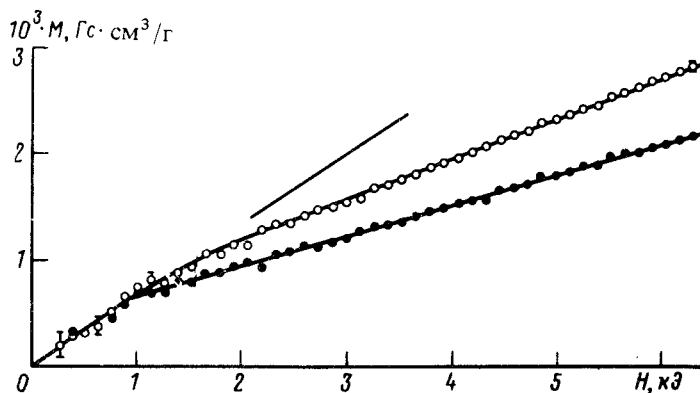


## НЕОБЫЧНОЕ ПОВЕДЕНИЕ МАГНИТНОГО МОМЕНТА МОНОКРИСТАЛЛА $\text{PbMo}_6\text{S}_8$

В.И.Нижанковский

В измерениях, выполненных при комнатной температуре на монокристалле  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ , имеющем структуру, близкую к кубической, обнаружена нелинейная зависимость магнитного момента от поля и его анизотропия в полях порядка нескольких килоэрсд.

В работе <sup>1</sup> сообщалось о наблюдении значительной ( $\sim 20\%$ ) анизотропии магнитной восприимчивости  $\chi$  монокристалла  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ . Этот результат представляется весьма удивительным, поскольку хотя  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$  и имеет ромбоэдрическую структуру, ромбоэдрический угол  $\alpha$  близок к прямому ( $\alpha = 89,3^\circ$ ), а измерения были выполнены в небольшом магнитном поле  $H = 5$  кЭ. Как известно, анизотропия  $\chi$  кристаллов кубической сингонии в пределе слабых магнитных полей должна отсутствовать. Поэтому наблюдение анизотропии  $\chi$   $\text{PbMo}_6\text{S}_8$  могло бы означать, что приложенное магнитное поле оказалось "сильным" по крайней мере для некоторых фрагментов поверхности Ферми (ПФ)  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$ , и при его уменьшении анизотропия  $\chi$  исчезнет.



Зависимости магнитного момента монокристалла  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$  от поля для  $H \parallel C_2$  (○) и  $H \parallel C_3$  (●) при  $T = 290$  К

Для проверки этой возможности были измерены зависимости магнитного момента монокристалла  $\text{PbMo}_6\text{S}_8$  от поля для двух ориентаций  $H \parallel C_2$  и  $H \parallel C_3$  при температурах 100 и 290 К. Измерения были сделаны методом Фарадея на установке, управляемой ЭВМ. С целью снижения шума по мере до  $10^{-3}$  дин проводилось накопление данных 10–12 измерений. Масса образца была 0,18 г.

Результаты измерений при  $T = 290$  К приведены на рисунке. Из него видно, что магнитный момент  $M$  в полях до 800 Э линейен по полю и не зависит от его ориентации, как и должно быть для кубического кристалла в пределе  $H \rightarrow 0$ . Анизотропия  $M$  становится заметной с  $H_0 \approx 1$  кЭ. В полях  $1 < H < 2$  кЭ магнитный момент нелинеен, а при дальнейшем увеличении поля зависимости  $M(H)$  вновь становятся линейными. Если проэкстраполировать зависимости  $M(H)$  из области  $H > 2$  кЭ, то они пересекут ось ординат при  $M_0 \approx 4 \cdot 10^{-4}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>/г.

В измерениях, выполненных при  $T = 100$  К, перегиб зависимостей  $M(H)$  и возникновение анизотропии магнитного момента смещались в область меньших (400–500 Э) полей, а величина  $M_0$  уменьшалась до  $1 \cdot 10^{-4}$  Гс  $\cdot$  см<sup>3</sup>/г.

При интерпретации полученных данных следует учесть необычные кинетические характеристики монокристаллов тройных халькогенидов молибдена (ТХМ)  $M_xMo_6S_8$ . Так температурные зависимости сопротивления  $AgMo_6S_8$  и  $Cu_{1,8}Mo_6S_8$  имеют протяженные участки, где  $\rho(T) \sim T^{-2}$ , а магнитосопротивление образцов с  $M = Pb, Sn, Ag$  и  $Cu$  линейно по полю в классически слабых ( $\omega_e\tau < 1$ ) полях<sup>3</sup>. Такое поведение, совершенно не типичное для обычных металлов, было объяснено наличием у ПФ ТХМ больших плоских граней и острых ребер<sup>2,3</sup>. При этом линейное магнитосопротивление, например, возникает вследствие усреднения влияния поля на электроны, находящиеся на гранях и на ребрах ПФ. Приложение магнитного поля приводит к диффузии электронов по ПФ, и пока электрон находится в пределах одной грани, его скорость постоянна (любое поле является "слабым"), а при переходе на соседнюю грань скорость электрона изменяется скачком на большую величину (то же поле становится "сильным"). Сравнение результатов модельного расчета, справедливого при всех значениях магнитного поля, с экспериментальными результатами для магнитосопротивления и его анизотропии позволило заключить, что ПФ  $PbMo_6S_8$  близка к кубу.

