

Л. В. ЛАЗАРЕВА

АНИЗОТРОПИЯ ЧЕТНОГО ПОПЕРЕЧНОГО ПОЛЯ В ВИСМУТЕ

Исследована анизотропия α четного поперечного поля $E^{(s)}$ в Вi, которое возникает в сильных эффективных магнитных полях в плоскости, перпендикулярной направлению тока I . Измерения проводились в интервале температур 77—1,8°К в полях до 15 кэ.

Для Вi достаточно полно исследована анизотропия магнитосопротивления и поля Холла [1—7]. Однако нет никаких данных по анизотропии четного поперечного поля $E^{(s)}$, которое должно возникать в металлах в сильных эффективных магнитных полях в плоскости, перпендикулярной к направлению тока, если только направление тока не совпадает с осями симметрии [8—11]. Это поле соответствует четной составляющей поперечного компонента тензора сопротивления

$$\rho_{xy}^{(s)} = \frac{1}{2} [\rho_{xy}(H) + \rho_{xy}(-H)].$$

Экспериментальные исследования, проведенные для металлов с $n_+ = n_-$ и сильной анизотропией решетки олова [12, 13, 14] и галлия [15, 16], показали, что для большинства направлений магнитного поля $E^{(s)}$ преобладает над E Холла и по порядку величины совпадает с «полем сопротивления» (полем вдоль направления тока). Такое поле $E^{(s)}$ должно существовать и у Вi, траектории носителей тока у которого сильно вытянуты и $n_+ = n_-$.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования зависимости анизотропии $E^{(s)}$ у Вi от температуры и магнитного поля.

Образцы и методика измерений

Измерения проводились на монокристаллах Вi со средним отношением $\rho_{300} \text{ к } \rho_{4,2} \text{ к } \sim 100$. Цилиндрические образцы длиной 20—25 мм и диаметром 2—2,5 мм выращивались методом, приведенным [17]. Ориентация образцов определялась оптическим методом на гониометре. На рис. 1 приведена ориентация образцов.

C_3 — тригональная ось, C_2 — бинарная и C_1 — бисекторная. θ — угол между осью образца (направлением тока I) и осью C_3 кристалла. Для образцов серии I / $\theta = 50^\circ$, для образцов серии II / $\theta = 75^\circ$. После ориентации образцов на столе того же гониометра к ним подвигались искровым методом [18]

три пары потенциальных контактов, для измерения всех трех составляющих четного электрического поля: одной вдоль тока и двух в плоскости, перпендикулярной к току. Для монтажа потенциальных контактов применялась медная проволока диаметром 40 мк. Токовые контакты из медной фольги припаивались по всей площади торцов образца. Измерительный ток I не превышал 5 ма, что исключало возможность нагрева образцов. Ошибка по углу в расположении «холловских» контактов определялась угловой шириной провода и не превышала 3° . Продольный сдвиг поперечных контактов был не более 0,15 мм. Разность потенциалов, обусловленная электродвижущими силами, измерялась во всех опытах и исключалась при обработке результатов.

Магнитное поле, создаваемое электромагнитом, могло вращаться в плоскости «холловских» контактов. Проводилась взаимная ориентация поля и измерительных контактов. Определялся угол φ между направлением поля и линией, соединяющей пары контактов, расположенных под углом 180° . Ошибка по углу φ не превышала 2° .

При $H = \text{const}$ и $T = \text{const}$ снимались диаграммы вращения $E^{(s)}(\varphi)$ для всех трех пар потенциальных контактов. Суммарный вектор четного поперечного поля $E_{\Sigma}^{(s)} = E_{1-2}^{(s)} + E_{3-4}^{(s)}$ (1, 2, 3, 4 — номера поперечных контактов в плоскости, перпендикулярной к току) находился геометрическим построением по его компонентам. Измерения проводились компенсационным методом. Чувствительность измерительной схемы $1 \cdot 10^{-7}$ в/мм. Диаграммы вращения $E_{\Sigma}^{(s)}$ строились в полярных координатах, по радиусу — вектору откладывалась амплитуда $AE_{\Sigma}^{(s)}$ в произвольных единицах, а по полярному углу — угол между полем и направлением измерительных контактов в образце φ . Анизотропия эффекта α характеризуется отношением амплитуд A , соответствующих ориентации поля в наибольшем максимуме и самом глубоком минимуме на диаграмме вращения, т. е.

