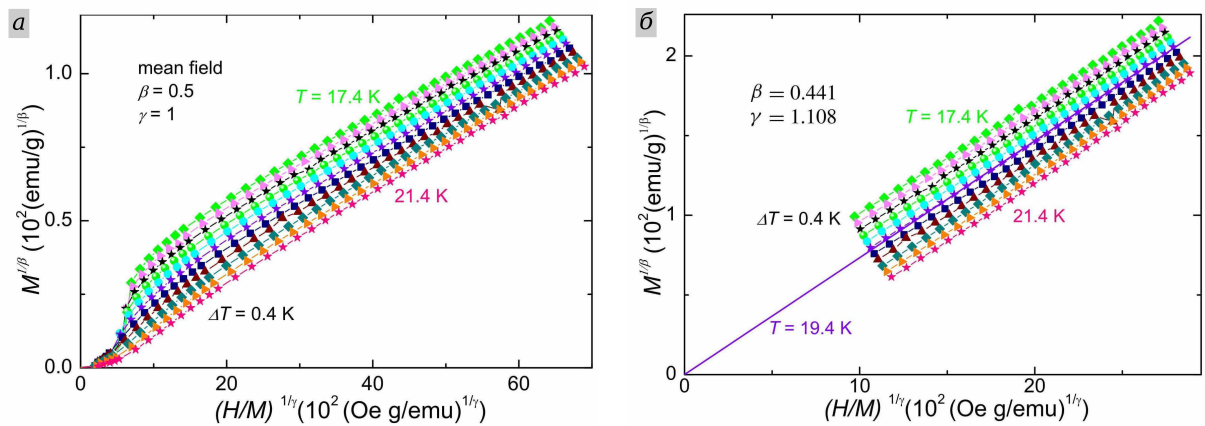


Рис. 1.8: Определение критических индексов для MST в модели среднего поля (а) и с использованием итерационного процесса на основании уравнения Арротта — Нокса (б). Графики модифицированы на основе изображений из работы [38]

Глава 2

Методы изготовления, характеристики и измерения образцов магнитных топологических изоляторов

2.1. Методика выращивания кристаллов

На основании фазовой диаграммы для MST из работы [41], коллегами из Лаборатории химии и физики полупроводниковых и сенсорных материалов МГУ были подобраны параметры для изготовления образцов модифицированным методом Бриджмена [42]. Приведем здесь подробную технологию выращивания кристаллов MST.

Предварительно готовится навеска элементарных веществ исходя из требуемой стехиометрии в расчете на суммарную массу кристалла около 15 г. Далее производится следующий процесс:

1. Подготовленные навески из элементарных веществ для синтеза MnTe и Sb₂Te₃ запаиваются в кварцевую ампулу с низким остаточным давлением во избежание реакции с кислородом. Ампула с MnTe предварительно графитизируется, чтобы содержимое ампулы не прореагировало с кварцем.
2. Содержимое ампул прокаливается при температуре T на протяжении промежутка времени τ (см. таблицу 2.1).

Таблица 2.1: Параметры прокаливания химических соединений для последующего выращивания кристаллов MST

Вещество	$T, ^\circ\text{C}$	$\tau, \text{ч}$
MnTe	900	24÷28
Sb ₂ Te ₃	650	3

3. Ампулы вскрываются. MnTe измельчается вручную или механически под слоем гептана или гексана, чтобы Mn не окислялся. Получившийся порошок прессуется с помощью прессформы и ручного гидравлического пресса в «таблетку».
4. В предварительно графитизированную ампулу повторно запаивается Sb₂Te₃ и таблетки MnTe.
5. Ампула помещается в печную установку (см. фото на рис. 2.1 а), снабженную возможностью медленного, со скоростью $v = 0,2$ мм/ч, движения ампулы внутри печи вдоль ее оси. Выращивание кристалла производится на участке печи, где зависимость температуры от координаты имеет вид, качественно изображенный на рис. 2.1 (б).

При этом сначала температура даже в нижней точке ампулы на $1 \div 4$ °C выше температуры плавления. Впоследствии ампула медленно смещается в область более низких температур, в результате чего происходит кристаллизация образца.

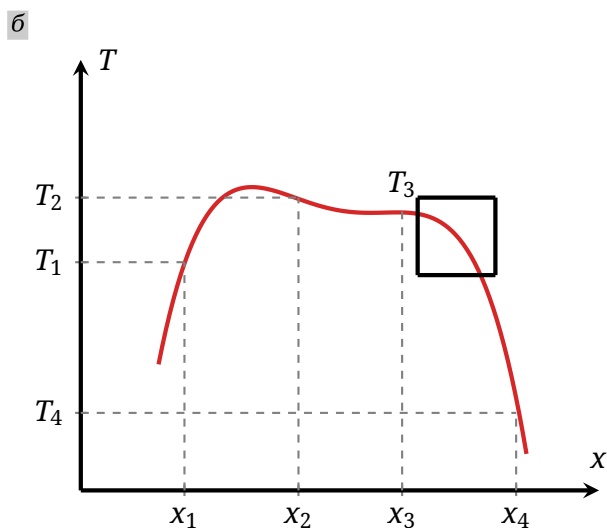


Рис. 2.1: Фотография печи, в которой выращивались кристаллы (а); качественный вид зависимости температуры от координаты вдоль оси печи (б). Черным прямоугольником выделена область, используемая для выращивания кристаллов

2.2. Рентгенофлуоресцентный метод определения состава

Рентгенофлуоресцентный метод анализа применяется для определения качественного и количественного состава образцов. Облучение поверхности материала рентгеновским излучением приводит к переходу электронов в возбужденное состояние. Поскольку возбужденные состояния как правило короткоживущие, атом вскоре возвращается обратно в основное состояние, при этом происходит флуоресценция — излучение фотонов на длине волны, определяемой разностью энергетических уровней, уникальной для каждого элемента. В результате, детектируя испускаемое излучение можно определить состав образца. Отношение интенсивностей будет характеризовать отношение количества атомов элементов в подсвечиваемом рентгеновским излучением пятне. Подробнее про нюансы этой технологии можно прочитать, например, в объемном справочнике-обзоре [43].

2.3. Экспериментальная установка для ФМР-спектроскопии

Обсудим экспериментальную установку, в которой проводилось изучение ФМР-спектров. Она состоит из криостата (см. фото на рис. 2.2 а), «вставки» (рис. 2.2 б, в), держателя образца (рис. 2.2 г, д) и измерительных приборов.

2.3.1. Криостат AttoDry 1000

Низкие температуры достигались с использованием коммерческого криостата замкнутого цикла AttoDry 1000 производства компании Attocube, действующего на основе технологии pulse tube. Кратко обсудим принцип ее работы (подробности см., например, в работе [44]).

Рабочим телом холодильной машины является газообразный ^4He , который перемещается внутри установки между ее горячими (при комнатной температуре) и холодными (при низких температурах) частями. Движение вызвано периодическим изменением давления, отчего технология и получила свое название.

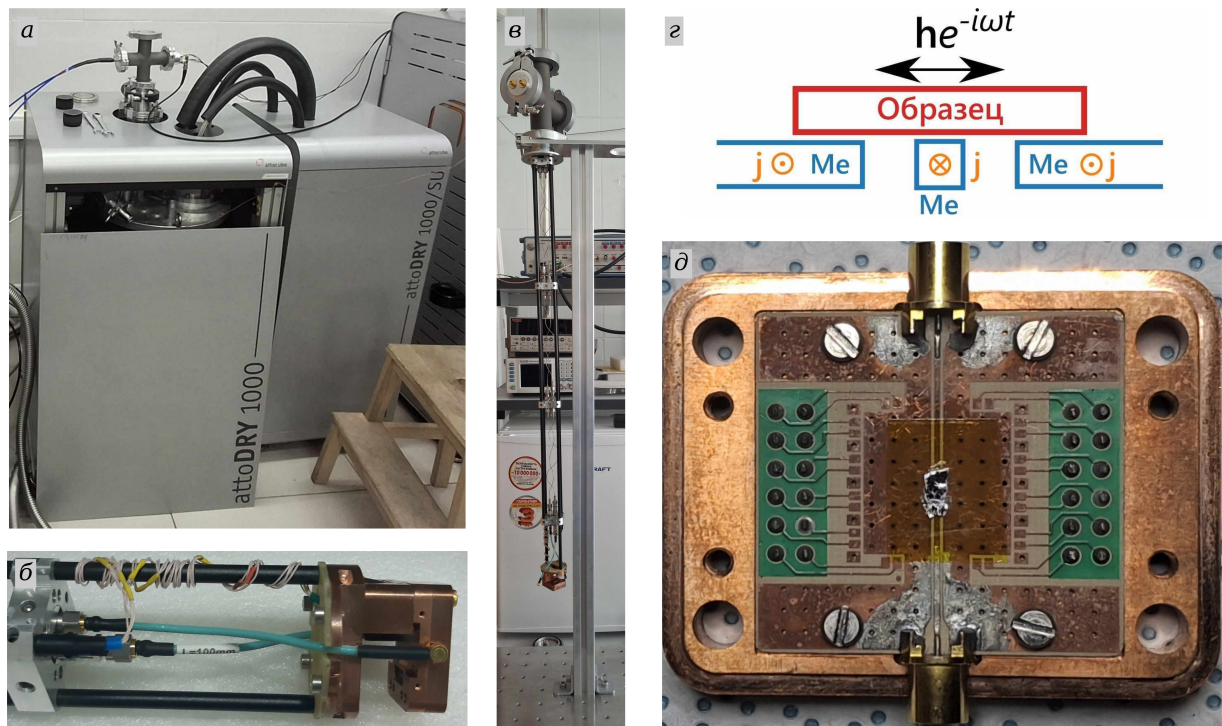


Рис. 2.2: Экспериментальная установка: криостат замкнутого цикла AttoDry 1000 (а), вставка для ВЧ-измерений (б, в), держатель с образцом (д). Схема возникающих магнитных полей при протекании ВЧ-тока через планарный волновод на держателе (е)

В $P - V$ координатах цикл Стирлинга, совершаемый газом, изображен на рис. 2.3 (а). Забрав тепло от холодного конца установки, газ изохорно перемещается к горячему концу, где отдает его. Далее вновь происходит изохорное перемещение газа обратно к криогенной части установки. Однако в отличие от стандартного двигателя Стирлинга поршень удален от основной части установки, благодаря чему удается минимизировать возникающие шумы.

Одна из возможных схем устройства холодильной машины с технологией pulse tube изображена на рис. 2.3 (б). В левой части рисунка изображен компрессор, обеспечивающий пульсацию давления гелия в объеме, примыкающем к теплообменнику X_1 при температуре T_H . За теплообменником расположен регенератор, представляющий собой пористую структуру, способную поглощать тепло, когда газ движется от компрессора, и отдавать, при обратном движении. С другой стороны регенератор ограничен теплообменником X_2 , который контактирует с охлаждаемой областью криостата (температуры T_L). Далее идет основной объем, в котором пребывает газ. С правого конца этого объема расположен еще одним теплообменник при комнатной температуре (X_3), за которым следует клапан (небольшое отверстие) O_1 , ведущий в резервуар с газом. Это отверстие выполняет функцию сопротивления. Еще одно отверстие O_2 , соединяющее резервуар с компрессором, используется для регулировки режима работы холодильной машины.

На рис. 2.3 (в) приведена диаграмма холодильной машины, работающей по принципу Гиффорда — Мак-Махона. Именно он лежит в основе работы технологии pulse tube в криостате AttoDry 1000. Отличие от описанного выше принципа Стирлинга заключается лишь в методике организации периодического изменения давлений. Оно осуществляется не движением поршня, а переключением между двумя объемами с разным давлением газа: P_H и P_L . В нашей установке верхнее и нижнее давления гелия равны соответственно $P_H \approx 19$ бар и $P_L \approx 7$ бар.

Отметим, что частота пульсаций давления подбирается для обеспечения оптимальной работы цикла при заданной температуре криостата. Внутри охлаждаемой части установки расположен сверхпроводящий магнит, способный создавать поля вплоть до 7 Тл.

