

04,05

## Циклотронный резонанс в монокристаллах $\text{YFe}_5\text{O}_{12}$

© Е.И. Головенчиц, В.А. Санина<sup>✉</sup>, Б.Х. Ханнанов, М.П. Щеглов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>✉</sup> E-mail: sanina@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 12 ноября 2024 г.

В окончательной редакции 20 ноября 2024 г.

Принята к публикации 22 ноября 2024 г.

Циклотронный резонанс обнаружен в наноразмерных локальных областях монокристаллических образцов железо-иттриевого граната. Этот резонанс наблюдался в сверхвысокочастотном 8-мм диапазоне при комнатной температуре. Циклотронный резонанс проявляется как в виде возбуждений подсистемы свободных электронов, так и в виде смешанных спин-электронных мод. Существование циклотронного резонанса убедительно указывает на наличие явления фазового расслоения в монокристаллах железо-иттриевого граната.

**Ключевые слова:** электронный резонанс, области фазового расслоения, доменные стенки.

DOI: 10.61011/FTT.2024.11.59323.303

### 1. Введение

Области фазового расслоения (PSR) были обнаружены нами при исследовании магнитной динамики в железо-иттриевом гранате (ЖИГ, YIG) [1,2]. Ранее PSR наблюдались только в кристаллах с магнитными ионами, имеющими переменную валентность, или в кристаллах, содержащих примеси, вызывающие изменение валентности магнитных ионов. В [2,3] был предложен механизм, впервые введенный в [3], предполагающий, что в магнитных кристаллах с доменной структурой на границах между 180-градусными магнитными доменами в доменных границах неелевского типа возникают структурные искажения, нарушающие центральную симметрию. Это вызывает образование локального электрического поля в доменных стенках, приводящее к накоплению электронов внутри них. Ферромагнитно поляризованные электроны способствуют процессу двойного обмена и образованию PSR, содержащих свободные ферромагнитно поляризованные носители заряда.

Целью настоящей работы было обнаружение циклотронного резонанса (CR) на носителях заряда, локализованных в областях фазового расслоения [1].

### 2. Теория

Монокристаллы YIG обладают кубической симметрией ( $O_h^{10}$ ). Ионы  $\text{Fe}^{3+}$  занимают две разные позиции: три иона находятся в кислородном тетраэдре и два — в кислородном октаэдре. Немагнитные ионы  $\text{Y}^{3+}$  расположены в кислородных додекаэдрах. Спины ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в разных позициях в кристалле имеют противоположные ориентации, образуя магнитную структуру с разностным магнитным моментом и температурой Нееля  $T_N = 560$  К (ферримагнитное состояние). На низких частотах YIG

проявляет себя как хороший диэлектрик. При частотах порядка 30 GHz, при которых в настоящей работе проводились измерения, существенного уширения линий ферромагнитного резонанса (FMR) не наблюдалось, т. е. диэлектрическое состояние основного объема кристалла сохранялось, и делокализованные носители существуют лишь в областях малого объема — областях фазового расслоения.

CR представляет собой один из видов магнитного резонанса, который возникает, когда свободные носители заряда поглощают электромагнитную энергию в присутствии магнитного поля. Существование CR как особого вида магнитного резонанса, отличающегося от резонансов спиновой природы, было рассмотрено в теоретических работах [4–7] и позднее подтверждено экспериментально [8,9]. Основные принципы CR подробно изложены в ряде монографий и обзорных статей [10,11].

Свободные заряженные частицы движутся в приложенном постоянном магнитном поле  $H$  по спирали, ось которой направлена вдоль поля. В этом случае электроны образуют витки в плоскости, перпендикулярной  $H$ , т. е. движение в этой плоскости финитное и периодическое. Эта ситуация подлжит квантованию, и решение уравнения Шрёдингера приводит к дискретному набору состояний постоянной энергии, описываемому квантовым числом  $n$  (уровни Ландау). Таким образом, непрерывный спектр электронов без магнитного поля в присутствии  $H$  становится дискретным:

$$\varepsilon_n = \frac{e\hbar}{mc} H \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_n$  — энергия  $n$ -го уровня,  $e$  — заряд электрона,  $m$  — его масса,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света.

