

РАЗОГРЕВ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ НОСИТЕЛЯМИ ТОКА И ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ МЕЖДУ МАГНОННОЙ И ФОНОННОЙ СИСТЕМАМИ В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ CdCr_2Se_4 И EuO

*А.А.Самохвалов, В.В.Осипов, А.Т.Иваев,
В.Т.Калинников, Т.Г.Аминов*

С помощью временной зависимости высокочастотной магнитной проницаемости в сильных импульсных электрических полях исследован разогрев спиновой системы дрейфующими носителями тока в CdCr_2Se_4 и EuO . Наблюдались как перегрев, так и недогрев спиновой системы по отношению к решетке.

Наличие подвижных носителей тока, сравнительно малое спин-спиновое и аномально малое спин-решеточное [2] затухание в магнитных полупроводниках CdCr_2Se_4 и EuO являются благоприятным сочетанием для изучения электрон-магнонного взаимодействия (ЭМВ) в сильных электрических полях. Это взаимодействие может приводить к новым явлениям — черенковской генерации, усилению и разогреву спиновых волн (магнонов) дрейфующими носителями тока [1, 2]. Макроскопически ЭМВ проявляется в нелинейностях вольт-амперных характеристик [3] и уменьшении намагниченности [4] в сильных импульсных электрических полях. Однако примененная в [4] методика не позволяла фиксировать релаксаций намагниченности после импульса электрического поля, связанных с установлением теплового равновесия между спиновой системой и решеткой. Вместе с тем изучение таких релаксаций интересно по двум причинам. Во-первых, время релаксации намагниченности является величиной, характеризующей спин-решеточную релаксацию. Во-вторых, непосредственное наблюдение релаксации позволяет отделить собственно разогрев спиновой системы от джоулева разогрева всего кристалла.

Для изучения процессов разогрева спиновой системы носителями тока и последующего установления теплового равновесия между спиновой и фононной системами были измерены временные изменения высокочастотной магнитной проницаемости в сильных импульсных электрических полях монокристаллов EuO ($\sigma_{20\text{K}} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$) и $\text{Cd}_{0,98}\text{Ag}_{0,02}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ ($\sigma_{77\text{K}} = 10^{-1} - 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$). При измерениях образец в виде параллелепипеда или октаэдра располагался между соосными приемной и передающей катушками. Внешнее магнитное поле было направлено вдоль осей катушек, а электрическое поле — перпендикулярно к ним. Измерения проводились на частоте 7 МГц с помощью стабилизированного по амплитуде кварцевого генератора. Температурные зависимости проницаемости представляют собой монотонно-убывающие функции температуры образца или спиновой системы в интервале магнитных полей 0,4 — 4 кЭ, а для некоторых полей из данного интервала, в зависимости от формы измеряемого образца — почти линейно-убывающие функции температуры. Таким образом, наблюдая за временными изменениями проницаемости, можно судить о временных изменениях температуры спиновой системы.

Типичные временные изменения проницаемости в CdCr_2Se_4 при действии импульсов электрического поля ($\tau_{\text{имп}} \sim 10^{-4}$ сек) приведены на рис. 1. За время действия импульса проницаемость уменьшается линейно со временем (участки 1 на рис.), затем следует ее дальнейшее экспоненциальное убывание или нарастание (в зависимости от образца, величины электрического поля и температуры измерений) на участках 2 со временем $\tau_2 = 1 - 10$ мсек и затем проницаемость релаксирует к своему первоначальному значению за время $\tau_3 \sim 5 \cdot 10^{-1}$ сек. При изменении температуры измерений иногда наблюдался переход от нарастания на участках 2 (рис. 1, а) к убыванию (рис. 1, б). Форма временных изменений проницаемости зависела также от величины электрического поля. Время τ_2 уменьшалось в 5 — 10 раз при изменении температуры от 77 до 130К, тогда как время τ_3 почти не изменялось. Величина изменений восприимчивости составляла $\sim 1\%$ и менее.