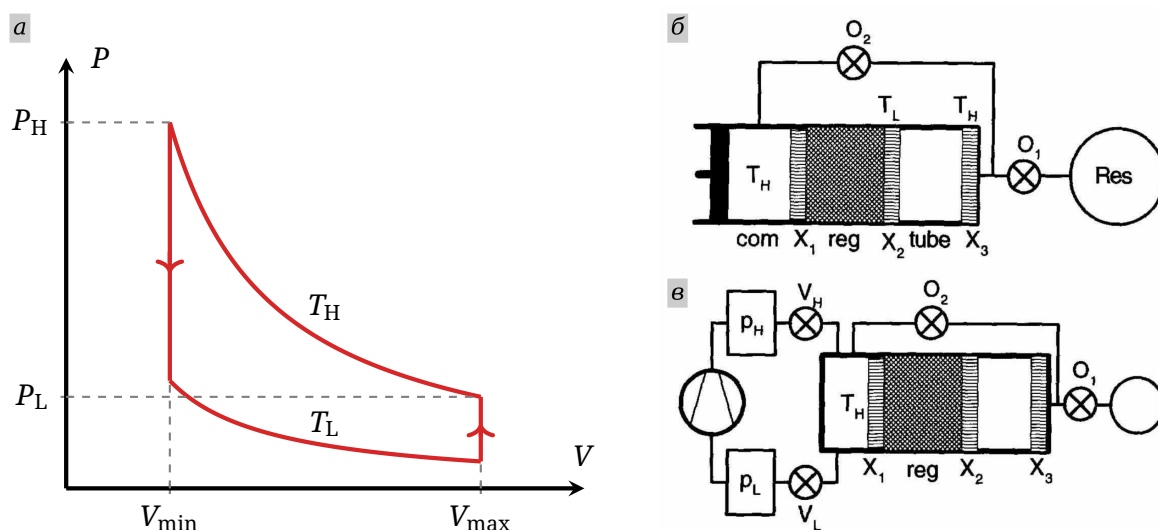


Рис. 2.3: Технология pulse tube. Цикл Стирлинга, состоящий из двух изотерм и двух изохор в координатах давление — объем (а). Схема холодильной машины Стирлинга (б), Гиффорда — Мак-Махона (в) [44]

2.3.2. Вставка

Для погружения в криостат образцов и подключения измерительных приборов используется так называемая «вставка», фотография которой приведена на рис. 2.2 (в). В верхней части расположены контакты, остающиеся вне криостата (видны на рис. 2.2 а), при комнатной температуре и атмосферном давлении. В нижней части предусмотрен разъем для закрепления и подключения держателя с образцом (см. рис. 2.2 б).

При загрузке вставка сначала погружается в цилиндр, где создается вакуум, чтобы избежать конденсации газов и намерзания льда при охлаждении. Однако после этого напускается небольшое количество гелия для обеспечения теплообмена между образцом и криостатом. Далее вставка в цилиндре вертикально загружается в криостат. Более подробно алгоритм загрузки и выгрузки описан в приложении Б.

На вставке проведены две высокочастотные (СВЧ) линии (к держателю и от него), а также закреплены и подключены термометр и нагреватель.

2.3.3. Держатель

Держатель представляет собой плату из фольгированного композитного материала RA1000, произведенного компанией Relong. Этот материал используется специально для СВЧ-измерений, поскольку обладает практически независимой от частоты диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 10,2$ и слабым поглощением сигнала.

На плате протравлен копланарный волновод, над которым располагается образец. Во избежание контакта между линиями на плату приклеивается каптоновый скотч (изолятор). Сам образец клеится с помощью клея БФ. Протекающие высокочастотные токи создают переменные магнитные поля в плоскости образца (см. рис. 2.2

з). Плата закреплена в медном корпусе, который для измерений прикручивается к вставке в одной из двух конфигураций: обеспечивающей возможность создания постоянного магнитного поля перпендикулярно образцу (out-of-plane; OOP) или в его плоскости (in-plane; IP).

Параметры волновода рассчитаны для обеспечения волнового сопротивления 50 Ом: ширина центральной линии $a = 400$ мкм, расстояние от нее до заземленных берегов $b = 200$ мкм. Фотография нижней части держателя с образцом представлена на рис. 2.2 д).

2.3.4. СВЧ-линии

На рис. 2.4 (а) изображен спектр пропускания СВЧ-линии на вставке, а также ее схема. Остальные графики иллюстрируют спектры пропускания отдельных частей цепи при комнатной температуре. При проектировании СВЧ-линии ее компоненты подбирались, исходя из применимости для работы при частотах вплоть до 20 ГГц.

Аттенюаторы на 10 дБ установлены для борьбы с внешними шумами, а «нулевые» обеспечивают термализацию линии. Особо отметим, что аттенюаторы на 0 дБ (см. рис. 2.4 б) при частотах выше 30 ГГц очень сильно поглощают сигнал, что не позволяет использовать соответствующий диапазон для исследований. Аттенюаторы на 10 дБ также не соответствуют своему номиналу при высоких частотах (см. рис. 2.4 в).

На рис. 2.4 (г) приведены спектры поглощения собранного держателя с образцом («весь»), только платы, без медного корпуса («плата»), и платы, закрепленной в нижней части корпуса («без верха»). Хорошо видно, что на целом ряде частот наблюдается резонансное поглощение. При этом особенно глубокими резонансы становятся в наполовину собранном держателе. Резонанс на частоте около 17 ГГц, отмеченный на графике звездочкой, в дальнейшем будет хорошо заметен на всех получаемых спектрах. Присутствие наклона у зависимостей объясняется тем, что держатель подключался кабелями, которые было технически невозможно исследовать отдельно и вычесть их вклад в спектр.

Выходные разъемы In и Out также на ряде частот резонансно поглощают (см. рис. 2.4 д, е). При этом, не затягивая разъем до конца при подключении кабеля, появление некоторых из них (например, на частоте $f \approx 8$ ГГц в разьеме Out) удается избежать. Отметим, что разъем In также иногда дает паразитный резонансный пик — на частоте $f \approx 12$ ГГц.

2.3.5. Векторный анализатор цепей

Векторный анализатор цепей (vector network analyzer; VNA) позволяет генерировать высокочастотный сигнал и исследовать матрицу рассеяния (S -матрицу), выражающую амплитуды падающей и отраженной волн на выходе СВЧ-цепи через амплитуду волны на ее входе. Кратко принцип работы VNA описан, например, в [45; 46].

В простейшем случае длинной линии, удовлетворяющей условию Хевисайда [47] на погонные параметры волновода, матрица рассеяния имеет вид

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} 0 & e^{-\gamma l} \\ e^{-\gamma l} & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

где l — длина линии, $\gamma = \beta + i\omega\sqrt{LC}$. Таким образом $\lg |S_{21}| \propto \beta l$ характеризует затухание в волноводе длины l .

В наших измерениях исследуется именно модуль амплитуды прохождения $|S_{21}|$ в децибелах. Это позволяет складывать величины поглощения на разных участках

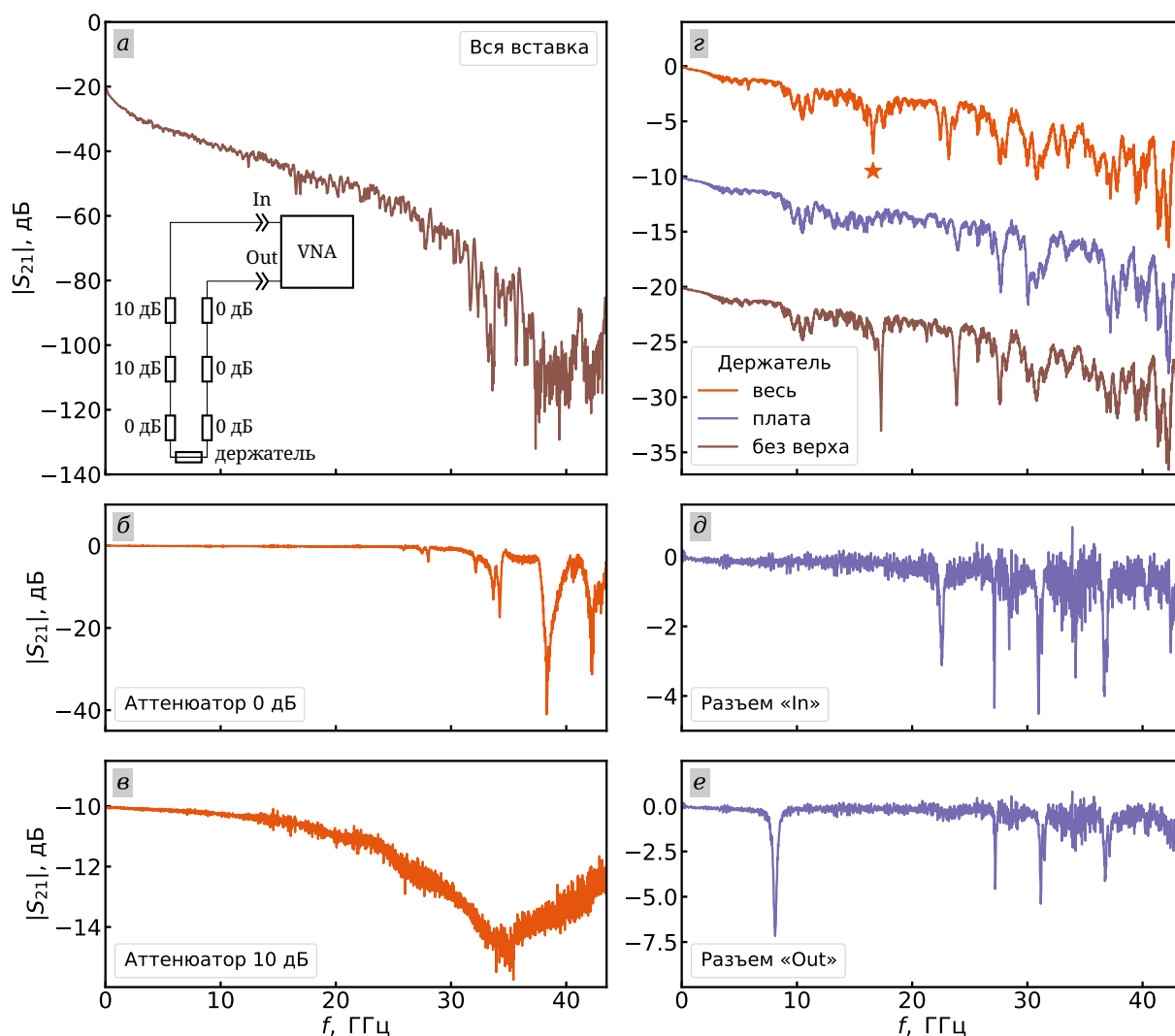


Рис. 2.4: Спектры элементов СВЧ-цепи: все пики являются паразитными. Вся вставка целиком и ее схема (а); аттенюаторы на 0 и 10 дБ (б, в); держатель (г), выходные разъемы (д, е). Спектры кабелей от векторного анализатора цепей предварительно были исследованы и вычтены из представленных зависимостей. Звезда на графике г обозначает паразитный резонанс, который также будет обсуждаться в разделе 3.2.2

вместо перемножения. Однако стоит отметить, что при пересчете в децибелы используется формула

$$|S_{21}|_{[\text{дБ}]} = 20 \lg |S_{21}|. \quad (2.2)$$

Запись коэффициента 20 перед логарифмом фактически приводит к отображению мощности, а не амплитуды. В дальнейшем обозначение $|S_{21}|$, дБ будет обозначать величину, вычисленную именно по формуле (2.2).

Измерения проводились при помощи векторных анализаторов цепей VNA Seuear 3671G и Planar VNA C1220 и (см. рис. 2.5 а, б). Их основное отличие заключается в максимальной генерируемой частоте (43,5 ГГц и 20 ГГц соответственно). Однако мы были ограничены по времени использования VNA Seuear, поэтому часть образцов исследовалась в более узком диапазоне частот. В приложении В представлено сравнение спектров образца, полученных двумя приборами.

