

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.69

ШИРИНА ЛИНИИ ФМР

В ПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ HgCr_2Se_4

Н. А. Виглин, А. А. Самохвалов, Н. М. Чеботаяев, Б. А. Гижевский

Ширина линии ФМР характеризует магнитные потери в ферромагнетике и является одним из основных параметров, определяющих пригодность материала для использования в СВЧ технике. В магнитных веществах с достаточно высокой проводимостью возникает дополнительный вклад в $\Delta H_{\text{ФМР}}$ за счет джоулевых потерь на вихревые токи [1]

$$\Delta H_{\text{пров}} = \frac{4}{45} \varepsilon'' 4\pi M_0 \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2, \quad (1)$$

где $\varepsilon'' = 4\pi \sigma_\omega / \omega$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости (σ_ω — проводимость на частоте ω); M_0 — намагниченность насыщения; R — радиус сферического образца; ω/c — волновое число электромагнитных волн в свободном пространстве.

Учет электропроводности и связанного с ней механизма потерь за счет вихревых токов становятся весьма важными при выборе материалов, пригодных в качестве среды для усиления спиновых волн носителями заряда [2]. Усиление может быть эффективным лишь в проводящих материалах с достаточно высокой концентрацией носителей заряда, но, с другой стороны, для усиления необходимы материалы с высокой магнитной добротностью, имеющие обычно низкую проводимость.

Магнитный полупроводник HgCr_2Se_4 имеет высокую для этого класса веществ подвижность носителей заряда ($\geq 0.1 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) и в нем можно создавать концентрацию носителей до 10^{25} м^{-3} [3], что делает его благоприятным объектом для исследования явлений сильного электрон-магнитного взаимодействия.

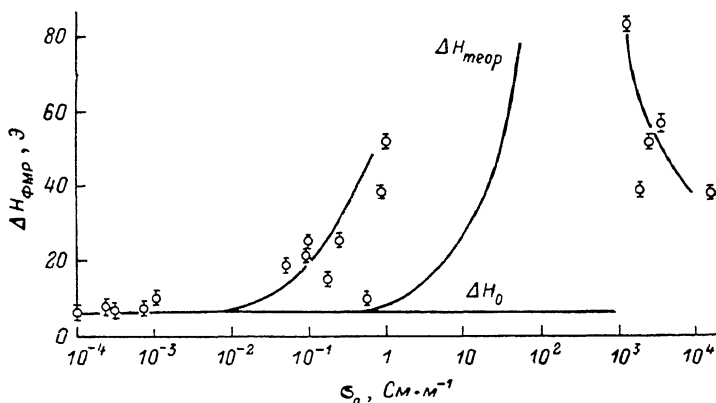
Были исследованы ширина линии ФМР и электропроводность кристаллов HgCr_2Se_4 p - и n -типа. Электропроводность на постоянном токе при 77 К лежала в пределах от 10^{-4} до $2 \cdot 10^5 \text{ см}\cdot\text{м}^{-1}$.

На ряде образцов проводились измерения σ_ω в диапазоне частот $5 \cdot 10^4$ — $2 \cdot 10^8$ Гц с помощью куметров. На частоте 10^{10} Гц измерялись только образцы с $\sigma_0 < 1 \text{ См}\cdot\text{м}^{-1}$, поскольку резонаторная методика, используемая в этом случае, не позволяет измерять низкоомные образцы. В образцах с $\sigma_0 > 10^{-2} \text{ см}\cdot\text{м}^{-1}$ на всех частотах дисперсия σ_ω практически отсутствует и по величине σ_ω близка (несколько больше) к σ_0 . Только в образцах с $\sigma_0 < 10^{-3}$ наблюдалась дисперсия σ_ω . Однако вклад в ΔH , рассчитанный по формуле (1) даже с учетом того, что $\sigma_\omega/\sigma_0 = 10 \div 10^2$ в этих образцах, практически равен нулю. Поэтому для оценок ΔH по формуле (1) использовались значения σ_0 . Заметим, что отсутствие явной зависимости σ_ω от ω в проводящих образцах свидетельствует об их однородности.

Подготовка образцов к измерениям ФМР проводилась по известной методике [4, 5]. Измерения проводились на частоте 9.3 ГГц при 77 К, поскольку при этой температуре достигается минимальная ширина линии ФМР и практически отсутствует анизотропия $\Delta H_{\text{ФМР}}$ [4, 5].

На рисунке изображена экспериментальная зависимость ширины линии ФМР в HgCr_2Se_4 от электропроводности σ_0 и соответствующая теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (1). Под величиной ΔH_0 подразумевается минимальная из экспериментально полученных ширина линии для самого высокоомного образца, так как в этом образце вклад в ΔH за счет вихревых токов пренебрежимо мал. Видно, что теория потерь за счет электропроводности предсказывает существенное уширение линии лишь при $\sigma_0 > 1 \text{ см}\cdot\text{м}^{-1}$, однако практически все экспериментальные точки, начиная с $\sigma_0 \sim 5 \cdot 10^{-1} \text{ см}\cdot\text{м}^{-1}$ и вплоть до $\sigma_0 \sim 1 \text{ См}\cdot\text{м}^{-1}$, находятся выше теоретической кривой.

Можно предполагать, что во всех образцах HgCr_2Se_4 содержится некоторое количество доноров. Подтверждается это тем, что все они дефектны одновременно по анионной и катионной подрешеткам [6]. Кроме того, все выращенные кристаллы переходят при понижении температуры от дырочного типа проводимости к электронному, если они сразу же не переведены к n -типу проводимости дополнительной термообработкой [3].