Уровни Ландау имеют конечную ширину

$$\varepsilon_n = \frac{e\hbar}{mc} H. \quad (2)$$

Каждый уровень вырожден, различные состояния внутри уровней определяются квантовым числом  $l$ :

$$\varepsilon_{nl} = \frac{e\hbar}{mc} H \left( n + l + \frac{1}{2} \right). \quad (3)$$

С классической точки зрения квантование энергии электрона в магнитном поле соответствует квантованию радиуса его орбиты. Циклотронный резонанс — это переход между соседними уровнями  $n$  и  $n + 1$ , индуцированный переменным электрическим полем. Соответственно, частота CR определяется выражением

$$\omega_c = \frac{e}{mc} H. \quad (4)$$

Частота CR для газа свободных электронов совпадает с частотой спинового резонанса (электронного парамагнитного резонанса, FMR для  $g$ -фактора, равного 2, и при отсутствии анизотропии). Однако его природа иная. Если в основе спиновых резонансов лежат магнито-дипольные переходы, возбуждаемые магнитной составляющей  $\tilde{h}$  переменного поля, перпендикулярной полю  $\mathbf{H}$ , то CR является электрическим дипольным переходом и возбуждается электрической составляющей  $\tilde{\varepsilon}$ , перпендикулярной полю  $\mathbf{H}$ . Интенсивность электрических дипольных переходов значительно превышает интенсивность магнитных дипольных переходов. Поэтому для наблюдения CR требуется существенно меньшая концентрация электронов. Это используется при изучении CR в твердых телах, поскольку низкая концентрация снижает вероятность рассеяния электронов и позволяет реализовать условия, необходимые для наблюдения CR. Основные уравнения CR для газа свободных электронов применимы и к свободным носителям в твердых телах, но значения массы ( $m$ ) и импульса ( $k$ ) электрона заменяются эффективными параметрами — циклотронной массой ( $m_c$ ) и квазиимпульсом ( $k\sim$ ). Эти параметры зависят от свойств кристалла, таких как тип и форма его поверхности Ферми, которые определяют его кинетические характеристики. Для кристаллов с низкой симметрией и сложной поверхностью Ферми эффективная масса представляет собой тензор. В случае кубических кристаллов с простой сферической поверхностью Ферми это скаляр, но ее величина может отличаться от  $m$ . Для существования CR время релаксации электронов во время прецессии должно быть достаточно большим, чтобы он мог совершить несколько оборотов без рассеяния. В немагнитных кристаллах основными механизмами релаксации являются электрон-фононный и электрон-электронный. Механизмы спин-спиновой и спин-решеточной релаксации обычно менее значимы. В полупроводниковых кристаллах за счет понижения температуры может достигаться такая концентрация электронов, которая делает оба основных механизма электронной релаксации достаточно малыми.

В последнее время интенсивно изучаются низкоразмерные структуры — квантовые ямы. В этих структурах поляризационные барьеры на границах эффективно

изолируют внутренний объем ямы от остальной части кристаллической решетки. В таких квантовых ямах длина свободного пробега электронов может существенно увеличиваться, что позволяет наблюдать квантовые эффекты даже при высоких температурах [12]. Однако существует дополнительное ограничение для CR в квантовых ямах. Частота, при которой может существовать CR, должна быть выше некоторого минимального значения, которое зависит от размера квантовой ямы в направлении, перпендикулярном магнитному полю, т. е. в плоскости орбит электронов при CR. Эта минимальная частота определяется условием, что радиус циклотронной орбиты ( $r_c$ ) должен быть меньше размера ямы.

$$r_c = \frac{m_c c}{eH} V_F. \quad (5)$$

Здесь  $V_F$  — скорость электронов на поверхности Ферми:

$$V_F = \frac{\hbar k_F}{m_c} = \frac{\hbar}{m_c} \sqrt[3]{\frac{3\pi^2 N}{v}}, \quad (6)$$

$k_F$  — импульс электронов на поверхности Ферми,  $N$  — концентрация электронов на поверхности Ферми,  $v$  — ее объем. Области фазового расслоения представляют собой вариант квантовой ямы, и поляризационные барьеры на их границах могут обеспечить условия для существования CR при высоких температурах.

С точки зрения наблюдения CR, основной особенностью YIG и других ферромагнитно упорядоченных кристаллов, по сравнению с немагнитными полупроводниками, является наличие интенсивных однородных (FMR) и неоднородных возбуждений магнитной системы, которые могут сильно влиять на возбуждения делокализованных электронов (CR). Для выявления особенностей CR, отличающих его от спиновых возбуждений магнитной системы в кристалле, необходимо создать условия, при которых спиновые и электронные колебания слабо влияли бы друг на друга. Это учтено в разработанной в данной работе экспериментальной методике.