$$\alpha = \frac{A_{\varphi_{\max}}}{A_{\varphi_{\min}}} \text{ при } H = \text{const и } T = \text{const.}$$

Зависимость анизотропии $E_{\Sigma}^{(s)}$ от магнитного поля

Для выяснения зависимости $\alpha(H)$ диаграммы вращения вида $E(\varphi)$ снимались для магнитосопротивления и поперечного поля в различных

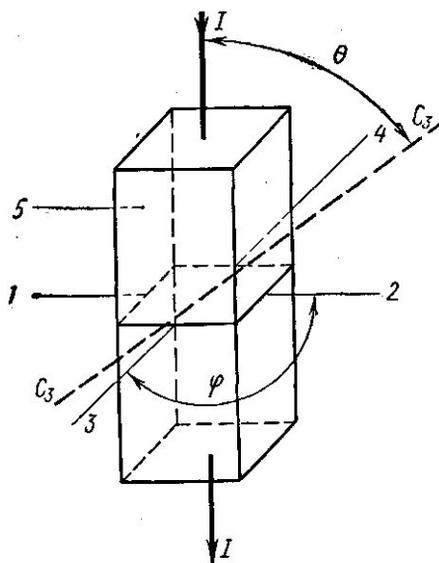


Рис. 1. Ориентация образцов и схема расположения контактов

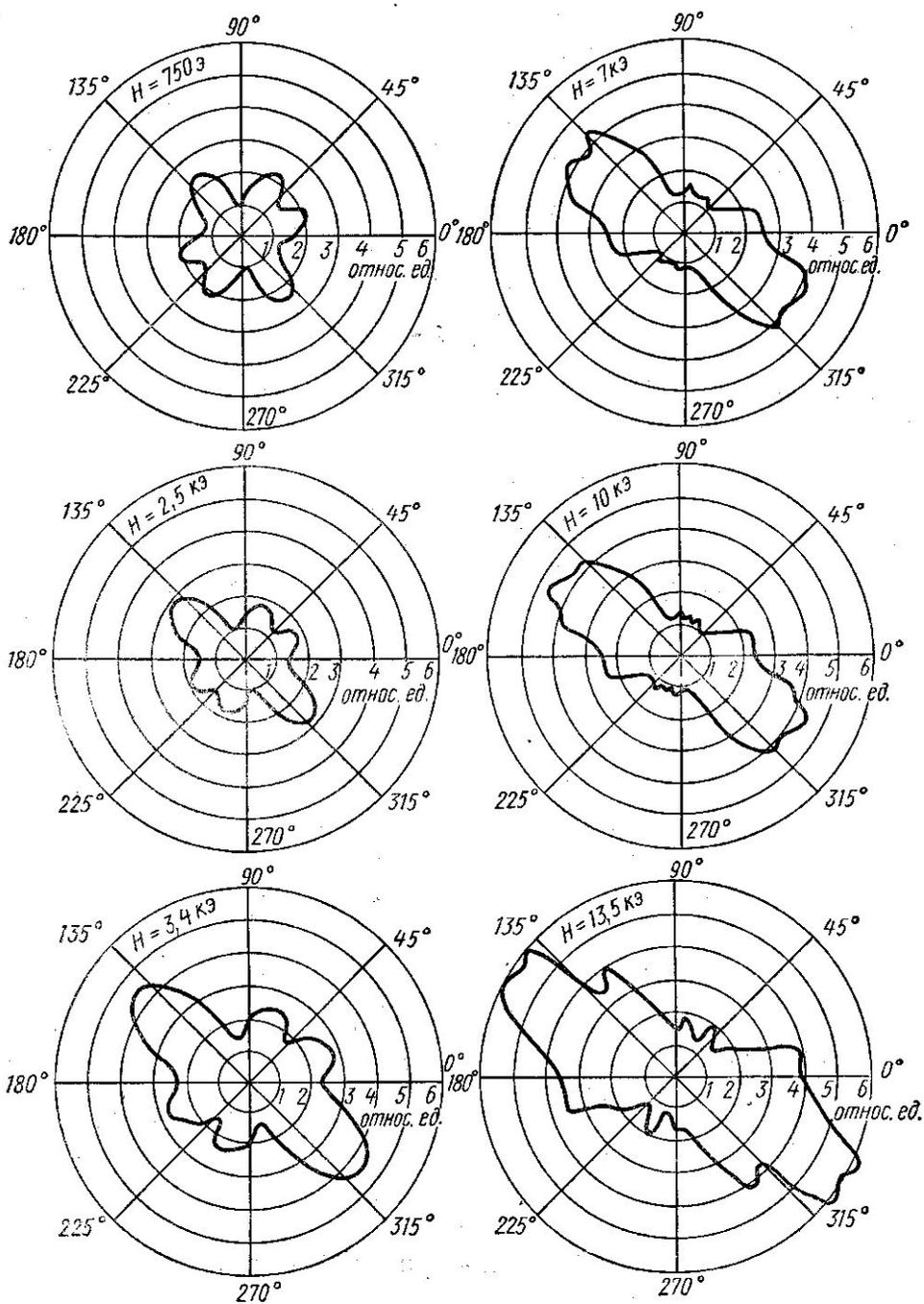


Рис. 2. Диаграммы вращения $E_{\Sigma}^{(s)}$, снятые на образце II при различных H . $T = \text{const} = 4,2^\circ\text{К}$, $I = 5 \text{ ма}$. При $\varphi = 0^\circ$ H_{II} параллельна контактам 3—4, при $\varphi = 90^\circ$ H_{II} — контактам 1—2

полях H при $T = \text{const}$. Вид диаграмм вращения для магнитосопротивления, полученных при измерениях на продольных контактах, совпадает с аналогичными диаграммами, исследованными для Bi в работе [5].

На рис. 2 приведены диаграммы вращения $E_{\Sigma}^{(s)}$, снятые на образце II при $T = 4,2^\circ K$ в полях 750 — 13,5 кэ. Видно, что у $E_{\Sigma}^{(s)}$ анизотро-

пения поля (угла φ), так и от его величины. Анизотропия по углу φ — $\alpha(\varphi)$, по-видимому, может быть связана с наличием сильно вытянутых эллипсоидов ферми-поверхности у Bi . С увеличением поля H вид диаграмм вращения меняется: они вытягиваются вдоль одного направления поля, при этом анизотропия эффекта растет.

На рис. 3 приведены графики зависимости $\alpha(H)$ для $E_{\Sigma}^{(s)}$ и магнитосопротивления для образцов I и II. В малых полях анизотропия магнитосопротивления убывает, а $\alpha(H)$ ($H \sim 7$ кэ), зависящего от чистоты образца, остается постоянной. Это хорошо согласуется с данными работ [6] и [7]. Анизотропия $\alpha(H)$ у $E_{\Sigma}^{(s)}$ изменяется сильнее, чем $\alpha(H)$ у магнитосопротивления. Начиная с поля $H \sim 3$ кэ анизотропия эффекта растет линейно с ростом поля, и в поле 13,5 кэ возрастает почти в два раза по сравнению с величиной в поле 750 э. В том же поле 13,5 кэ она превышает анизотропию магнитосопротивления в три раза.