Зависимость ширины линии ФМР от электропроводности в HgCr_2Se_4 .

Эти донорные центры принято связывать с наличием комплексов, содержащих двухвалентный хром около вакансии по халькогену [5]. Рентгеновским способом удастся оценить только верхний предел концентрации таких дефектов, а по величине электропроводности можно судить лишь об относительном их содержании в серии образцов [6].

Можно полагать, что дополнительный вклад в $\Delta H_{\text{ФМР}}$ в образцах с $\sigma_0 = 10^{-4} \div 1 \text{ см}\cdot\text{м}^{-1}$ (см. рисунок), вызывающий расхождение с теоретической кривой, обусловлен наличием указанных донорных центров. Подтверждается это тем, что все образцы с $\Delta H \leq 10 \text{ Э}$ — это образцы n -типа при 77 К, но с дырочным типом проводимости при комнатной температуре и, следовательно, содержат меньше доноров, чем образцы с $\Delta H > 10 \text{ Э}$, подавляющее большинство которых уже при комнатной температуре n -типа. Так, из трех образцов с σ_0 порядка $1 \text{ См}\cdot\text{м}^{-1}$ один при 300 К имеет дырочный тип проводимости и $\Delta H_{\text{ФМР}} \sim 10 \text{ Э}$, а два других при 300 К — n -типа и ширина линии ФМР соответственно 40 и 55 Э.

Теория потерь за счет вихревых токов [1] не учитывает скин-эффекта, следовательно, границей применимости выражения (1) следует считать проводимость, при которой скин-слой становится порядка размера образца (в нашем случае порядка $10^2 \text{ См}\cdot\text{м}^{-1}$). Для расчета вклада в ширину линии ФМР в случае, когда глубина скин-слоя становится меньше размера образца, необходимо знать высокочастотную намагничённость в скин-слое. Решение этой задачи весьма трудоёмко, однако для приближительных оценок можно воспользоваться качественными моделями, например «оболочечной», использовавшейся в [7, 8]. Эта модель основана на том, что внешнее электромагнитное поле создает в поверхностном слое образца

неоднородное размагничивающее поле, зависящее от координат точки внутри скин-слоя. Основным допущением модели является то, что различные области в «оболочке» считаются невзаимодействующими при ФМР, что позволяет получить достаточно простое уравнение, связывающее резонансную частоту, поле и координаты точки в скин-слое [8]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H^2 - H \frac{4\pi M_0}{3} \frac{a^3}{r^3} (2 - \sin^2 \vartheta) + \left(\frac{4\pi M_0}{3}\right)^2 \frac{a^6}{r^6} (1 - \sin^2 \vartheta), \quad (2)$$

где $a = R - \delta$, R — радиус, δ — глубина скин-слоя; ϑ, r — сферические координаты (r меняется от a до R).

Видно, что ферромагнитный резонанс становится неоднородным, поскольку резонансные условия зависят от координат. По стандартной методике нахождения функции плотности состояний нами из уравнения (2) была получена функция распределения от магнитного поля областей с одинаковыми резонансными условиями. Эта функция характеризует неоднородное уширение и по ней можно оценить $\Delta H_{\text{ФМР}}$. Было установлено, что неоднородное уширение максимально, когда δ и R одного порядка и уменьшаются с ростом проводимости (и уменьшением δ). Такое поведение неоднородного уширения наблюдалось и в [8]. Полученные нами значения $\Delta H_{\text{ФМР}}$ порядка 80—50 Э при $\sigma_0 \sim (4 \div 7) \cdot 10^3 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ находятся в разумном согласии с экспериментом. Заметим что отбрасывание параметра a/r в уравнении (2), как это было сделано в [7], приводит к независимости неоднородного уширения от электропроводности.

Таким образом, ширина линии ФМР в HgCr_2Se_4 с электропроводностью от 10^{-4} до $1 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ существенно зависит от концентрации донорных центров. В образцах с большей электропроводностью $\Delta H_{\text{ФМР}}$ удовлетворительно описывается неоднородным уширением в рамках «оболочечной» модели. Сравнительно небольшие значения ширины линии ФМР (~80—40) Э при $\sigma_0 \geq 10^3 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ дали возможность использовать HgCr_2Se_4 в качестве среды для реализации усиления спиновых волн носителями заряда [9].

Л и т е р а т у р а

- [1] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [2] Samokhvalov A. A., Osipov V. V., Solin N. I., Gunichev A. F., Korenblit I. A., Galdikas A. P. JMMM, 1984, vol. 46, N 1, 2, p. 191—198.
- [3] Goldstein L., Gibart P., Selmi A. J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, N 3, p. 1474—1476.
- [4] Виглин Н. А., Самохвалов А. А., Солин Н. И., Симонова М. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 4, с. 1230—1231.
- [5] Эмирян Л. М., Гуревич А. Г., Шукuroв А. С., Бержанский В. Н. ФТТ, 1981, т. 23, № 10, с. 2916—2922.
- [6] Чеботаев Н. М., Симонова М. И., Арбузова Т. И., Гижевский Б. А., Самохвалов А. А. Изв. АН СССР, Неорган. материалы, 1985, т. 21, № 9, с. 1468—1470.
- [7] Никифоров К. Г., Гуревич А. Г., Пасенко Л. Я., Радауцан С. И., Эмирян Л. М. ФТТ, 1985, т. 27, № 8, с. 2424—2427.
- [8] Marysko M. Czech. J. Phys., 1974, vol. B24, N 12, p. 1379—1397.
- [9] Солин Н. И., Самохвалов А. А., Шумилов И. Ю. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 10, с. 464—466.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
9 января 1987 г.