### 3. Материалы и методы

Будем полагать, что в YIG, как и во многих других кубических кристаллах, поверхность Ферми имеет простую форму — сфероид или эллипсоид, вытянутый вдоль одной из главных осей. Образцы ориентировались так, чтобы при измерении CR ось  $\langle 111 \rangle$  кристалла была направлена вдоль магнитного поля  $\mathbf{H}$ . Использовались образцы монокристаллов YIG в виде сфер диаметром порядка 0.5 mm. Основные характеристики образцов приведены в таблице.

В таблице:  $\Delta H$  — ширина линии FMR, измеренная на частоте 30 GHz,  $\omega$  — полуширина кривых качания, ориентация образцов: направление  $\langle 111 \rangle$  по нормали, рефлекс 444,  $\Theta_B = 26^\circ$ . Наблюдаемый разброс значений  $\omega$  при вращении вокруг оси  $\langle 111 \rangle$  указывает на некоторую блочность структуры.

Основные характеристики образцов

N	∅, mm	ΔH, Oe	ω (half-width)
1	0.6	15	15–30'
2	0.55	6	14–40'
3	0.52	1–2	30'

Измерения проводились на спектрометре магнитного резонанса в 8-мм диапазоне в схеме на проход. Измерялись зависимости коэффициента прохождения через измерительную ячейку с образцом от магнитного поля. Магнитное поле  $H$  в диапазоне 0–16 кОе сканировалось со скоростью 2 Ое/с. В качестве измерительной ячейки использовался резонатор с основной модой  $TE_{10n}$ , изготовленный из стандартного волновода сечением  $7.2 \times 3.4$  мм. Образец на кварцевом держателе располагался в центре резонатора.

#### 4. Результаты и обсуждение

При возбуждении в резонаторе основной моды образец, в зависимости от частоты, оказывается либо в пучности электрического поля  $\tilde{\epsilon}$  (для  $n$  — нечетного количества полуволн), либо в пучности магнитного поля  $\tilde{h}$  (для  $n$  — четного), где  $n$  — количество полуволн, укладываемых на длине резонатора. При измерении CR используется частота, соответствующая нечетному  $n$ , а при измерении FMR — частота, соответствующая четному  $n$ . В случае CR резонатор поворачивается вокруг горизонтальной оси так, чтобы длинная стенка поперечного сечения была направлена вдоль поля  $H$  (конфигурация С). При измерении FMR резонатор устанавливается длинной стенкой перпендикулярно  $H$  (конфигурация F). Структура СВЧ-поля внутри резонатора представлена на рис. 1.

Электрическая составляющая микроволнового поля  $\tilde{\epsilon}$  имеет только  $y$ -компоненту. Значения электрического поля по осям  $x$  и  $z$  определяется следующим выражением:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_y = \epsilon_0 \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi z n}{l}. \quad (7)$$

а,  $L$  — размеры резонатора по осям  $x$  и  $z$  соответственно. Поскольку пучности и узлы для электрической и магнитной составляющих смещены на  $\lambda_g/4$  ( $\lambda_g$  — длина волны в резонаторе) и поляризации этих компонент ортогональны, обеспечивается максимально возможная развязка при измерениях CR и FMR. В действительности необходимо учитывать очевидные ограничения, вызванные конечным размером образцов и неточностью их установки, и ограничения, связанные с перераспределением СВЧ-поля в резонаторе с образцом по сравнению с его распределением в пустом резонаторе. Наличие гиротропии образца приводит к тому, что

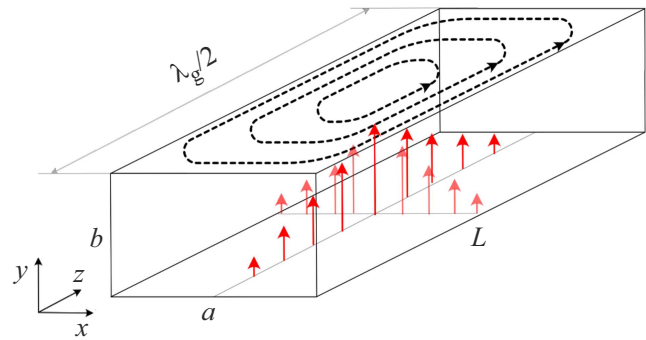


Рис. 1. Структура СВЧ-поля в резонаторе.