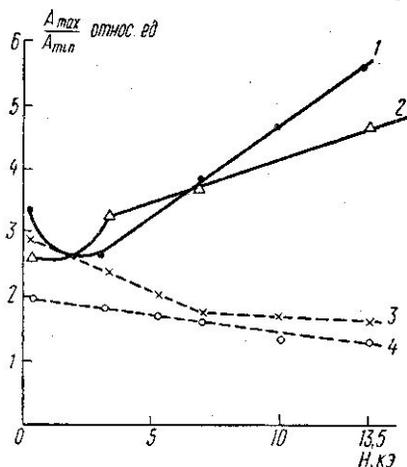


Рис. 3. Зависимость анизотропии от H . 1 — $\alpha(H)$ для $E_{\Sigma}^{(s)}$ образца II, 2 — для образца I, 3 — $\alpha(H)$ для магнитосопротивления образца II, 4 — для образца I

Температурная зависимость анизотропии

В соответствии с правилом Колера понижение температуры рассматривается как рост эффективного поля. Для того чтобы отделить чисто температурный эффект изменения анизотропии от эффекта, обусловленного изменением эффективного поля, измерительное поле в наших экспериментах выбиралось следующим образом. Все измерения при $T_1 = 77^\circ K$ проводились в поле $H_1 = 10$ кэ. Для каждой последующей температуры T_2 определялось «эффективное» измерительное поле таким образом, чтобы выполнялось соотношение

$$\frac{\Delta\rho_{H_1}}{\rho_0}(H_1, T_1) = \frac{\Delta\rho_{H_2}}{\rho_0}(H_2, T_2),$$

где ρ_0 — сопротивление образца в нулевом поле. В соответствующих «эффективных» полях снимались диаграммы вращения в интервале температур 1,8 — 77°K.

На рис. 4 приведены такие диаграммы вращения $E_{\Sigma}^{(s)}$, снятые на образце II. При понижении температуры от 77° до 4,2°K минимумы становятся менее глубокими. Ниже 4,2°K эффект меняется слабо.