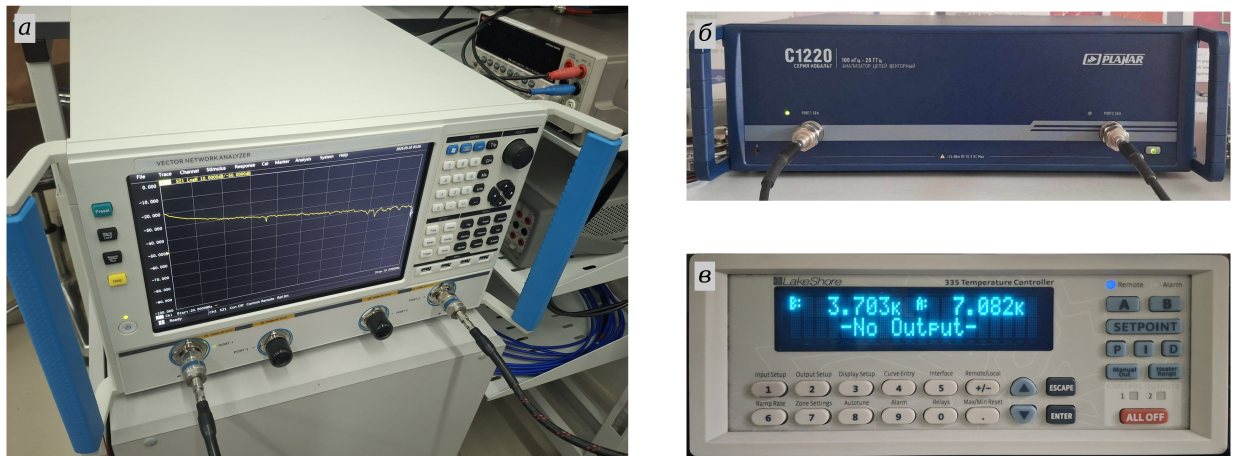


Рис. 2.5: Лабораторные приборы: векторные анализаторы цепей VNA Seyear 3671G (а) и Planar VNA C1220 (б); контроллер температуры LakeShore 335 (в)

Кабели

Для подключения векторного анализатора цепей Planar VNA C1220 использовалась пара двадцатифутовых кабелей CBL-20FT-SMSM+ от компании Mini-circuits, рассчитанных на частоты вплоть до 18 ГГц.

Подключение VNA Seyear 3671G осуществлялось при помощи кабелей PL520P от компании RF ONE, рассчитанных на частоты вплоть до 26,5 ГГц.

2.3.6. Контроль температуры

Управление температурой образца осуществлялась при помощи нагревателя, представляющего собой обычный радиотехнический резистор сопротивлением $R \approx 50 \text{ Ом}$.

В качестве термометра использовался резистор из оксида рутения (сопротивление при комнатной температуре $R_{300\text{K}} \approx 1 \text{ кОм}$), предварительно откалиброванный с помощью другого термометра. Подключение для измерения сопротивления осуществлялось по четырехточечной схеме.

Для обеспечения постоянной температуры образца на протяжении эксперимента использовался пропорционально-интегрально-дифференциальный (ПИД) регулятор. В нем управляющее воздействие (напряжение на нагревателе) складывается из трех составляющих [48], действующим согласно своим названиям.

Пропорциональная — основная — регулирует состояние системы, подавая тем большее напряжение на нагреватель, чем выше разность целевой температуры и измеряемой. Наоборот, при превышении необходимой температуры, управляющее воздействие уменьшается, и образец охлаждается.

Дифференциальная составляющая позволяет защитить систему от перерегулирования, фактически добавляя в нее затухание. В результате удастся избежать многократной смена знака отклонения температуры при стремлении к достижению равновесия.

Интегральная компонента вносит вклад наоборот в тех случаях, когда пропорциональная составляющая воздействия оказывается слишком слаба, чтобы достичь необходимой температуры. В этом случае со временем ошибка накопится, интегральное слагаемое значительно вырастет, и нужное состояние будет достигнуто.

Контроль температуры ПИД-регулятором (ее измерения и подача регулирующего напряжения на нагреватель) осуществлялся при помощи специализированного устройства контроля температуры LakeShore 335 (см. рис. 2.5 в).

2.3.7. Программное обеспечение

Управление экспериментом производилось на языке Python при помощи Jupiter Notebook. Автором совместно с коллегами из лаборатории TQPSS Центра перспективных методов мезофизики и нанотехнологий МФТИ были доработаны драйвера для совместимости с используемыми приборами, в частности реализован ПИД-регулятор для контроля температуры образца.

Глава 3

Экспериментальные результаты

3.1. Изготовление образцов и исследование их состава

Для исследований были подготовлены четыре образца (см. фото на рис. 3.1). Кристаллы выращивались в соответствии с методом Бриджмена, описанном в разделе 2.1. Параметры их роста представлены в таблицах 3.1, 3.2.

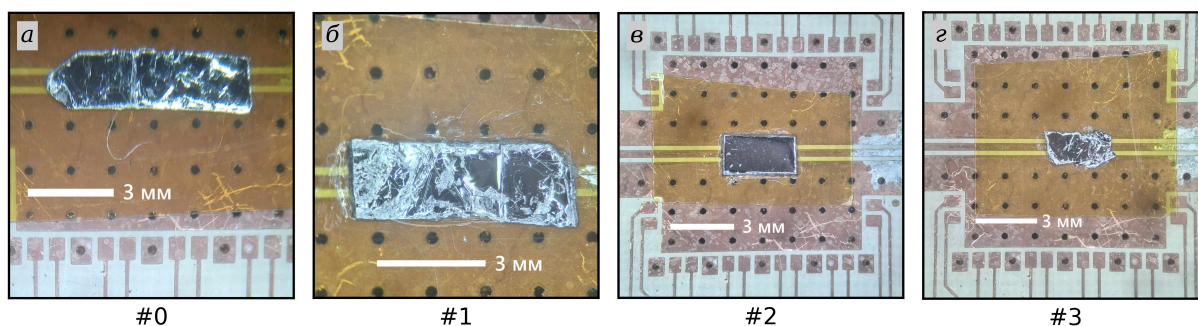


Рис. 3.1: Фотографии исследованных образцов

После извлечения выращенная «пуля» (рис. 3.2 а) расщепляется на фрагменты (рис. 3.2 б, в) близкие к монокристаллическим, из них уже подготавливаются образцы. Однако и внутри каждого фрагмента содержание марганца может меняться. Так образцы #1 и #2, отщепленные от соседних кусков кристалла, значительно отличаются по составу (см. данные в таблице 3.2).

Таблица 3.1: Параметры роста кристаллов. Указанные температуры соответствуют четырем точкам внутри печи (см. рис. 2.1 б)

Образец	Начало процесса	Окончание процесса	$T_1, ^\circ\text{C}$	$T_2, ^\circ\text{C}$	$T_3, ^\circ\text{C}$	$T_4, ^\circ\text{C}$
#0	06.09.21 14:05	13.09.21 16:45	621,7	651,7	641,7	441,7
#1	24.03.25 09:57	31.03.25 14:10	603,4	633,4	623,4	423,4
#2						
#3	23.04.25 11:17	30.04.25 12:06	605,2	635,2	625,2	425,2



Рис. 3.2: Процесс отщепления образцов: только что выращенная «пуля» (а), после разбиения пополам (б), расщепление на достаточно однородные кристаллы (в)

В таблице 3.2 также указаны названия образцов, используемые в лабораторном журнале, их толщины, измеренные микрометром, и состав, определенные рент-

генофлуоресцентным методом анализа. Ошибка определения содержания марганца в образцах составила $\sigma = 0,006$.

Таблица 3.2: Параметры образцов: координаты точек зарождения и окончания процесса (x_H и x_K), продолжительность синтеза τ ; толщина d и состав подготовленных образцов

Образец	Рабочее название	x_H , мм	x_K , мм	τ , ч	d , мкм	Mn	Sb	Te
#0	MST_0	320,15	349,32	170,7	217	1,000	2,001	4
#1	MST_310325_1	350,00	384,30	172,2	223	1,043	1,957	4
#2	MST_310325_1_2				282	1,013	1,988	4
#3	MST_300425_3	350,00	383,82	168,8	238	0,977	2,023	4

3.2. Результаты измерений ФМР-спектров

3.2.1. Частотно-полевая зависимость

При фиксированных температуре и внешнем магнитном поле явление ферромагнитного резонанса распознать невозможно из-за ярко выраженного фона (см. рис. 3.3 а), возникающего в кабелях и других элементах СВЧ-цепи (подробности см. в разделе 2.3.4). Поэтому для анализа спектров, полученных в присутствии внешних магнитных полей, на каждой фиксированной частоте проводится вычитание медианы поглощения. Это позволяет получить отнормированные спектры, один из которых (в нулевом поле) приведен на рис. 3.3 (б). На нем уже видно поглощение на частоте 20 ГГц, вызванное ферромагнитным резонансом.

Спектры, измеренные при разных магнитных полях собираются в карту пропускания, пример которой изображен на рис. 3.3 (в). На трехмерной зависимости пропускания $|S_{21}|(H_0, f)$ становится хорошо различима резонансная кривая. Также из карты ясно, что на высоких частотах возникает именно апериодический шум, а не поглощение, вызванное каким-либо элементом высокочастотной цепи. При этом в отдельных диапазонах высоких частот (например, в районе 41 ГГц) наблюдается незашумленная картина и виден ферромагнитный отклик образца.

Приведенные на рис. 3.3 спектры были получены при параметрах измерения, указанных в таблице 3.3.

Таблица 3.3: Параметры некоторых измерений: максимальное (по модулю) поле и шаг развертки по нему, максимальная частота и шаг развертки по ней, мощность подаваемого сигнала P , полоса пропускания bw , продолжительность измерения при фиксированном поле t_1 и полная длительность измерения T

Спектр	$\mu_0 H_{\max}$, Тл	$\mu_0 \Delta H$, Тл	f_{\max} , ГГц	Δf , МГц	P , dBm	bw , Гц	t_1 , с	T , ч
рис. 3.3 (в)	1,0	0,01	43,5	20	3	20	136	10
рис. 3.4 (а)	0,5	0,02	20	20	6	20	63	1,5
рис. 3.5 (а)	0,5	0,01	20	10	6	20	125	3

Здесь длительность получения спектра определяется по формуле

$$t_1 = 1,25 \frac{f_{\max}}{\Delta f bw}, \quad (3.1)$$

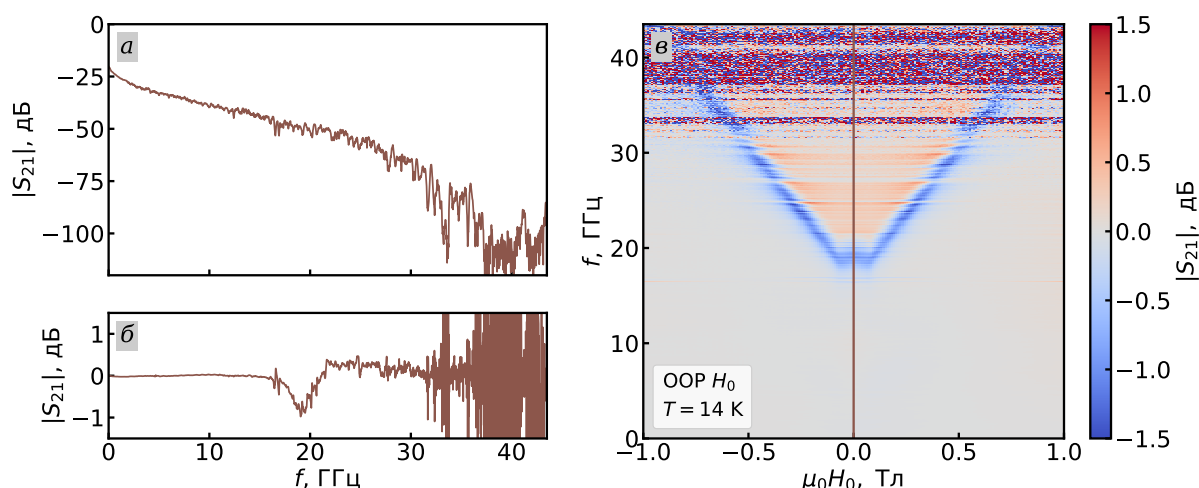


Рис. 3.3: Спектр поглощения вставки с образцом #1 при температуре $T = 14$ К в отсутствии внешнего магнитного поля (а, б); в перпендикулярном поле (в). Спектр (б) получен из (а) вычитанием «фона», вычисленного усреднением по спектрам в ненулевых полях. Вертикальная коричневая линия на карте поглощения (в) указывает на поле, соответствующее спектрам а, б

где численный коэффициент закладывает дополнительное время на переключение между частотами и запуск следующего измерения.