постоянные распространения для прямой и обратной волны в резонаторе различаются. При этом оказывается невозможным одномодовый режим, и возникают высшие типы волн, которые размывают позиции узлов и пучностей для основной моды. Кроме того, при возбуждении FMR генерируется вторичное СВЧ-поле. Амплитуда его зависит от интенсивности резонансного сигнала, который, в свою очередь, зависит от ширины резонансной кривой  $\Delta H$ , величины намагниченности образца и его размера. Это поле может превышать поле в резонаторе без образца. Оно также содержит компоненту  $\tilde{\epsilon}$ , способную возбуждать CR в конфигурации F [13–15]. При узких и интенсивных линиях FMR также могут возникать нелинейные эффекты, при которых при прецессии появляется продольная составляющая переменного магнитного момента. Обычная оценка пороговой напряженности СВЧ-поля, начиная с которой нелинейные эффекты становятся существенными, равна  $h_c \leq \Delta H/2$ . Учитывая все эти факторы, мы использовали образцы минимальных размеров, с разными значениями  $\Delta H$  (см. таблицу) и проводили измерения при малых мощностях СВЧ. При этом в ряде случаев удалось обеспечить достаточно слабую связь между FMR и CR. На рис. 2, 3 и 4 представлены результаты измерений образцов в конфигурациях С и F на СВЧ-частотах, соответствующих положению образцов в пучности  $\tilde{\epsilon}$  или  $\tilde{h}$ . Красные линии соответствуют данным для образцов в пучности  $\tilde{\epsilon}$ , а черные линии в пучности  $\tilde{h}$ . Конфигурации и другие параметры эксперимента для каждого образца указаны в подписях к рисункам. Все измерения, представленные на рис. 2, 3 и 4 проводились при постоянном уровне падающей мощности СВЧ (напряжение на детекторе  $P_0 = 1$  мВ). Уровень мощности мы оценивали по напряжению на детекторе, что позволяло судить о сравнительной величине мощности при разных измерениях, но не ее абсолютной величине. Максимальный уровень мощности СВЧ генератора 3 мВ.

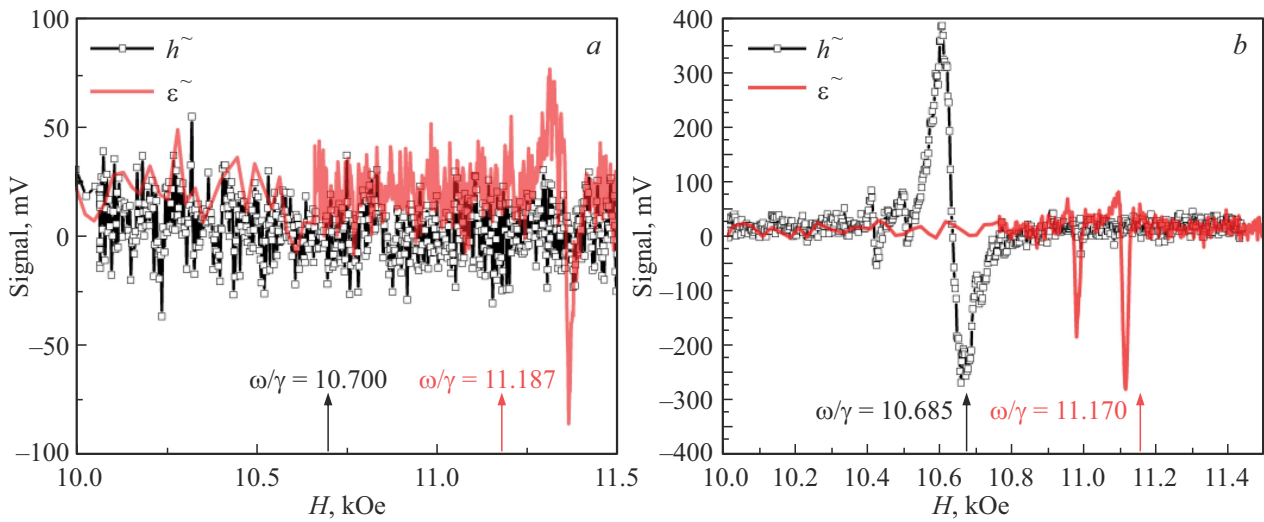


Рис. 2. Результаты для образца № 1: *a*) конфигурация С, *b*) конфигурация F.

