

хорошо согласуется с экспериментальным значением $K_1 = 1.95 \cdot 10^7$ эрг/см³ [1], на основании чего мы считаем, что зависимость $K_{эфф}(x)$ (рис. 2) заслуживает внимания.

Величина K_1 должна прямо пропорционально зависеть от содержания ионов Co^{2+} в B -узлах, так как вкладом от других ионов в магнитную анизотропию можно пренебречь. Для того чтобы иметь возможность произвести сравнение экспериментальной зависимости $K_{эфф}(x)$ с рассчитанной $K_1(x)$, мы считали, что величина $+50$ см⁻¹ соответствует величине K_1 $CoFe_2O_4$, так как в нем количество ионов Co^{2+} в B -узлах равно единице. Сравнивая зависимость $K_{эфф}(x)$ с рассчитанной зависимостью $K_1(x)$, показанной на рис. 2 штриховой линией, видно, что они имеют почти одинаковый характер, но сильно отличаются по величине. Например, для образца с $x=0.5$ величина K_1 больше $K_{эфф}$ приблизительно в три раза.

Таким образом, в результате проведенных исследований нами установлено, что увеличение содержания в B -узлах ионов Co^{2+} путем введения ионов Sb^{5+} не приводит к росту магнитной анизотропии, как это следует из модели одноионной анизотропии. По-видимому, одной из причин этого может быть перенос спиновой плотности от магнитных катионов в пустую $5s$ -оболочку ионов Sb^{5+} , так как, согласно мессбауэровским исследованиям, в шпинелях на ядрах октаэдрических ионов Sb^{5+} наблюдаются сравнительно большие эффективные магнитные поля ($H_{эфф} \approx 250$ кЭ) [4]. Не исключено, что перенос спиновой плотности от ионов Co_B^{2+} приводит к такому изменению их орбитального состояния, что их вклад в магнитную анизотропию уменьшается.

Л и т е р а т у р а

- [1] Круничка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. 504 с.
- [2] Бляссе Ж. Кристаллохимия феррошпинелей. М.: Металлургия, 1968. 184 с.
- [3] Gerard A., Grandjean F. et al. J. Phys. (France), 1979, vol. 40, N 3, colloq N 2, p. 339—341.
- [4] Ryby S. L., Evanse B. J., Hafner S. S. Sol. St. Commun., 1968, vol. 6, p. 277—279.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
16 октября 1987 г.
В окончательной редакции
25 ноября 1987 г.

МАГНИТОПРИМЕСНЫЕ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ С АНИЗОТРОПНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ФЕРМИ

А. М. Ермолаев

Локализация электронов на примесных атомах в магнитном поле способствует распространению электромагнитных волн в металлах [1-3]. Вблизи частот резонансных переходов электронов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау возникают новые ветви спектра бозевских возбуждений металла, названные магнитопримесными волнами. В [1-3] исследованы свойства этих волн в изотропных проводниках со сферической поверхностью Ферми. Между тем анизотропия спектра носителей играет в физике волн принципиальную роль [4, 5]. Поэтому естественно рассмотреть магнитопримесные волны в металлах с анизотропной поверхностью Ферми.

Рассмотрим проводник, поверхность Ферми которого имеет вид эллипсоида вращения с поперечной m_{\perp} и продольной m_{\parallel} массами. В этом случае компоненты тензора динамической проводимости $\sigma_{ik}(\omega)$ в магнитном поле без учета магнитопримесных состояний найдены Л. Гуревичем и Ипатовой [6], а характеристики магнитопримесных состояний — Кагановым и Клямой [7]. Вблизи частот $\omega_s = \Delta + s\Omega$ (Ω — циклотронная частота, Δ — энергия связи электрона [7], $s=0, 1, \dots$ — номер резонанса) резонансных переходов между магнитопримесными уровнями и уровнями Ландау компоненты σ_{ik} имеют корневые особенности. В частности, резонансная часть σ_{xx} (ось z направлена вдоль магнитного поля \mathbf{H}) для эллипсоида вращения может быть получена из формул (4) и (5) в [2] после замены эффективной массы в ω_p на $m_{\perp}m_{\parallel}/M$. Здесь $M = m_{\perp} \sin^2 \theta + m_{\parallel} \cos^2 \theta$, θ — угол между \mathbf{H} и осью вращения эллипсоида. Остальные обозначения см. в [2]. Резонансные слагаемые компонент σ_{yy} , σ_{xz} и σ_{zx} отличаются от σ_{xx} дополнительными множителями m_{\parallel}/M , $A = (m_{\perp} - m_{\parallel}) \times \sin 2\theta/M$ и A^2 соответственно. Их необходимо учесть в дисперсионном уравнении для электромагнитных волн.