Изменение магнитного поля требует еще более длительного времени (30 – 60 секунд). Поэтому уменьшение шага по полю при сохранении числа точек практически не изменяет продолжительность измерений. Таким образом достаточно подробно изучить спектры при нескольких температурах менее чем за сутки не представляется возможным.

3.2.2. Спектр при фиксированной частоте

Для получения резонансных кривых использовались срезы при фиксированных частотах. Карты поглощения и срезы при трех частотах для двух конфигураций внешнего магнитного поля изображены на рис. 3.4.

Здесь хорошо различимы минимумы пропускания при перпендикулярном образцу магнитном поле, а также при низких полях IP-конфигурации. Однако внимательное изучение зависимостей позволяет различить также и участок резонансной кривой в высоких продольных магнитных полях.

Таким образом получение двумерных резонансных кривых сводится к поиску локальных минимумов на зависимостях пропускания от поля. В дальнейшем эти кривые приближаются модельными теоретическими зависимостями.

Отметим, что на частотах около 17 ГГц видна особенность спектра, упомянутая выше в разделе 2.3.4. Это резонанс в держателе, его частота растет при приложении магнитного поля. Однако это не является откликом образца, а потому в дальнейшем не обсуждается.

3.3. Анализ ФМР-спектров

На примере результатов исследований для образца #0 обсудим общий вид спектров, их приближение теоретическими зависимостями, и влияние изменения температуры.

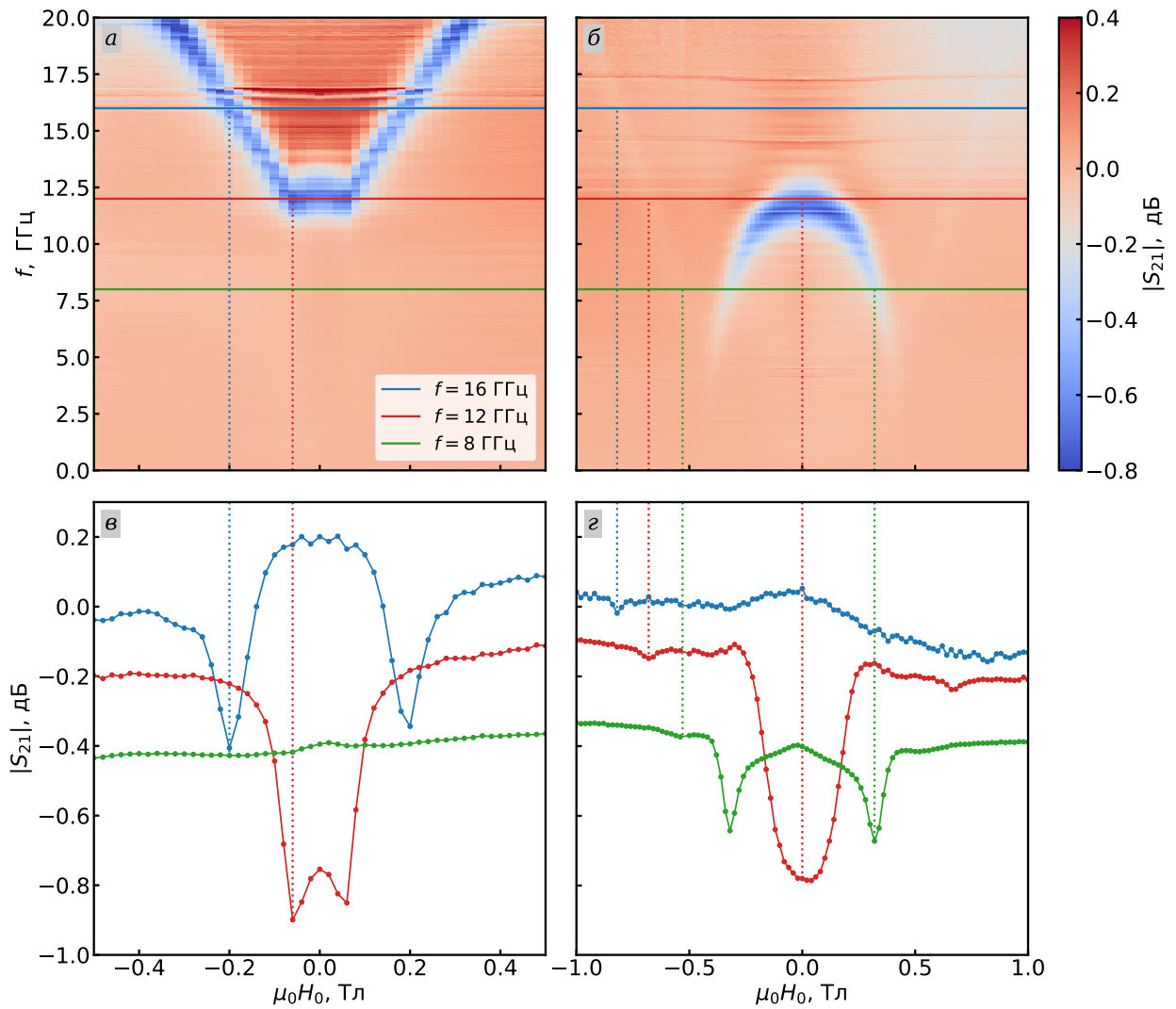


Рис. 3.4: ФМР-спектры образца #1 при температуре $T = 20$ К в перпендикулярном (а, в) и продольном (б, г) магнитных полях. Диаграммы (а, б) иллюстрируют полные карты поглощения; на графиках (в, г) представлены срезы спектров при трех фиксированных частотах (для наглядности зависимости, соответствующие разным частотам, смещены по оси ординат с шагом 0,2 дБ)

Приложение постоянного внешнего магнитного поля позволяет регулировать направление намагниченности образца. Добавление высокочастотной компоненты приводит к прецессии относительно этого направления. В результате на спектрах наблюдается резонансное поглощение, отраженное более синими оттенками на рис. 3.5. На нем приведены карты поглощения в координатах частота — поле для двух температур: $T_1 = 17,2$ К (диаграммы а, б) и $T_2 = 20,6$ К (диаграммы в, г). Спектры в левой колонке (а, в) соответствуют случаю приложения магнитного поля перпендикулярно образцу (out-of-plane; OOP), а в правой (б, г) — в плоскости образца (in-plane; IP). При этом, как и следовало ожидать на графиках в одной строке резонанс в нулевом поле достигается на одной и той же частоте.

В сильных внешних магнитных полях магнитные моменты в равновесии выстраиваются по полю. В этом случае проекция намагниченности на направление приложения внешнего поля достигает насыщения; экспериментальные данные хорошо приближаются теоретическими зависимостями (1.40) – (1.41). Однако определяемые таким образом эффективные поля анизотропии не совпадают для двух направлений

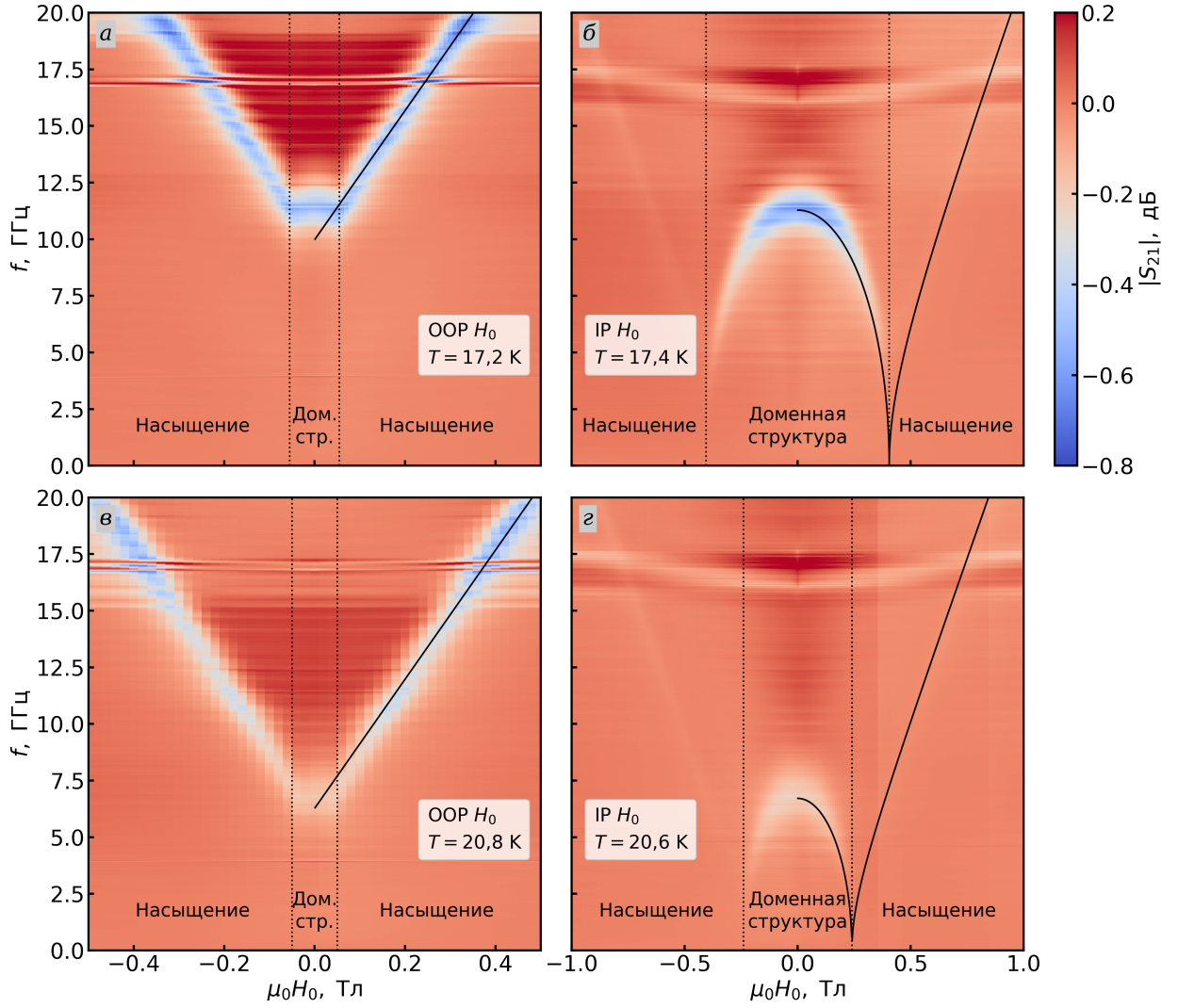


Рис. 3.5: Карты поглощения сигнала образцом #0 в координатах частота — поле и приближение резонанса теоретическими кривыми в перпендикулярном (а, в) и продольном (б, г) магнитном поле. ФМР-спектры при температуре $T \approx 17$ К изображены на диаграммах а, б, при температуре $T \approx 21$ К — на диаграммах в, г

магнитного поля.