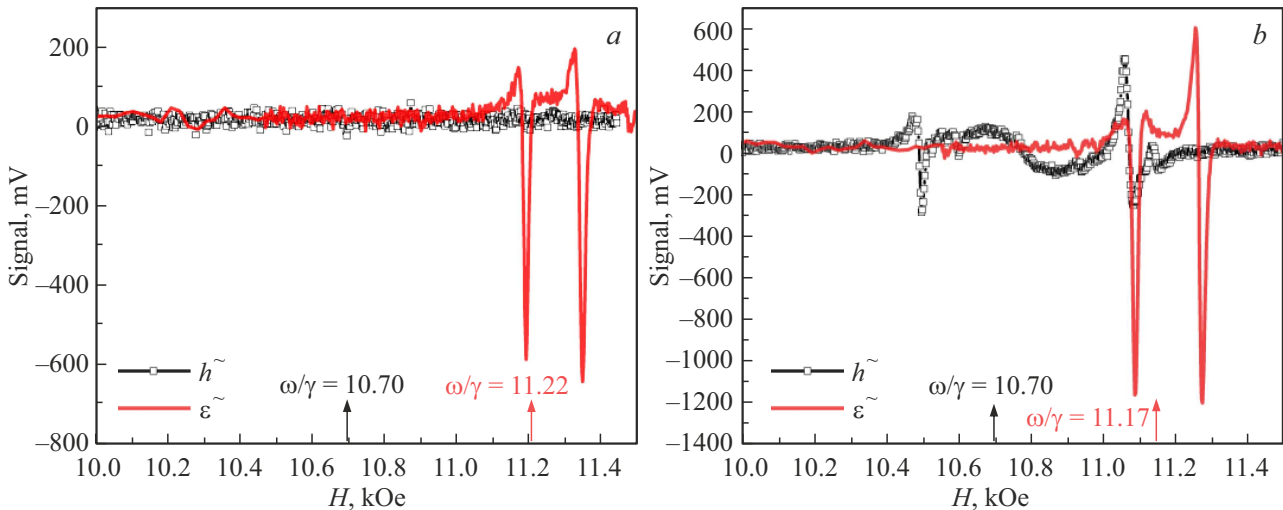


Рис. 3. Результаты для образца № 2: *a*) конфигурация С, *b*) конфигурация F.

**4.1. Результаты измерения образцов в резонаторе**

**4.1.1. Результаты для образца № 1**

На рис. 2 представлены результаты измерений для образца № 1. В конфигурации С в пучности электрического поля виден резонансный сигнал при поле  $H \approx 11.2$  kOe, близком к значению  $\omega/\gamma$  (где  $\omega$  — резонансная частота, а  $\gamma$  — гиромагнитное отношение) для данной частоты (рис. 2, *a*, красная линия). В той же конфигурации в пучности магнитного поля (рис. 2, *a*, черная линия) в области полей  $H \approx 10.7$  kOe, соответствующих частоте  $\omega/\gamma$  резонансных сигналов не обнаружено. Резонансный сигнал в пучности электрического поля естественно ассоциировать с CR. Таким образом, для этого образца в конфигурации С связь FMR и CR оказывается достаточно слабой, и наблюдаемая картина

на соответствует принятой модели. В конфигурации F (рис. 2, *b*), в отличие от конфигурации С, FMR поляризационно разрешен, и он наблюдается в пучности магнитного поля (рис. 2, *b*, черная линия) вблизи  $H \approx 10.7$  kOe, соответствующего значению  $\omega/\gamma$  на данной частоте. Наряду с главной линией видны несколько сателлитов, по-видимому, представляющих собой неоднородные типы прецессии. В пучности электрического поля в этой конфигурации (рис. 2, *b*, красная линия) видны два интенсивных сигнала, которые мы считаем сигналами CR. Мы полагаем, что наличие двух сигналов обусловлено расщеплением состояний по квантовому числу  $l$  (см. формулы 1 и 2). Наблюдаемые сигналы соответствуют CR для электронов, населяющих эти расщепленные по  $l$  состояния. В пользу такой интерпретации говорят малая величина расщепления ( $\delta\omega/\omega = 0.01-0.015$ ) и зависимость отношения амплитуд сигналов от мощности