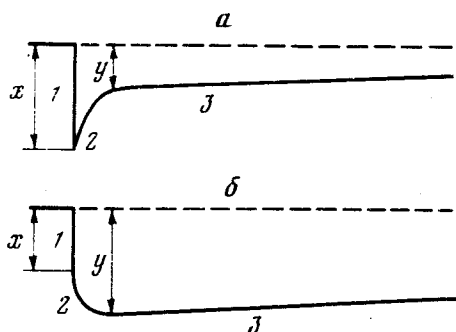


Рис. 1. Форма временных изменений проницаемости в CdCr_2Se_4 при действии импульса электрического поля

Полученные результаты можно объяснить с помощью предложенной в [4] модели независимого разогрева спиновой и фононной систем. При длительности импульсов электрического поля меньшей, чем время магн-фононной релаксации, но большей, чем время установления теплового равновесия в магнотной системе, спиновая и фононная система греются дрейфующими в сильном электрическом поле носителями тока

независимо и с разной степенью интенсивности, зависящей от параметров кристалла (например, от подвижности носителей тока и теплоемкостей систем). Соответственно, участки 1 изменений проницаемости или температуры спиновой системы можно объяснить разогревом магновов носителями тока. Участки 2 соответствуют установлению теплового равновесия между магнонной и фононной системами — остывание магновов на фононах (рис. 1, а) или донагрев магновов от фононов (рис. 1, б). В последнем случае энергия от фононов поступает к магномам. После установления теплового равновесия между системами образец остывает, как целое, в криостат за время $\tau_3 \sim 5 \cdot 10^{-1}$ сек. Можно ввести параметр $\gamma = X/Y$ (рис. 1). Так как в CdCr_2Se_4 решеточная теплоемкость значительно больше магнитной [5], то $\gamma \approx \Delta T_{\text{сп}} / \Delta T_{\text{реш}}$, т. е. представляет собой отношение приращений температур спиновой системы и решетки после импульса электрического поля. На рис. 2 приведены зависимости $\gamma = f(T)$ для нескольких образцов CdCr_2Se_4 . На образцах 1

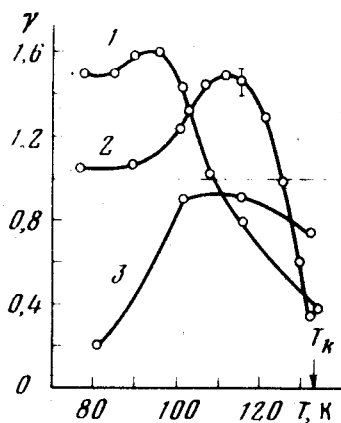


Рис. 2. Зависимость γ от температуры для нескольких образцов CdCr_2Se_4 при $E = 1 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$

и 2 получен перегрев спиновой системы по отношению к решетке, ($1 < \gamma < 1,6$), который сменяется недогревом ($\gamma < 1$) при приближении к температуре Кюри при $T = 134 \text{ К}$. В образце 3 из другой технологической партии $\gamma < 1$ во всем исследованном интервале температур. Во всех случаях γ увеличивается при увеличении температуры от 77 К , а затем начинает уменьшаться при приближении к точке Кюри. Увеличение γ может быть связано с увеличением подвижности в этом температурном интервале [6]. Дальнейшее уменьшение означает уменьшение передачи энергии в спиновую систему по отношению к решетке и свидетельствует о снижении эффективности механизма двухмагнного разогрева спиновой системы носителями тока при приближении к температуре Кюри [2]. Для образца EuO было получено $\gamma = 3$ при 20 К .

Институт физики металлов
Академии наук СССР
УНЦ

Поступила в редакцию
12 июля 1979 г.
После переработки
2 октября 1979 г.

Литература

[1] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. ЖЭТФ, 45, 337, 1963.

- [2] И.Я.Коренблит, Б.Г.Танхилевич. ФТТ, 18, 62, 1976.
- [3] А.А.Самохвалов, В.В.Осипов, В.Т.Калинников, Т.Г.Аминов. ФТТ, 20, 595, 1978.
- [4] А.А.Самохвалов, В.В.Осипов, В.Т.Калинников, Т.Г.Аминов. Письма в ЖЭТФ, 28, 413, 1978.
- [5] А.С.Борухович, М.С.Маруня, В.Г.Бамбуров. Н.И.Лобачевская, О.П.Рокеах, П.В.Гельд. ФТТ, 17, 1202, 1975.
- [6] К.М.Голант, Е.С.Живописцев, В.Г.Веселаго. Препринт ФИАН, №218, 1978.
-