Лучше наблюдаемый в эксперименте резонанс удаётся описать при рассмотрении гамильтониана, содержащего два слагаемых с магнитной кристаллографической анизотропией

$$E = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0 - \underbrace{K_1 m_z^2 - K_2 m_z^4}_{\text{магн. крист.}} + \underbrace{\mu_0 M_s^2 m_z^2 / 2}_{\text{размагн.}}. \quad (3.2)$$

Здесь также отдельно выделено влияние анизотропии формы (впервые учтено Ч. Киттелем [3]) в соответствии с формулой (1.24). Несложно убедиться, следуя описанному в литературном обзоре алгоритму, что такое усложнение гамильтониана при сильных полях приведет лишь к переобозначению эффективных полей анизотропии:

- ООР-поле

$$f = \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} (H_0 + H_K), \quad H_K = \frac{2K_1 + 4K_2}{\mu_0 M_s} - M_s; \quad (3.3)$$

- IP-поле (сильное)

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{H_0(H_0 - H_{K_1})}, \quad H_{K_1} = H_K - H_{K_2} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} - M_s. \quad (3.4)$$

Видно, что теперь резонанс при разных направлениях магнитного поля характеризуется разными константами, причем согласно эксперименту отличаются они на отрицательную величину $H_{K_2} < 0$. Черные кривые на графиках соответствуют теоретическим аппроксимациям, в соответствии с решением уравнения ЛЛГ для гамильтониана (3.2).

В слабых полях однородная ориентация магнитных моментов по полю оказывается невыгодной: образуются домены, из-за чего наблюдается повышение резонансной частоты относительно теоретической зависимости.

Сопоставляя спектры, полученные при разных температурах, можно сделать вывод о понижении резонансных частот, и, как следствие, эффективных полей анизотропии.

Также с повышением температуры ослабевает ФМР-отклик. Причем вне зависимости от температуры в сильном продольном магнитном поле он значительно слабее, чем в перпендикулярном.

3.3.1. Теоретическое описание в слабых IP-полях

Более подробно остановимся на выводе теоретической зависимости для слабых продольных магнитных полей. Все еще считая намагниченность образца однородной учтем, что направлена она не вдоль прикладываемого поля. Для этого решаем систему уравнений (1.36), минимизирующих гамильтониан (3.2). В результате получаем кубическое уравнение на $\sin \theta$

$$H_{K_2} \sin^3 \theta - H_K \sin \theta + H_0 = 0. \quad (3.5)$$

Здесь использованы введенные в уравнениях (3.3) – (3.4) обозначения для эффективных полей анизотропии.

Приведем решение уравнения ЛЛГ с определенным в (3.5) углом θ равновесного направления намагниченности

$$f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{H_0(3H_0 - 2H_K \sin \theta)} \operatorname{ctg} \theta. \quad (3.6)$$

Система уравнений (3.5) – (3.6) определяет резонансную зависимость $f(H_0)$. Рассмотрим ее частные предельные случаи:

1. $H_{K_2} = 0$. Тогда уравнение на $\sin \theta$ становится линейным, и мы получаем известную формулу (1.42) $f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{H_K^2 - H_0^2}$.
2. $H_0 = 0$. Физически осмысленным решением, предсказывающим ненулевую резонансную частоту, оказывается $\sin \theta = 0$ и $f = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} H_K$, соответствующая и нулевому полю в ООР конфигурации (3.3).
3. $f = 0$. В случае отрицательной константы анизотропии второго порядка $K_2 < 0$ единственное равновесное направление намагниченности — вдоль внешнего поля $H_0 = H_K - H_{K_2}$. Это поле также соответствует нулевой частоте в зависимости (3.4).

3.4. Зависимость ФМР-спектров от формы образца

Чтобы убедиться в воспроизводимости результатов, был проведен анализ зависимости наблюдаемых ФМР-спектров от толщины образца.

Сначала приведем теоретические рассуждения. Используя формулы (1.23)–(1.24) можно оценить влияние конечной толщины образца на анизотропию формы. Например, для эллипсоида с осями 0,2 мм, 1,5 мм и 6 мм тензор размагничивания равен $\mathcal{N} = \text{diag}(0,02; 0,12; 0,86)$.

При этом выражения для резонансных частот (3.3), (3.4) с учетом ненулевой компоненты тензора размагничивания \mathcal{N}_y модифицируются и принимают вид

$$f_{\text{оор}} = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{(H_0 + \tilde{H}_K + \mathcal{N}_y M_s)(H_0 + \tilde{H}_K)}, \quad \tilde{H}_K = \frac{2K_1 + 4K_2}{\mu_0 M_s} - \mathcal{N}_z M_s; \quad (3.7)$$

$$f_{\text{IP}} = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{(H_0 - \mathcal{N}_y M_s)(H_0 - \tilde{H}_{K_1})}, \quad \tilde{H}_{K_1} = \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} - \mathcal{N}_z M_s. \quad (3.8)$$

Отсюда видно, что в сильных магнитных полях это приводит к замене $H_K \rightarrow H_K + \# \mathcal{N}_y M_s$, где $\#$ означает число меньше или порядка единицы. Таким образом, в эксперименте мы получаем завышенное значение H_K на не более, чем $0,1M_s$.

Используя параметры кристаллической структуры MST, представленные в статье [40] и значение намагниченности насыщения $M_s = 1,8\mu_B/\text{Mn}$, достигаемое в небольших полях (см. работу [34]), можно оценить вклад анизотропии формы в эффективное поле анизотропии: $\mu_0 M_s \simeq 0,1$ Тл. Таким образом изменение толщины образца повлечет за собой сдвиг резонансных кривых менее, чем на 0,01 Тл, что сопоставимо с характерными ошибками измерений, а потому не будет достоверно заметно на эксперименте.

Обсудим влияние толщины образца на величину поглощения. Пусть переменное магнитное поле $h(t) = h \cos \omega t$ направлено вдоль оси ординат, а намагниченность образца в проекции на эту ось зависит от времени как $\delta M(t) = \delta M_0 e^{-\gamma t} \cos(\Omega t + \varphi)$. Последнее слагаемое в показателе экспоненты характеризует затухание прецессии при прекращении накачки энергии.

Запишем выражение для энергии взаимодействия поля с образцом

$$E = - \langle \mu_0 h(t) \cdot \delta M(t) \rangle = -\mu_0 h \cdot \delta M_0 \langle e^{-\gamma t} \cos \omega t \cos(\Omega t + \varphi) \rangle, \quad (3.9)$$

где угловые скобки означают усреднение по периоду. Отсюда мощность потерь P пропорциональна величине намагниченности, в свою очередь пропорциональной толщине d образца

$$P \propto \delta M_0 \propto d. \quad (3.10)$$

Также было проведено экспериментальное исследование указанной зависимости. Для этого после измерений образца #0 от него была отщеплена половина по толщине и также исследована в двух конфигурациях магнитного поля. Результаты измерений иллюстрирует рис. 3.6. Здесь видно, что при $d_2/d_1 = 0,58$ поглощение уменьшилось почти вдвое: $|S_{21}|_{\text{res},2}/|S_{21}|_{\text{res},1} = 0,61$; при этом положение резонанса не изменилось, что хорошо согласуется с предложенными теоретическими рассуждениями.

3.5. Зависимость ФМР-спектров от температуры

Обсудим, как меняется наблюдаемая картина при изменении температуры. На рис. 3.7 (а, б) представлены определенные по картам поглощения резонансные за-

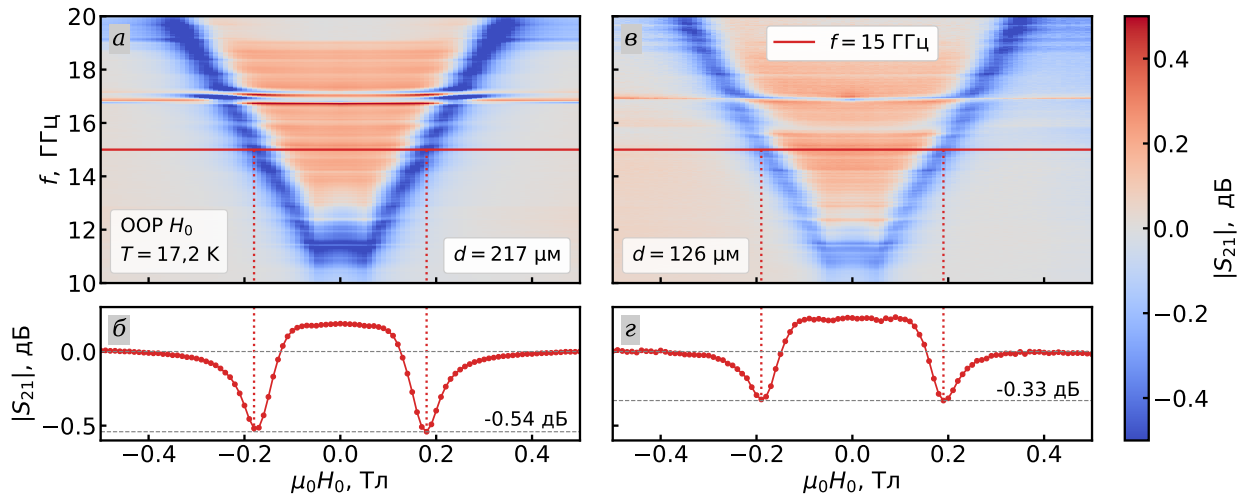


Рис. 3.6: Спектры поглощения сигнала образцом #0 (а, б) и его фрагментом меньшей толщины (в, г) в перпендикулярном магнитном поле при температуре $T = 17,2$ К. На диаграммах а, в изображены карты поглощения; на графиках б, г представлены срезы при фиксированной частоте $f = 15$ ГГц

зависимости $f(H_0)$ для двух направлений магнитного поля, а также их аппроксимация теоретическими зависимостями (3.3)–(3.4). Параметры аппроксимации: эффективные поля анизотропии и g -факторы — отложены на графиках 3.7 (в, г) соответственно. Отчетливо виден тренд на рост g -фактора и понижение полей анизотропии (H_K для перпендикулярного поля и $H_{K\parallel}$ для продольного) с ростом температуры. При этом зависимость $H_K(T)$, построенная по спектрам в перпендикулярном поле, хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. На нее не ложатся лишь точки при достаточно низких и достаточно высоких температурах. Первые могут быть недостоверно определены ввиду узости диапазона частот наблюдения резонанса (ограниченного снизу свойствами материала, а сверху возможностями VNA); последние соответствуют резонансным кривым, плохо приближающимся линейной теоретической зависимостью (3.3). В связи с этим при высоких температурах g -фактор также значительно отклоняется от стандартной величины для свободного электрона $g_0 = 2$, изображенной на рис. 3.7 (г) серой линией.

3.5.1. Теоретическая модель температурной зависимости постоянных анизотропии

Предложим теоретический вывод зависимости $H_K(T)$ действуя аналогично выводу в работе Н.С. Акулова на немецком языке [4] (обобщение на английском см. в работе Каллена — Каллена [5]), описывающей температурную зависимость для кубической анизотропии.

Предлагается рассматривать анизотропный вклад в качестве возмущения к остальному гамильтониану. Температурную зависимость константы анизотропии предполагаем вызванной тепловым распределением намагниченности по направлениям.