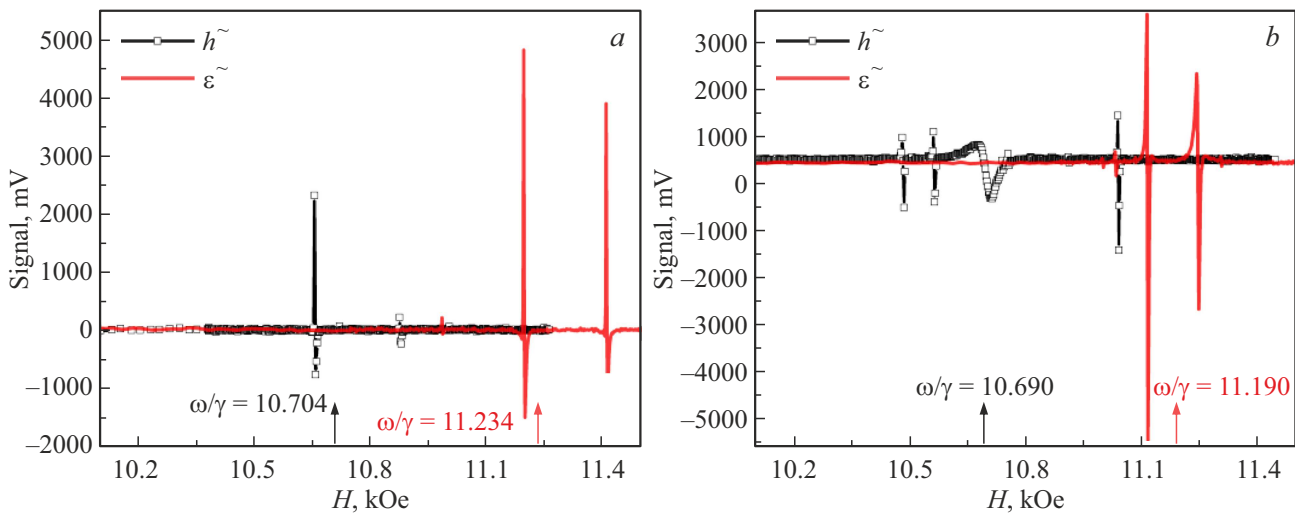


Рис. 4. Результаты для образца № 3: а) конфигурация С, б) конфигурация F.

СВЧ. Более подробно зависимость амплитуд сигналов от мощности СВЧ мы обсудим позже, когда будем рассматривать результаты для образца № 3.

Возможно также, что эти два сигнала соответствуют CR электронов и дырок: СВЧ-волна в резонаторе имеет линейную поляризацию. При этом ее правоциркулярная компонента возбуждает CR электронов, а левоциркулярная — CR дырок. Однако этот вариант представляется нам менее вероятным.

#### 4.1.2. Результаты для образца № 2

На рис. 3 приведены результаты измерений образца № 2, который имеет несколько более узкую линию FMR, чем образец № 1.

Как видно, результаты аналогичны результатам, полученным для образца № 1. В конфигурации С сигналы полностью идентичны. В конфигурации С в области полей вблизи  $\omega/\gamma \approx 10.7$  кОе, соответствующих FMR, сигнал отсутствует, а при  $\omega/\gamma \approx 11.2$  кОе, соответствующих CR, есть сигнал, хотя в отличие от образца № 1 наблюдался только один пик. В конфигурации F в полях  $\omega/\gamma \approx 10.7$  кОе FMR отчетливо наблюдается, а при  $\omega/\gamma \approx 11.2$  кОе видны пики, соответствующие CR. В конфигурации F виден также дополнительный пик, смещенный от области вблизи  $\omega/\gamma \approx 10.7$  кОе в сторону более высоких полей. Следует отметить, что если в конфигурации С разные образцы ориентированы одинаково ( $(111) \parallel H$ ), то в конфигурации F они могут иметь разную ориентацию, т. к. ориентирование образцов в плоскость (111) не проводилось.