Вблизи частоты $\omega_0 = \Delta$ существуют магнитопримесные геликоны и антигеликоны, условия распространения которых описаны в [1-3]. Закон дисперсии антигеликона в анизотропном случае оказывается таким

$$\omega(q) = \omega_0 \left\{ 1 - \frac{\alpha_0^2 \Omega^2}{\omega_0^2} \left[1 + \frac{\Omega}{2\omega_0} \left(1 + \frac{M}{m_{\parallel}} \cos^2 \varphi \right) \frac{c^2 q^2 m_{\perp} m_{\parallel}}{4\pi e^2 N_e M} \right]^{-2} \right\},$$

где φ — угол между магнитным полем и направлением распространения волны. Антигеликоны существуют в полосе прозрачности между предельными частотами $\omega(0)$ и ω_0 . Ширина полосы $\delta\omega = \alpha_0^2 \Omega^2 / \omega_0$. При повороте вектора \mathbf{H} от оси вращения эллипсоида на 90° ширина полосы прозрачности изменяется в $\delta\omega(\theta=0)/\delta\omega(\theta=\pi/2) = m_{\parallel}/m_{\perp}$ раз. Декремент затухания γ антигеликона определяется частотой столкновений ν электронов, связанной с потенциальным рассеянием на примесях, и шириной магнитопримесного уровня Γ . В частности, при $\sin 2\theta=0$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$ декремент затухания равен

$$\gamma(\omega) = \Gamma + 2 \frac{\nu}{\alpha_0} \left(\frac{\omega_0}{\Omega} \right)^2 \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \right)^{3/2}$$

В общем случае поляризация этой волны эллиптическая. Если $\theta = \pi/2$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$, для отношения компонент напряженности электрического поля волны получаем выражение

$$E_y/E_x = 2i \frac{p^{1/2}}{1+p} \left[(1-p) \frac{\alpha_0 \Omega}{2\omega_0} \left(\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (1)$$

где $p = m_{\perp}/m_{\parallel}$ — параметр анизотропии. (В случае геликона перед последним слагаемым в (1) стоит знак $+$). По мере приближения ω к ω_0 различие между магнитопримесным геликоном и антигеликоном исчезает, причем направление вращения вектора \mathbf{E} определяется параметром анизотропии. Если $\theta=0$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{H}$, получаем $E_y/E_x = -i$, т. е. поляризация антигеликона становится круговой.

В окрестности частоты ω_s ($s=1, 2, \dots$) существуют две линейно-поляризованные магнитопримесные циклотронные волны. Одна из них поляризована вдоль y , а другая — вдоль x . Закон дисперсии и декремент затухания первой волны имеют вид

$$\omega_s(q) = \omega_s \left[1 - \alpha_s^2 \left(1 + \frac{c^2 q^2 \cos^2 \varphi m_{\perp}}{4\pi e^2 N_e} \right)^{-2} \right],$$

$$\gamma_s(q) = \Gamma + 2\nu\alpha_s^2 \left(1 + \frac{c^2 q^2 \cos^2 \varphi m_{\perp}}{4\pi e^2 N_e} \right)^{-3}$$

Соответствующие выражения для второй волны совпадают с (16) и (17) в [2] после замены эффективной массы [в ω_p на $m_{\perp}m_{\parallel}/M$.