Оставим в анизотропии лишь слагаемое, пропорциональное квадрату проекции намагниченности. Тогда в сферических координатах энергию анизотропии в зависимости от угла θ между легкой осью и направлением намагниченности иллюстрирует синяя кривая на рис. 3.7 (д). Представим выражения для энергии двумя способами: с зависящими от температуры константами и с температурной зависимо-

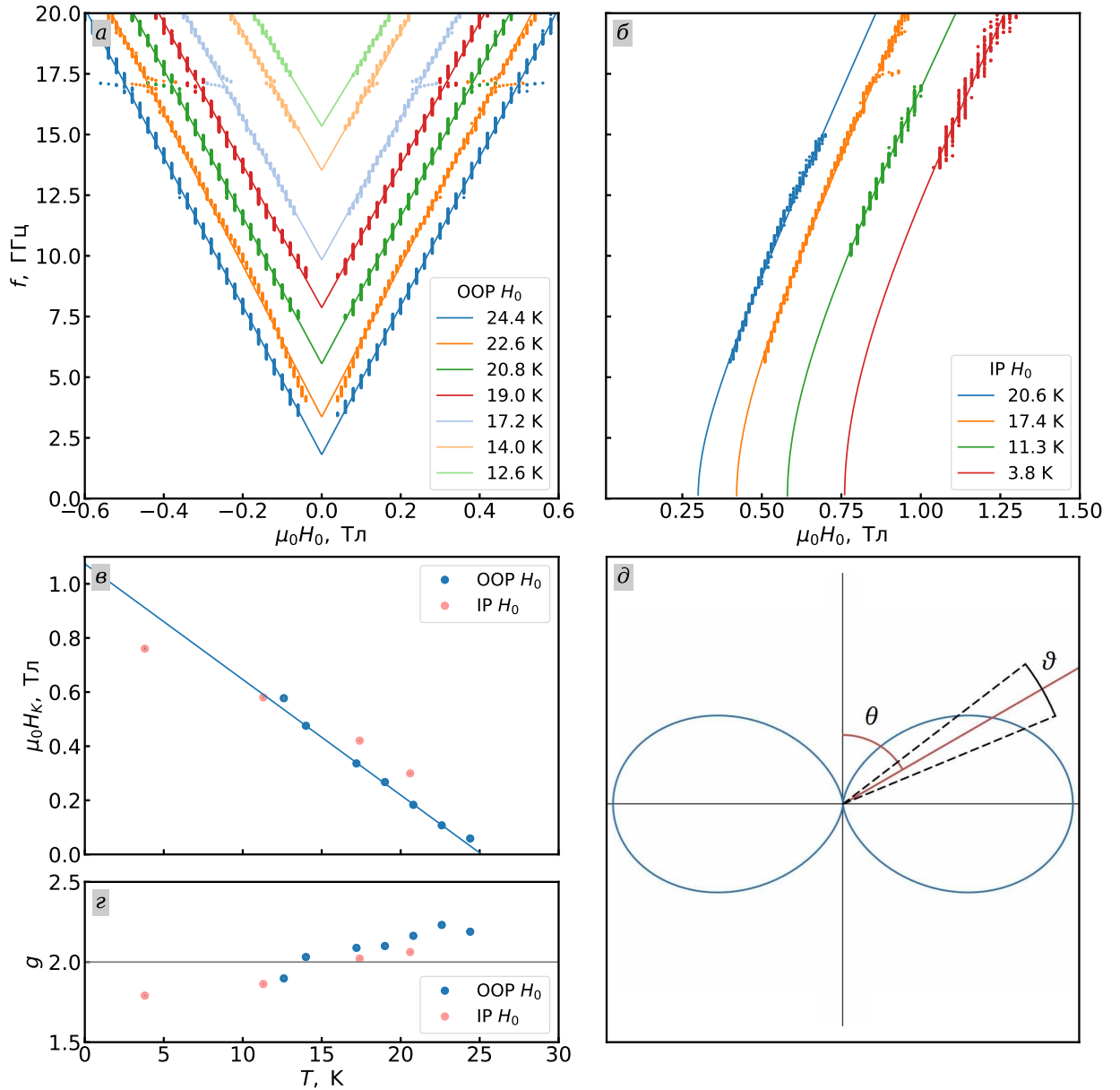


Рис. 3.7: Влияние изменения температуры на ФМР-спектры. Результаты для образца #0 (а-г). Резонансные кривые при нескольких температурах в перпендикулярном (а) и продольном (б) магнитном поле. Зависимость параметров аппроксимации зависимостей резонансной частоты от поля: эффективного поля анизотропии (в) и g -фактора (г). Иллюстрация к теоретическому выводу зависимости константы анизотропии от температуры (д)

стью, оставленной в усреднении проекции намагниченности на ось анизотропии

$$\begin{cases} E = K_0(T) + K_1(T) \cos^2 \theta, \\ E = E_0 + K_1(0) \langle \cos^2 \theta \rangle. \end{cases} \quad (3.11)$$

При этом абсолютная величина намагниченности определяется усреднением косинуса угла отклонения ϑ намагниченности от равновесного направления, определяемого при нулевой температуре в невозмущенном гамильтониане

$$m = \langle \cos \vartheta \rangle \Rightarrow \delta m = 1 - m = \langle \vartheta^2 / 2 \rangle. \quad (3.12)$$

Предположим, в невозмущенном гамильтониане равновесное направление намагниченности (при $T = 0$) совпадает с осью анизотропии, т. е. $\theta = 0$. Тогда энергия (3.11) записывается как

$$\begin{cases} E = K_0(T) + K_1(T), \\ E = E_0 + K_1(0) \langle 1 - \vartheta^2 \rangle. \end{cases} \quad (3.13)$$

Здесь снова учет влияния температуры производится разными способами в двух уравнениях системы.

В случае $\theta = \pi/2$ энергия записывается как

$$\begin{cases} E = K_0(T), \\ E = E_0 + K_1(0) \langle \vartheta^2 \rangle / 2. \end{cases} \quad (3.14)$$

Решая систему из уравнений (3.13) – (3.14) с учетом связи дисперсии угла θ с намагниченностью (3.12) получаем $K_1(T) = K_1(0)(1 - 3\delta t)$. Или, полагая уменьшение намагниченности δt малым,

$$K_1(T) \propto M^3(T). \quad (3.15)$$

Как было показано в литературном обзоре, в модели среднего поля квадрат намагниченности линейно зависит от температуры (в системе (1.28) критический индекс $\beta = 1/2$). Поэтому окончательно для эффективного поля анизотропии без учета размагничивающего фактора получаем

$$H_K(T) \propto M^2(T) \propto \left(1 - \frac{T}{T_C}\right). \quad (3.16)$$

Отметим, что выбор пары конкретных углов θ для рассмотрения не ограничивает применимость полученной зависимости. Рассмотрение гамильтониана (3.11) с произвольным углом лишь усложняет выкладки, приводя к тому же результату.

Линейная зависимость ожидается при не слишком низких температурах, чтобы работала теория среднего поля, и при не слишком высоких, поскольку при приближении к температуре Кюри уменьшение модуля намагниченности уже нельзя считать малым.

Учет высших порядков по намагниченности в гамильтониане (3.11) приводит к высоким степеням зависимости констант анизотропии от них, и связи постоянных между собой. В силу относительной малости второй константы анизотропии, отражающей разницу в полях анизотропии в ООР- и IP-конфигурациях, проверить выполнение соответствующих соотношений не представляется возможным.

Таблица 3.4: Результаты измерений образцов. В скобках указана ошибка определения величины (количество единиц последнего разряда)

Номер образца	δ	T_C^{OOP} , К	T_C^{IP} , К	$\mu_0 H_K^{\text{OOP}}(T = 0)$, Тл	$\mu_0 H_{K_1}^{\text{IP}}(T = 0)$, Тл
#0	0,000(6)	25,1(3)	32,4(12)	1,10(3)	0,87(2)
#1	0,043(6)	30,6(7)	31,2(6)	1,05(2)	1,18(5)
#2	0,013(6)	29,6(5)	—	1,07(4)	—
#3	-0,023(6)	29,7(12)	34,6(16)	1,04(5)	1,08(4)

3.6. Эффективные поля анизотропии и температура Кюри

Температурные зависимости эффективных полей анизотропии для всех исследованных образцов изображены на рис. 3.8. Методом линейной экстраполяции для каждого образца в двух конфигурациях магнитного поля определены температура Кюри и эффективное поле анизотропии при нулевой температуре (см. таблицу 3.4).

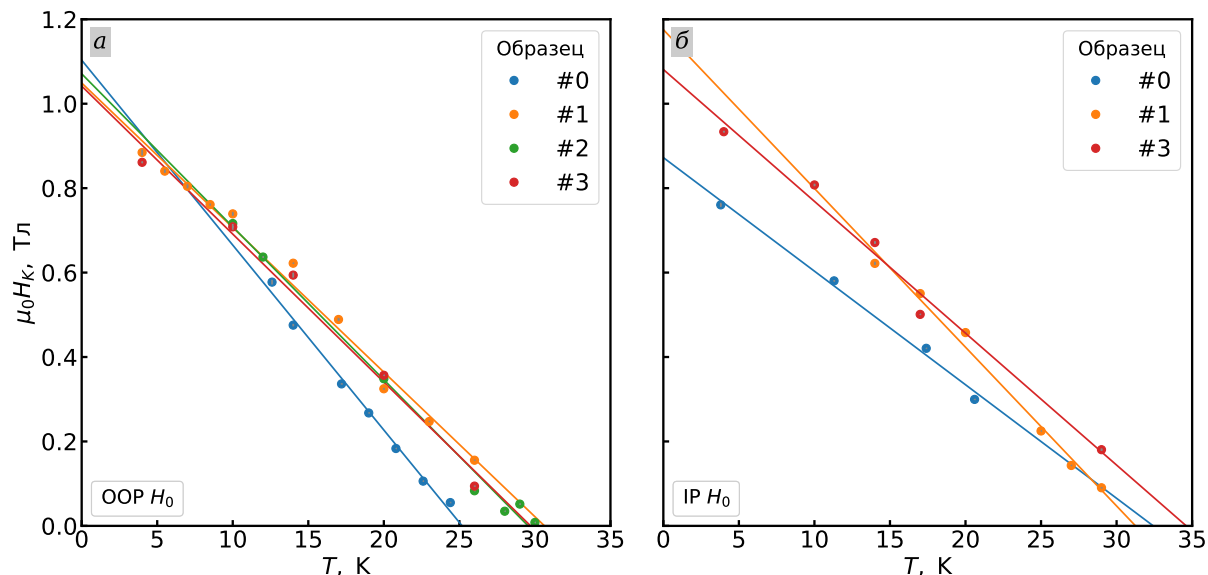


Рис. 3.8: Зависимость эффективных полей анизотропии от температуры в двух конфигурациях магнитного поля: OOP (а) и IP (б)

Графики на рис. 3.9 иллюстрируют зависимость температуры Кюри и поля анизотропии от состава образца. Отметим, что результаты IP-измерений имеют больший разброс, что вызвано низкой точностью аппроксимации нелинейных зависимостей (см. рис. 3.7 б). Полученные температуры Кюри хорошо соотносятся с результатами в литературе: $T_C = 34$ К при $\delta = -0,01$ [13].

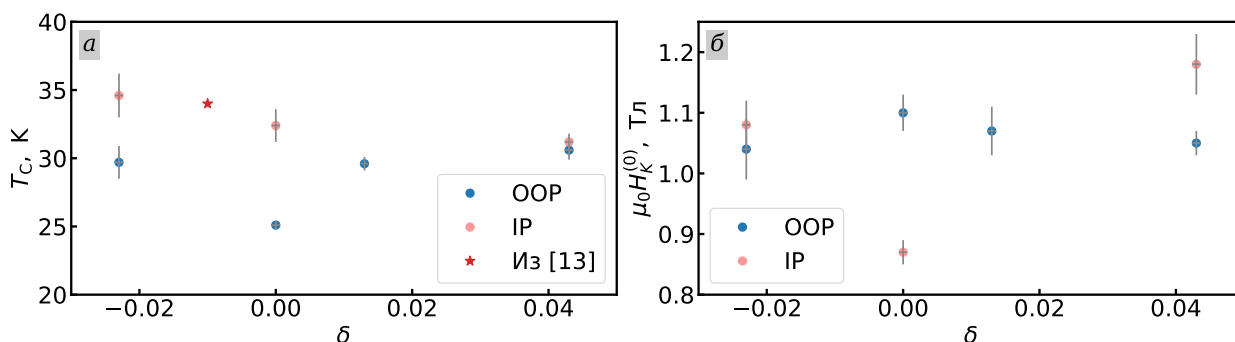


Рис. 3.9: Зависимость температуры Кюри T_C (а) и эффективного поля анизотропии при нулевой температуре $\mu_0 H_K^{(0)}$ (б) от превышения содержания марганца δ . Красной звездочкой обозначена температура Кюри для образца из [13]

Заключение

В ходе работы были проведены все необходимые исследования для определения влияния нарушения стехиометрии в образцах MST на константы анизотропии. Были выполнены поставленные задачи:

1. Измерены ФМР-спектры четырех образцов в продольных и поперечных магнитных полях при температурах в диапазоне от 4 К до 30 К. Для спектров при каждой частоте было определено поле, соответствующее минимуму пропускания. Полученная зависимость магнитного поля от частоты аппроксимировалась в соответствии с теоретическими зависимостями (3.3)–(3.6) для определения поля анизотропии и g -фактора образца.
2. Было выяснено, что эффективные поля анизотропии уменьшаются с ростом температуры. При этом в широком диапазоне температур зависимость хорошо приближается линейной зависимостью. Данное поведение согласуется с теоретической моделью на основе работы [4], которая также приводит к линейной зависимости.
3. Сопоставлены результаты измерений для образцов разного состава. В пределах доступной вариации стехиометрии $|\delta| < 0,05$ температура Кюри остается в интервале $25 \div 32$ К без явно выраженной зависимости от δ . Эффективные поля анизотропии также меняются слабо в интервале $1,0 \div 1,1$ Тл.
4. Отработана техника работы с криостатом (см. приложение Б). Определены участки СВЧ-цепи, приводящие к появлению дополнительных паразитных резонансов на спектрах.
5. Проведено исследование влияния толщины образца на ФМР-спектры. Сравнение экспериментальных данных подтвердило теоретическую модель, предсказывающую прямую пропорциональность глубины резонансного пика от толщины. При этом положение резонанса в пределах погрешностей осталось неизменным.