Эту же идею можно, по-видимому, применить и для объяснения необычного поведения магнитного момента  $PbMo_6S_8$ . Приведенные на рисунке данные можно представить как сумму изотропного и линейного по полю парамагнетизма Паули и анизотропного и нелинейного при  $H < 2$  кЭ орбитального диамагнетизма. Парамагнитный момент, как обычно, определяется плотностью состояний на уровне Ферми, а соответствующая восприимчивость  $\chi_p = \mu_B^2 N(\epsilon_F)$ .

Для расчета диамагнитного орбитального момента, как и для магнитосопротивления, необходимо иметь выражение, справедливое при всех значениях поля. К сожалению, в настоящее время такое выражение отсутствует, и придется ограничиться качественными соображениями. Орбитальный диамагнетизм возникает при движении электрона по искривленным траекториям и поэтому становится заметным, когда электрон успевает перейти с одной плоской грани ПФ на соседнюю. Отсюда значение поля  $H_0 \approx 1$  кЭ, при котором возникает анизотропия  $M$  для  $T = 290$  К, можно использовать для оценки радиуса скругления ребер ПФ  $k_r$  из условия  $r_H = c\hbar k_r / eH_0 \approx l$ , где  $r_H$  — радиус циклотронной орбиты,  $l$  — длина свободного пробега. Полагая  $l \approx 10-20 \text{ \AA}$ <sup>4</sup> получаем  $k_r \approx (1,5-3) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ , что в  $\sim 5 \cdot 10^4$  раз меньше размера зоны Бриллюэна  $2\pi/a \approx 10^8 \text{ см}^{-1}$ . Понижение температуры до 100 К приводит к росту  $l$  в  $\sim 2$  раза (из результатов измерений  $\rho(T)$ ), и анизотропия магнитного момента возникает в меньших полях.

Как известно, в пределе слабого магнитного поля, т.е. когда  $r_H \gg l$  в любой точке ПФ, орбитальный диамагнетизм Ландау—Пайерлса  $\chi_L$  изотропен. При  $H > H_0$  это условие нарушается для ребер ПФ и возникает анизотропный вклад, связанный с опорными точками ПФ<sup>5</sup>. Для оценки этого вклада можно, по-видимому, воспользоваться тем фактом, что в случае сферической ПФ он совпадает с  $\chi_L = -\frac{1}{3}(m/m^*)^2 \chi_p$ , где  $m^*$  — эффективная циклотронная масса. Полагая, что аналогичная зависимость от  $m^*$  сохраняется и для ПФ в форме многогранника, и определяя  $m^*$  усреднением по  $k_z$

$$m^* = (k_z^{max})^{-1} \int_0^{k_z^{max}} [(\hbar/2\pi) \partial k / \partial v_z] dk_z$$

можно получить, что для ПФ в форме куба  $\chi_L(C_3)/\chi_L(C_2) = 1,5$ .

Из экспериментальных данных легко выделить орбитальный вклад в  $\chi$ , который равен разнице наклона зависимостей  $M(H)$  при  $H > 2$  кЭ и наклона при  $H \rightarrow 0$  (т.е.  $\chi_p$ ):

$$\chi_p(H \rightarrow 0) = 6,6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{г}$$

$$\chi_L(C_2) = -2,68 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{г}$$

$$\chi_L(C_3) = -3,72 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{г}.$$

Отношение  $\chi_L(C_3)/\chi_L(C_2) = 1,4$  хорошо согласуется с предполагаемым (1,5) для ПФ в форме куба. Пересчет паулиевской восприимчивости  $\chi_p$  к плотности состояний приводит к величине  $N(\epsilon_F)$  на 20% большей теплоемкостного значения <sup>6</sup>.

Таким образом, необычное поведение магнитного момента  $PbMo_6S_8$  удастся объяснить тем, что ПФ этого соединения имеет форму, близкую к кубу, с большими плоскими гранями и острыми ребрами. Такая форма ПФ описывает металл, имеющий проводящие "каналы" в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Степень взаимного влияния этих "каналов" определяет радиусы скругления ребер ПФ. Малый радиус скругления, полученный в настоящей работе, свидетельствует о наличии практически невзаимодействующих "каналов". Такие каналы могут, по-видимому, образовываться в результате заполнения  $d$ -состояний молибдена, а именно орбитали  $e_g(x^2 - y^2)$  <sup>7</sup>.

Отметим, что обнаруженная анизотропия магнитного момента является первым экспериментальным наблюдением диамагнитного вклада от опорных точек ПФ, предсказанного еще 35 лет назад <sup>5</sup>.

Выражаю искреннюю благодарность М.И.Каганову за обсуждение полученных результатов.

#### Литература

1. *Alekseevskii N.E. et al.* J. Low Temp. Phys., 1988, 72, 241.
2. *Алексеевский Н.Е. и др.* ФММ, 1990, в печати.
3. *Алексеевский Н.Е. и др.* ФММ, 1990, в печати.
4. *Woollam J.A., Alterovitz S.A.* Phys. Rev. B, 1979, 19, 749.
5. *Лифшиц И.М., Косевич А.М.* ЖЭТФ, 1955, 29, 730.
6. *Алексеевский Н.Е. и др.* ЖЭТФ, 1982, 83, 1500.
7. *Нохл Х и др.* В сб. Сверхпроводимость в тройных соединениях. I. Структурные, электронные и решеточные свойства. М.: Мир, 1985, гл. 6.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10 января 1990 г.