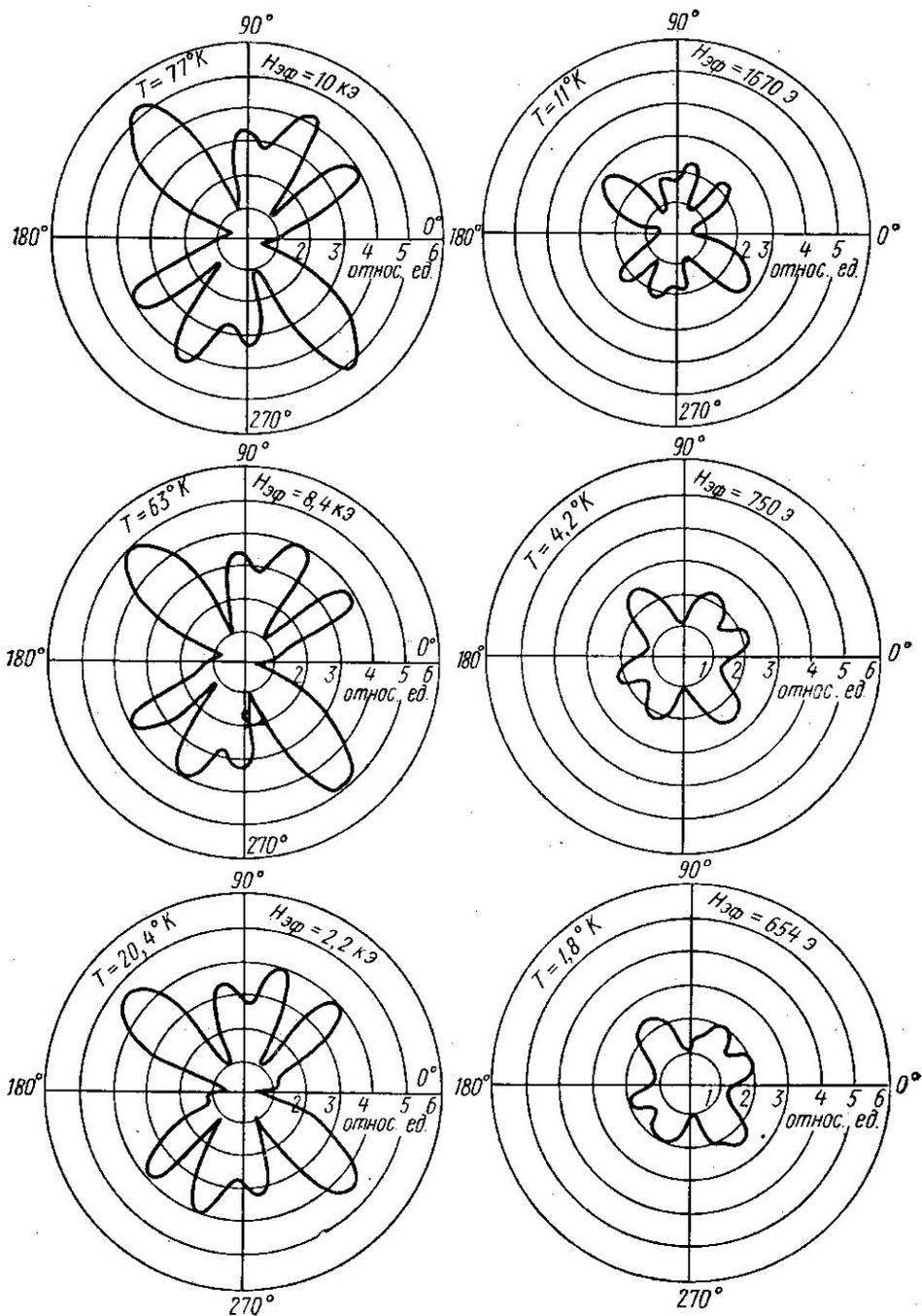


Рис. 4. Диаграммы вращения $E_H^{(S)}$, снятые на образце II при различных T в $H_{эфф}$ $I=5$ ма. При $\varphi=0^\circ$ H_{II} параллельна контактам 3—4, при $\varphi=90^\circ$ H_{II} — контактам 1—2

На рис. 5 приведен график зависимости $\alpha(T)$ для $E_{\Sigma}^{(s)}$ и магнитосопротивления образца II. Как видим, существуют две области «высоких 77—20°K и «низких» температур (ниже 4,2°K), в пределах которых анизотропия практически остается постоянной. При переходе от первой области ко второй $\alpha(T)$ резко падает: у $E_{\Sigma}^{(s)}$ — в семь раз, а у магнитосопротивления — в два раза. Характер температурного изменения анизотропии магнитосопротивления согласуется с данными работы [7].

Обсуждение результатов

Как было установлено ранее [4], для Vi диаграммы Колера (зависимости вида $\Delta\rho/\rho_{0,T} = f\left(H \cdot \frac{\rho_0 \text{ } ^\circ\text{C}}{\rho_{0,T}}\right)$), снятые при разных температурах, не совпадают. Это происходит потому, что при построении этих

у и б з
 возможность изменения числа носителей в Vi с температурой. В работе [7] отмечалось, что и измерение анизотропии магнитосопротивления в Vi является чисто температурным эффектом, который обусловлен, по-видимому, только термическим изменением концентрации носителей n . По оценкам [19, 20] эта величина изменяется как $n(T) \sim n_0 T^{3/2}$ при $T > 50^\circ\text{K}$ и остается практически неизменно при более низких температурах.

Из наших результатов следует, что диаграммы вращения четного поперечного поля Vi, снятые в $H_{\text{эф}}$ при разных температурах, не совпадают. Анизотропия также в основном обусловлена температурными эффектами, причем $\alpha(T)$

сильнее у $E_{\Sigma}^{(s)}$, чем у магнитосопротивления. Так, в интервале температур 4,2—20°K для четного поперечного поля она возрастает в семь раз, а для магнитосопротивления только вдвое.

Однако резкое увеличение анизотропии эффекта в интервале температур 4,2—20°K и практически неизменное значение ее в области температур выше 25°K не может быть связано с термическим изменением концентрации носителей, которая, как отмечалось ранее, почти не меняется при $T < 50^\circ\text{K}$. Резкое изменение анизотропии эффекта происходит как раз в той области температур, где меняется механизм рассеяния в Vi. Доминирующее при высоких температурах рассеяние на фононах сменяется при гелиевых температурах рассеянием на ионизованных примесях, неизбежно присутствующих в Vi с концентрацией носителей $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [22].