Таким образом была проведена значительная работа по отладке методики измерения ФМР-спектров и их исследованию при варьировании целого ряда параметров. Для некоторых зависимостей предложены теоретические модели. Однако влияние замещения атомами марганца и сурьмы мест друг друга на магнитные свойства материала требует дальнейших исследований.

Благодарности

В заключение, хочется выразить благодарность всем коллегам из Центра перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, благодаря труду которых выполнение этой работы стало возможным. Особенно хотелось бы отметить вклад научных руководителей: Столярова Василия Сергеевича, участвовавшего в обсуждении результатов и перспектив исследования; Калашникова Дмитрия Сергеевича, в течение всего года уделявшего огромное количество времени на помощь в подготовке, организации, проведении эксперимента и обработке результатов.

Также хочется поблагодарить Владимирову Надежду Владимировну, Наумова Арсения Александровича, Фролова Александра Сергеевича — коллег из Лаборатории химии и физики полупроводниковых и сенсорных материалов МГУ за усилия, приложенные для выращивания и характеристики кристаллов разного состава, а также ценные советы относительно свойств и особенностей работы с изучаемыми материалами.

Неоценимой была помощь Шаймарданова Антона Славиковича в поиске и устранении проблем, связанных с лабораторным оборудованием, Полевого Константина Борисовича и Тюменева Радика Ильнуровича при написании драйверов для управления приборами с помощью Python, а также участие Бобковой Ирины Вячеславовны в обсуждении теоретических аспектов изучаемых явлений.

Наконец, хотелось бы поблагодарить всех преподавателей и, в особенности, руководителя образовательной программы «Квантовые наноструктуры, материалы и устройства» Рязанова Валерия Владимировича, поддерживавшего и направлявшего на протяжении всего периода обучения на кафедре.

Список литературы

1. *Landau L., Lifshitz E.* On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Phys. Z. Sowjetunion.* — 1935. — Vol. 8, no. 153. — P. 101–114.
2. *Arkadiew W.* Über die Absorption elektromagnetischer Wellen an zwei parallelen Drähten // *Annalen der Physik.* — 1919. — Jg. 363, Nr. 2. — S. 105–138.
3. *Kittel C.* On the theory of ferromagnetic resonance absorption // *Physical review.* — 1948. — Vol. 73, no. 2. — P. 155.
4. *Akulov N.* Zur quantentheorie der temperaturabhängigkeit der magnetisierungskurve // *Zeitschrift für Physik.* — 1936. — Jg. 100, Nr. 3. — S. 197–202.
5. *Callen H. B., Callen E.* The present status of the temperature dependence of magnetic anisotropy, and the $l(l+1)/2$ power law // *Journal of Physics and Chemistry of Solids.* — 1966. — Vol. 27, no. 8. — P. 1271–1285.
6. Spin dynamics study in layered van der Waals single-crystal Cr₂Ge₂Te₆ / S. Khan [et al.] // *Physical Review B.* — 2019. — Vol. 100, no. 13. — P. 134437.
7. Temperature dependence of magnetic anisotropy: An ab initio approach / J. B. Staunton [et al.] // *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics.* — 2006. — Vol. 74, no. 14. — P. 144411.
8. *Mong R. S., Essin A. M., Moore J. E.* Antiferromagnetic topological insulators // *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics.* — 2010. — Vol. 81, no. 24. — P. 245209.
9. Intrinsic magnetic topological insulators of the MnBi₂Te₄ family / A. Y. Vyazovskaya [et al.] // *Communications Materials.* — 2025. — Vol. 6, no. 1. — P. 88.
10. Crystal structure, properties and nanostructuring of a new layered chalcogenide semiconductor, Bi₂MnTe₄ / D. S. Lee [et al.] // *CrystEngComm.* — 2013. — Vol. 15, no. 27. — P. 5532–5538.
11. Intrinsic magnetic topological insulator phases in the Sb doped MnBi₂Te₄ bulks and thin flakes / B. Chen [et al.] // *Nature communications.* — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 4469.
12. *Bai Q., Xu M.* Magnetic and electrical transport study of the intrinsic magnetic topological insulator MnBi₂Te₄ with Ge doping // *Frontiers of Physics.* — 2024. — Vol. 19, no. 3. — P. 33210.
13. Site mixing for engineering magnetic topological insulators / Y. Liu [et al.] // *Physical Review X.* — 2021. — Vol. 11, no. 2. — P. 021033.
14. *Essin A. M., Moore J. E., Vanderbilt D.* Magnetoelectric polarizability and axion electrodynamics in crystalline insulators // *Physical review letters.* — 2009. — Vol. 102, no. 14. — P. 146805.
15. *Yu J., Zang J., Liu C.-X.* Magnetic resonance induced pseudoelectric field and giant current response in axion insulators // *Physical Review B.* — 2019. — Vol. 100, no. 7. — P. 075303.
16. *Tokura Y., Yasuda K., Tsukazaki A.* Magnetic topological insulators // *Nature Reviews Physics.* — 2019. — Vol. 1, no. 2. — P. 126–143.
17. Observation of the axion quasiparticle in 2D MnBi₂Te₄ / J.-X. Qiu [et al.] // *Nature.* — 2025. — P. 1–8.

18. *Getzlaff M.* Fundamentals of magnetism. — Springer Science & Business Media, 2007.
19. *Боровик Е. С., Еременко В. В., Мильнер А. С.* Лекции по магнетизму. — Физматлит, 2005.
20. *Mugiraneza S., Hallas A. M.* Tutorial: a beginner's guide to interpreting magnetic susceptibility data with the Curie-Weiss law // *Communications Physics*. — 2022. — Vol. 5, no. 1. — P. 95.
21. *Santiago J., Huang C., Morosan E.* Itinerant magnetic metals // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2017. — Vol. 29, no. 37. — P. 373002.
22. *Moriya T.* Spin fluctuations in itinerant electron magnetism. Vol. 56. — Springer Science & Business Media, 2012.
23. *Лифшиц Е. М., Ландау Л., Питаевский Л. П.* Теоретическая физика. В 10 тт. — 2005.
24. *Arrott A., Noakes J. E.* Approximate equation of state for nickel near its critical temperature // *Physical Review Letters*. — 1967. — Vol. 19, no. 14. — P. 786.
25. *Arrott A.* Criterion for ferromagnetism from observations of magnetic isotherms // *Physical Review*. — 1957. — Vol. 108, no. 6. — P. 1394.
26. *Туров Е. А.* Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. — 1963.
27. *Yalçın O.* Ferromagnetic resonance: theory and applications. — BoD-Books on Demand, 2013.
28. *Панкратов О. А.* Поверхностные состояния топологических изоляторов // *Успехи физических наук*. — 2018. — Т. 188, № 11. — С. 1226—1237.
29. *Глазов М. М.* Физика полупроводников. Несколько лекций для студентов МФТИ. — url: https://chair.itp.ac.ru/biblio/lectures/semiconductors/МИПТ_lects.pdf. Дата обращения: 16.06.2025.
30. *Hasan M. Z., Kane C. L.* Colloquium: topological insulators // *Reviews of modern physics*. — 2010. — Vol. 82, no. 4. — P. 3045–3067.
31. *Кононов А. А., Девятков Э. В.* Спиновые эффекты в краевом транспорте для двумерных топологических изоляторов // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 2016. — Т. 104, № 11. — С. 831—842.
32. Intrinsic magnetic topological insulators / P. Wang [et al.] // *The Innovation*. — 2021. — Vol. 2, no. 2. — P. 100098.
33. Progress on the antiferromagnetic topological insulator MnBi₂Te₄ / S. Li [et al.] // *National Science Review*. — 2024. — Vol. 11, no. 2. — nwac296.
34. Defect-driven ferrimagnetism and hidden magnetization in MnBi₂Te₄ / Y. Lai [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — Vol. 103, no. 18. — P. 184429.
35. Magnetic-field tuning of the spin dynamics in the magnetic topological insulators (MnBi₂Te₄)(Bi₂Te₃)_n / A. Alfonsov [et al.] // *Physical Review B*. — 2021. — Vol. 104, no. 19. — P. 195139.
36. Pressure-tuned intralayer exchange in superlattice-like MnBi₂Te₄/(Bi₂Te₃)_n topological insulators / J. Shao [et al.] // *Nano Letters*. — 2021. — Vol. 21, no. 13. — P. 5874–5880.
37. *Hu C., Qian T., Ni N.* Recent progress in MnBi_{2n}Te_{3n+1} intrinsic magnetic topological insulators: crystal growth, magnetism and chemical disorder // *National Science Review*. — 2024. — Vol. 11, no. 2. — nwad282.

38. Critical behavior, magnetic phase diagram, and magnetic entropy change of MnSb₂Te₄ / X. Yang [et al.] // *Physical Review B*. — 2024. — Vol. 109, no. 9. — P. 094408.
39. Mn-Rich MnSb₂Te₄: A topological insulator with magnetic gap closing at high curie temperatures of 45–50 K / S. Wimmer [et al.] // *Advanced Materials*. — 2021. — Vol. 33, no. 42. — P. 2102935.
40. Glassy magnetic ground state in layered compound MnSb₂Te₄ / H. Li [et al.] // *Science China Materials*. — 2022. — Vol. 65, no. 2. — P. 477–485.
41. Phase equilibria of the MnTe-Sb₂Te₃ system and synthesis of novel ternary layered compound—MnSb₄Te₇ / E. Orujlu [et al.] // *Physics and Chemistry of Solid State*. — 2021. — Vol. 22, no. 1. — P. 39–44.
42. Growth of bulk crystals of magnetic topological insulators under peritectic conditions / A. I. Sergeev [et al.] // *Materials Chemistry and Physics*. — 2025. — P. 131160. — ISSN 0254-0584.
43. Handbook of practical X-ray fluorescence analysis / B. Beckhoff [et al.]. — Springer Science & Business Media, 2007.
44. *De Waele A., Steijaert P., Gijzen J.* Thermodynamical aspects of pulse tubes // *Cryogenics*. — 1997. — Vol. 37, no. 6. — P. 313–324.
45. *Pozar D. M.* Microwave engineering // Fourth Editions, University of Massachusetts at Amherst, John Wiley & Sons, Inc. — 2012. — P. 26–30.
46. Теоретические основы векторного анализа цепей в соответствии с МИ 3411-2013. — url: <https://planarchel.ru/upload/iblock/158/xiou5bb6gh6s32t2b36o4m4k5okre9ix.pdf>. Дата обращения: 16.06.2025.
47. *Григорьев А., Филатов И.* Длинные линии. — МФТИ, 2020.
48. User's Manual Model 335 Temperature Controller. — url: https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/335_manual038a7cfe0db7421f941ebb45db8.pdf. Дата обращения: 16.06.2025.