Автор обязан Э. А. Канеру постановкой задачи.]

- [1] Канер Э. А., Ермолаев А. М. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 8, с. 391—392.
 [2] Канер Э. А., Ермолаев А. М. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 6, с. 2245—2256.
 [3] Канер Э. А., Ермолаев А. М. ФТТ, 1987, т. 29, № 4, с. 1100—1106.
 [4] Канер Э. А., Скобов В. Г. УФН, 1966, т. 89, № 3, с. 367—408.
 [5] Канер Э. А., Skobov V. G. Adv. Phys., 1968, vol. 17, № 69, p. 605—747.
 [6] Гуревич Л. Э., Ипатова И. П. ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 5 (11), с. 1324—1329.
 [7] Каганов М. И., Кляма С. ФТТ, 1978, т. 20, № 8, с. 2360—2368.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
27 ноября 1987 г.

УДК 537.633.2,—539.2 669

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

АНИЗОТРОПИЯ ПОСТОЯННОЙ ХОЛЛА В БЕРИЛЛИИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 77—1000 К

Н. С. Хамраев, П. П. Константинов, А. Т. Бурков, М. В. Ведерников

При температурах ниже 1527 К бериллий существует в гексагональной кристаллической модификации. Как известно, для ГПУ металла постоянная Холла (ПХ) имеет две независимые компоненты: одна для ориентации магнитного поля B вдоль гексагональной оси C кристалла ($R_{||}$) и вторая для B перпендикулярной C (R_{\perp}). Измерениям ПХ в бериллии посвящено несколько работ [1^{—4}]. Однако в них нет сведений о поведении ПХ при температурах выше 300 К. Согласно результатам из [1^{—2}], компоненты $R_{||}$ и R_{\perp} в бериллии оказались разного знака: $R_{||}$ отрицательна, а R_{\perp} положительна. Данные о температурных зависимостях ПХ противоречивы: согласно [1^{—2}], $R_{||}$ и R_{\perp} увеличиваются по модулю, а согласно [3], $R_{||}$ положительна и уменьшается с ростом температуры в интервале 4.2—300 К.

В настоящей работе исследовалась анизотропия постоянной Холла в бериллии в интервале температур 77—1000 К. Для измерения двух компонент ПХ R_{\perp} и $R_{||}$ использовались образцы в виде прямоугольных пластин размерами $5 \times 2 \times 0.2$ мм³, вырезанных электроэрозионным способом из трех монокристаллических слитков бериллия разной чистоты. Монокристаллы ориентировались рентгено-дифракционным методом. Совершенство кристаллов характеризовалось отношением электросопротивления при комнатной температуре к сопротивлению при 4.2 К (RRR). При измерениях постоянной Холла магнитное поле ориентировалось в образцах 2, 4 и 6 параллельно, а в образцах 1, 3 и 5 перпендикулярно гексагональной оси кристалла. Измерения выполнены на установке, описание которой приведено в [5]. В ней используется двухчастотный метод возбуждения ЭДС Холла. Измерения ПХ при высоких температурах проводились в вакууме (10^{-2} Тор) в режиме нагревания и последующего охлаждения. Во всех случаях прямые и обратные ходы совпадали.

На рисунке представлены результаты наших измерений вместе с данными, приведенными в работах [1^{—4}]. Как видно из рис. 1, наблюдается хорошее совпадение знака и величин R_{\perp} и $R_{||}$, полученных в настоящей работе, с результатами [1^{—2}]. Однако в отличие от [1^{—2}] наши измерения обнаруживают в основном уменьшение абсолютных величин R_{\perp} и $R_{||}$ с ростом температуры. Только для образца максимальной чистоты с $RRR=284$ при температурах, близких к 77 К, наблюдается участок роста $R_{\perp}(T)$. Существование этой особенности связано с зависимостью R_{\perp} от магнитного поля, так как, во-первых, она отсутствует в менее со-