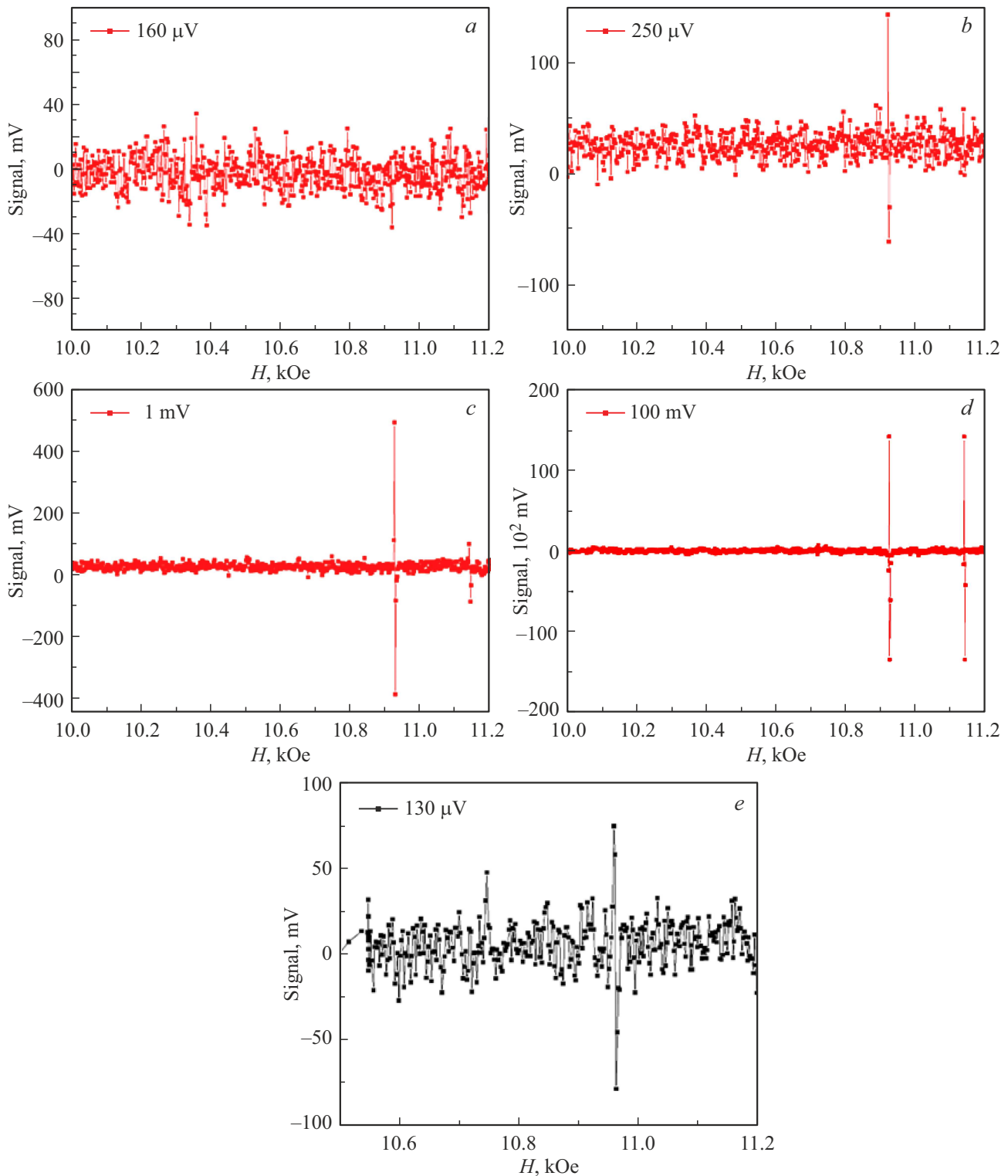
#### 4.1.3. Результаты для образца № 3

Рассмотрим теперь результаты для образца № 3, имеющего самую узкую ( $\Delta H \approx 1-2$  Ое) линию FMR (рис. 4). В этом образце в конфигурации С в пучности

электрического поля, как и в предыдущих случаях вблизи  $H = \omega/\gamma \approx 11.2$  кОе, имеются два интенсивных пика (рис. 4, а). Эти пики мы по-прежнему относим к CR. Однако в этой конфигурации в пучности магнитного поля при  $\omega/\gamma \approx 10.7$  кОе также видны несколько сигналов, более слабых по сравнению с сигналами в пучности  $\epsilon\tilde{}$ . Наличие этих сигналов объясняется появлением сильной связи между CR и FMR, которая возникает при наличии интенсивного сигнала FMR. В конфигурации F в пучности электрического поля наблюдаются сигналы, мало отличающиеся от тех, которые наблюдались в пучности  $\epsilon\tilde{}$  в С-конфигурации. В пучности магнитного поля обнаружены многочисленные сигналы, которые трудно однозначно интерпретировать без дальнейших исследований. Очевидно, что в случае малых  $\Delta H$  связь между магнитными и зарядовыми возбуждениями настолько сильна, что возникают смешанные моды, которые возбуждаются как электрической, так и магнитной компонентами СВЧ-поля с несколько различной эффективностью. Чтобы уменьшить эту связь, мы провели измерения при предельно низкой мощности возбуждающего СВЧ-поля. Реализовать такой режим в резонаторе сложно, поэтому измерения проводились в волноводе.

#### 4.2. Результаты измерений в волноводе

На рис. 5 показаны результаты этих измерений. Видно, что в конфигурации С при  $P_0 < 0.2$  мВ никаких резонансных сигналов не наблюдается. При  $P_0 > 0.2$  мВ сначала появляется один резонансный сигнал, а затем, при  $P_0 > 1$  мВ, наблюдаются два сигнала разной интенсивности. При больших уровнях мощности ( $P_0 \approx 100$  мВ) амплитуды обоих наблюдаемых сигналов становятся равными. В конфигурации F (рис. 5, д) порог по амплитуде СВЧ-поля отсутствует, и при  $P_0 \approx 0.13$  мВ виден резонансный сигнал. Поскольку в волноводе используется режим бегущей волны, условия для возбуждения как CR,



**Рис. 5.** Результаты измерений в волноводе для различных конфигураций и при разных уровнях СВЧ-мощности: *a*) конфигурация С,  $P_0 = 0.16 \text{ mV}$ ; *b*) конфигурация С,  $0.25 \text{ mV}$ ; *c*) конфигурация С,  $1 \text{ mV}$ ; *d*) конфигурация С,  $100 \text{ mV}$ ; *e*) конфигурация F,  $0.13 \text{ mV}$ .