Приложение А

Кристаллографическая анизотропия в случае гексагональной решетки

С использованием введенных в системе (1.20) аналогов направляющих косинусов, запишем вклад в анизотропию слагаемых разных порядков:

$$\begin{aligned}
 E_2 &= b_1(\beta_1^2 + \beta_2^2) + b_3\beta_3^2, \\
 E_4 &= b_{11}(\beta_1^4 + \beta_2^4) + b_{33}\beta_3^4 + b_{12}\beta_1^2\beta_2^2 + b_{13}(\beta_1^2\beta_3^2 + \beta_2^2\beta_3^2), \\
 E_6 &= b_{111}(\beta_1^6 + \beta_2^6) + b_{333}\beta_3^6 + b_{112}(\beta_1^2 + \beta_2^2)\beta_1^2\beta_2^2 + b_{113}(\beta_1^4 + \beta_2^4)\beta_3^2 + \\
 &\quad + b_{133}(\beta_1^2 + \beta_2^2)\beta_3^4 + b_{123}\beta_1^2\beta_2^2\beta_3^2.
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

После упрощений с учетом $\beta_1^2 + \beta_2^2 = (1 - \beta_3^2)(1 - \beta_1\beta_2)$ получаем

$$\begin{aligned}
 E_{\text{cryst}} &= K_0 + \left(K_1\beta_1\beta_2 + K_2\beta_3^2\right) + \left(K_3(\beta_1\beta_2)^2 + K_4\beta_1\beta_2\beta_3^2 + K_5\beta_3^4\right) + \\
 &\quad + \left(K_6(\beta_1\beta_2)^3 + K_7(\beta_1\beta_2)^2\beta_3^2 + K_8\beta_1\beta_2\beta_3^4 + K_9\beta_3^6\right).
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

Поскольку $K_0 + K_1\beta_1\beta_2 = \Xi_0 + \Xi_1 \sin^2 \theta \cos(2\phi - \pi/3)$, для энергии анизотропии имеем:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{cryst}} &= E_0 + K'_1 \cos^2 \theta + K'_2 \cos^4 \theta + K'_3 \cos^6 \theta + \\
 &\quad + \cos(2\phi - \pi/3) \left[A_1 \sin^2 \theta + A_2 \sin^4 \theta + A_3 \sin^6 \theta\right] + \\
 &\quad + \cos^2(2\phi - \pi/3) \left[A_4 \sin^4 \theta + A_5 \sin^6 \theta\right] + \\
 &\quad + \cos^3(2\phi - \pi/3) A_6 \sin^6 \theta.
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Осталось учесть, что замена $\phi \rightarrow \phi + \pi/3$ не должна изменять гамильтониан. Для этого рассмотрим преобразование $\cos(2\phi - \pi/3) = \cos(\pm\pi/2) = 0 \rightarrow \cos(2\phi - \pi/3) = \cos(\pm\pi/2 - 2\pi/3) = \mp\sqrt{3}/2$. Подстановка произвольных θ обнуляет большинство коэффициентов:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{cryst}} &= E_0 + K'_1 \cos^2 \theta + K'_2 \cos^4 \theta + K'_3 \cos^6 \theta + \\
 &\quad + A_6 \left[\cos^3(2\phi - \pi/3) - 3/4 \cos(2\phi - \pi/3)\right] \sin^6 \theta.
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

После переобозначений окончательно получаем выражение вида (1.21) для магнитной кристаллографической анизотропии в случае гексагональной решетки.

Приложение Б

Алгоритм загрузки и выгрузки ФМР-вставки в криостат AttoDry 1000

Загрузка

1. Держатель с приклеенным образцом закрепить на вставке. Опустить вставку в цилиндр. Резиновое кольцо-прокладку можно протереть (в перчатках) и нанести на него вакуумную смазку. Закрепить и затянуть хомутом. При этом следить, чтобы разъемы термометра оказались после загрузки ближе к LakeShore'у.
2. Убедиться что закрыты краны напуска гелия и откачки насоса. Прикрепить шланг от насоса ко вставке, открыть кран на вставке.
3. Включить барометр (электронное табло на шланге, показывает давление в миллибарах). Включить питание насоса (кнопка сзади). Включить форвакуумный насос (правая кнопка на пульте управления). Открыть кран откачки из шланга и вставки.
4. Дождаться откачки до единиц миллибар. Включить турбомолекулярный насос (одновременное нажатие на обе стрелки в соответствующем режиме). Следить за оборотами и давлением (обороты поднимаются до 1500 Гц, давление спустя полчаса опускается до $3 \cdot 10^{-3}$ мбар.
5. Открыть гелий на баллоне (два вентиля: непосредственно на баллоне и на редукторе). Закрыть кран насоса, открыть кран гелиевой системы. На кране подачи гелия во вставку в дальней части выставлен расход (его не трогаем), ближнюю часть открываем. В шланг и вставку медленно поступает гелий (расход порядка 5 мбар/с). Дождаться достижения давления $p_{\text{He}} = 20 \div 80$ мбар. Чем оно выше, тем лучше будет теплообмен, и тем ниже будет максимально достижимая температура образца (для приведенных давлений $T_{\text{max}} = 30 \div 20 \text{ K}^1$). Одновременно выключить турбомолекулярный насос, следить за спадом оборотов.
6. **Промывка гелием** (опционально, позволяет лучше откачать вставку). В этом случае во вставку можно набрать порядка 300 мбар гелия. Повторить откачку и набрать необходимое для измерений количество гелия (в соответствии с пп. 4-5).
7. Закрыть кран на вставке. Остановить турбомолекулярный насос, выключить форвакуумный насос и манометр. Отсоединить шланг от вставки, закрыть его заглушкой.
8. **Подготовка к непосредственному погружению вставки.** Не касаться без перчаток ниже верхнего перекрестия! Подготовив ключи, открыть подачу гелия в шахту аттокуба (ближняя ручка). Быстро открыть шахту, не убирая крепеж далеко. Вставить в шахту вставку и затянуть крепежом ее. Финально проходимся ключом по кругу, последовательно подтягивая крепежи.

Закрыть подачу гелия в шахту аттокуба, закрыть выход из гелиевой системы. Закрыть подачу гелия в систему и сам баллон.

¹ При этом ток на нагревателе $I_{\text{H}} \approx 200$ мА, выделяемая мощность $P_{\text{H}} \approx 10$ Вт

9. На термометре выставить калибровку 35 Blue, подключив его ко вставке (контакты 1, 2 — термометр; 3 — нагреватель). Для этого перевести LakeShore в режим *local*. Нажать 1, далее кнопкой *enter* двигаться по меню, не нажимая стрелок. Дойдя до калибровки, выбрать нужную. Продолжать нажимать *enter*, пока вновь не появится табло с температурами.
10. Ждать охлаждения вставки до минимальной температуры $T_{\min} \approx 4$ К полтора — два часа.

Выгрузка

1. Убедиться, что поле на магните выведено в нуль, напряжение на нагреватель не подается, выход генератора СВЧ на векторном анализаторе цепей выключен.
2. Отсоединить все провода и кабели от вставки.
3. Подать гелий в гелиевую сеть (открыть вентиль на баллоне, редукторе). Открыть выход из гелиевой сети к аттокубу (вентиль на стене).
4. Достать вставку, действуя аналогично п. 8 алгоритма загрузки. Быть предельно осторожным с нижней частью вставки! Ее температура очень низкая, может даже стекать азот.
5. Ожидать отогрева вставки в течение полутора часов. Не доставать вставку из цилиндра раньше времени во избежание намерзания воды на держателе и образце.

Приложение В

Сравнение векторных анализаторов цепей Ceyear 3671G и Planar C1220

Для сравнения двух VNA были получены спектры образца MST #1 при постоянной температуре $T = 20$ К в перпендикулярном поле. Подключение ко вставке производилось с помощью двух кабелей длиной 20 футов (около 6 м) от компании Mini-circuits.

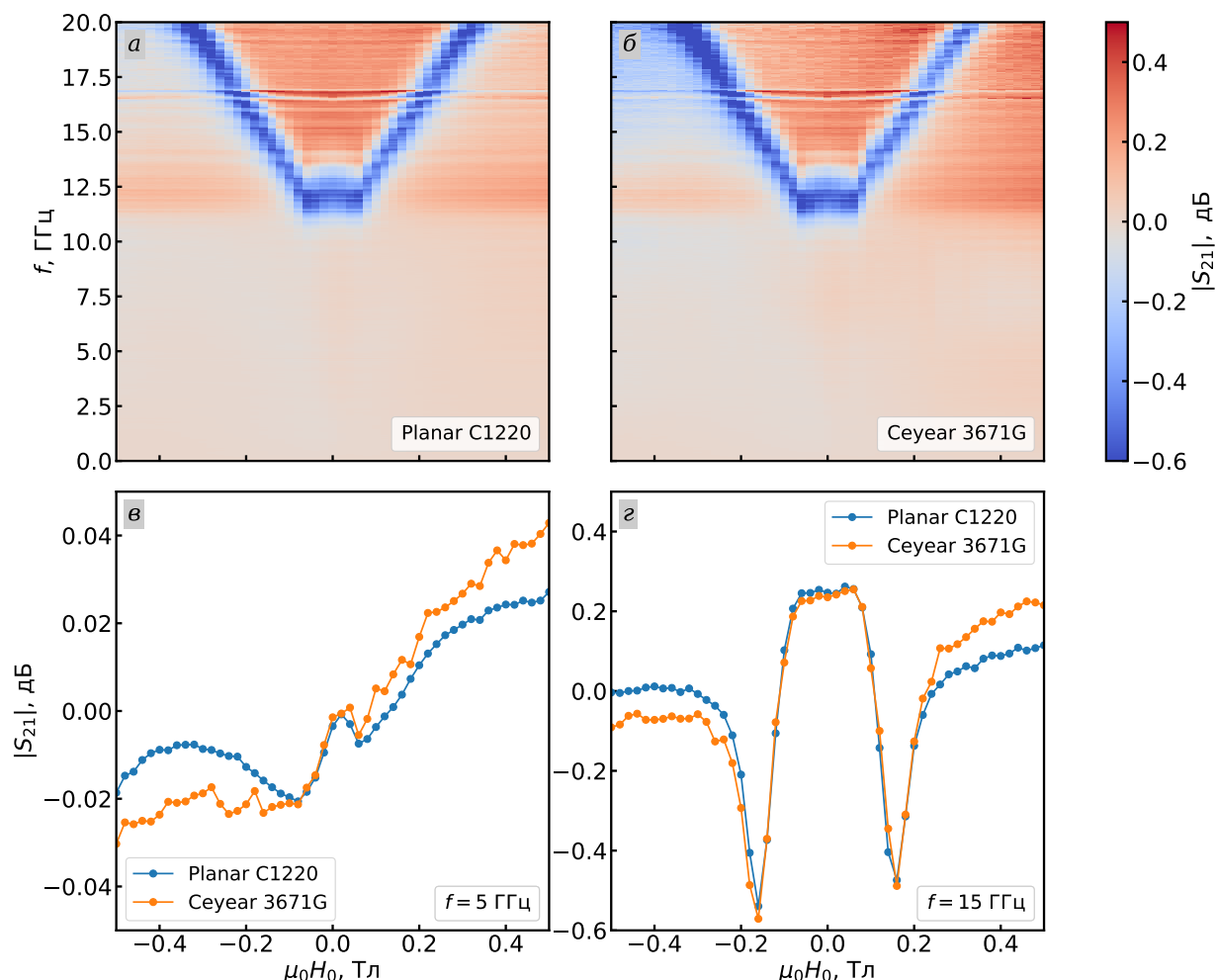


Рис. В.1: Сравнение спектров, полученных двумя векторными анализаторами цепей в одинаковых условиях. Карты пропускания, полученные с помощью Planar VNA C1220 (а) и VNA Ceyear 3671G (б). Срезы спектров при фиксированной частоте $f = 5$ ГГц (в) и $f = 15$ ГГц (г)

Измерения проводились при полях электромагнита в диапазоне $(-0,5 \div 0,5)$ Тл с шагом в 0,02 Тл. Параметры векторного анализатора цепей для обоих приборов были одинаковые:

- частотный диапазон от 20 МГц до 20 ГГц с шагом 20 МГц (1000 точек);
- подаваемая мощность 6 dBm;
- ширина полосы пропускания $bw = 20$ Гц.