По-видимому, резкое изменение анизотропии эффекта в этом интервале температур может быть обусловлено изменением механизма рассеяния.

Хотя у четного поперечного эффекта в Vi анизотропия меняется с полем много меньше, чем с температурой, однако при полном рассмотрении гальваномангнитных эффектов в Vi нельзя не учитывать и изменение $\alpha(H)$ в сильных $H_{\text{эф}}$ для $E_{\Sigma}^{(s)}$. Все исследования проводились

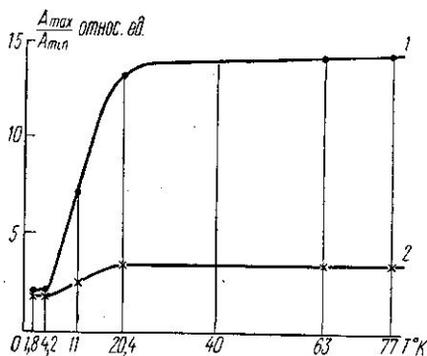


Рис. 5. Температурная зависимость анизотропии образца II. 1 — $\alpha(T)$ для $E_{\Sigma}^{(s)}$, 2 — $\alpha(T)$ для магнитосопротивления

нами в полях до 15 кэ — области квазиклассического квантования, в которой $kT < \hbar\omega_H < E_F$.

В этой области, по данным работы [21], энергия Ферми E_F практически не меняется с изменением поля. Следовательно, под действием этих полей не меняется и концентрация носителей n у Bi [22]. Этим можно объяснить постоянство анизотропии магнитосопротивления в больших $H_{\text{эф}}$. Незначительное изменение $\alpha(H)$ у $E_F^{(s)}$, по-видимому, может быть обусловлено тем, что четное поперечное поле является более тонким индикатором процессов релаксации, чем магнитосопротивление.

В заключение выражаю искреннюю признательность Н. Б. Брандту за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haas W. J., Schubnikow Z. W. *Comm. Leid.*, 207, а. с., 209, а. с. 210 а. б., 1930.
2. Geritzel A. N., Haas W. J. *Physica*, 7, 802, 1940.
3. Боровик Е. С. *ЖЭТФ*, 21, 857, 1951.
4. Еременко В. В. «Физика металлов и металловедение», 3, 449, 1956.
5. Mase S. *Phys. Rev.*, 127, 1030, 1962.
6. Костина Т. И. Автореферат канд. дисс. МГУ, 1965.
7. Богод Ю. А., Еременко В. В. «Физика металлов и металловедение», 21, 362, 1966.
8. Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. *ЖЭТФ*, 31, 63, 1956.
9. Лифшиц И. М., Песчанский В. Г. *ЖЭТФ*, 35, 1251, 1958; *ЖЭТФ*, 38, 188, 1960.
10. Лифшиц И. М., Каганов М. И. «Успехи физических наук», 69, 419, 1959.
11. Азбель М. Я. «Успехи физических наук», 98, 601, 1969.
12. Качинский В. Г. *ДАН СССР*, 135, 813, 1969.
13. Качинский В. Н. *ЖЭТФ*, 41, 665, 1961.
14. Качинский В. Н. *ЖЭТФ*, 43, 1158, 1962.
15. Yania J., Marcus J. A. *Phys. Rev.*, 113, 137, 1959.
16. Reed W. A., Marcus J. A. *Phys. Rev.*, 126, 1298, 1962.
17. Капица П. Л. *Proc. Roy Soc.*, A119, 358, 1928.
18. Брандт Н. Б. «Приборы и техника эксперимента», № 2, 132, 1956.
19. Балла Д., Брандт Н. Б. *ЖЭТФ*, 47, 1653, 1964.
20. Иванов Г. А. «Физика твердого тела», 6, 938, 1964.
21. Smith G. E., Baraiff G. A., Rowell I. M. *Phys. Rev.*, 135, A118, 1954.
22. Брандт Н. Б., Пономарев Я. Г. *ЖЭТФ*, 55, 1215, 1968.

Поступила в редакцию
29.12 1969 г.

Кафедра
низких температур