так и FMR по амплитуде  $\varepsilon^{\sim}$  и  $h^{\sim}$  имеются как в С-, так и в F-конфигурациях. Однако существует поляризационная развязка, более сильная, чем в резонаторе, препятствующая появлению сигнала FMR в С-конфигурации из-за

отсутствия высших типов волн. Таким образом, порог по амплитуде СВЧ-поля, наблюдаемый в конфигурации С, следует отнести к CR. Существование этого порога для CR, по-видимому, связано с тем, что делокализованные



электроны в PSR не являются полностью свободными. Они слабо связаны на заряженных границах PSR, и для их освобождения требуется определенная амплитуда электрического поля.

Наблюдаемая зависимость от мощности СВЧ-сигналов CR согласуется с представлением о том, что эти сигналы соответствуют расщеплению по  $l$ . Существование именно двух сигналов и зависимость их амплитуд от СВЧ-мощности, возможно, обусловлено некоторой разницей CR частот для переходов с сохранением и изменением проекции спина и зависимостью вероятности этих переходов от кинетической энергии электронов.

## 5. Заключение

Полученный комплекс экспериментальных данных позволяет утверждать, что CR в YIG существует и проявляется в магнитной динамике на достаточно высоких СВЧ-частотах ( $\geq 30$  GHz) при комнатной температуре. В некоторых случаях он проявляется в виде смешанных спин-электронных колебаний; в других ситуациях связь между ферромагнитной спиновой и электронной подсистемами ослаблена, и CR может возникать в „чистом“ виде. Однако во всех случаях он существенно влияет на магнитную динамику YIG на СВЧ. Возможность существования CR при комнатной температуре объясняется тем, что электроны внутри PSR, как и в других квантовых ямах, экранированы от кристаллической решетки основного объема образца. При этом эффективная температура внутри PSR достаточно низка, и рассеяние электронов при CR на фононах мало. Механизм электрон-электронной релаксации слабо выражен из-за малой концентрации ( $N \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) делокализованных электронов [2], а также из-за частичной корреляции электронных орбит при CR за счет магнитно-дипольной связи их спинов.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Б.Х. Ханнанов, Е.И. Головенциц, В.А. Санина. Письма в ЖЭТФ **115**, 4, 262 (2022). [B.K. Khannanov, E.I. Golovenchits, V.A. Sanina. JETP Lett. **115**, 4, 231 (2022).]
- [2] B. Khannanov, E. Golovenchits, M. Shcheglov, V. Sanina. Nanomater. **13**, 14, 2147 (2023).
- [3] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. Письма в ЖЭТФ **37**, 12, 565 (1983). [V.G. Bar'yakhtar, V.A. Lvov, D.A. Yablonskii. JETP Lett. **37**, 12, 673 (1983).]
- [4] V.A. Fock. Zs. Phys. **47**, 5–8, 446 (1928).
- [5] L.D. Landau. Zs. Phys. **64**, 5, 629 (1930).
- [6] Я.И. Френкель, М.П. Бронштейн. ЖРФХО **62**, 5, 485 (1930).
- [7] Я.Г. Дорфман. Докл. АН СССР **81**, 5, 765 (1951).
- [8] R.B. Dingle. Proc. Royal Soc. London Ser. A Math. Phys. Sci. **212**, 1108, 94 (1952).
- [9] G. Dresselhaus, A.F.K. Kip, C. Kittel. Phys. Rev. **98**, 2, 368 (1955).
- [10] D. Shoenberg. Magnetic oscillations in metals. Cambridge Univ. Press, New York (1984). 570 с.
- [11] В.Н. Лазукин. УФН **59**, 3, 553 (1956).
- [12] В.В. Романов, В.А. Кожевников, С.Т. Tracey, Н.Т. Баграев. ФТП **53**, 12, 1647 (2019). [V.V. Romanov, V.A. Kozhevnikov, S.T. Tracey, N.T. Bagraev. Semiconductors **53**, 12, 1629 (2019).]
- [13] А.А. Пистолькорс, Сюй Янь-шэн. РиЭ **5**, 1, 3 (1960).
- [14] Сюй Янь-шэн. РиЭ **5**, 1, 14 (1960).
- [15] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). 464 с.

Редактор Е.В. Толстякова