

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

53(092)

**ДВА КЛАССИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО СВЕРХПРОВОДИМОСТИ***Е. З. Мейлихов*

В 1988 г. Исааку Константиновичу Кикоину (1908—1984 гг.) исполнилось бы 80 лет. Это был выдающийся человек, выдающийся организатор и выдающийся физик-экспериментатор. Мы проиллюстрируем это на примере двух его классических экспериментальных работ¹⁻⁴.

К началу 30-х годов было известно 10 чистых металлов, становящихся сверхпроводниками при достаточно низких ($T > 1,2$ К) температурах (Ti, Ga, Nb, In, Sn, Ta, Hg, Tl, Pb и Th). Возник естественный вопрос, какие свойства (кроме самого факта сверхпроводимости) отличают металлы-сверхпроводники от остальных металлов при обычных (не очень низких) температурах. В одной из гипотез (Мейсснер, Лоренц) сверхпроводящий ток связывался не со «свободными» электронами, а с электронами, более или менее прочно связанными с атомами. (Сейчас мы понимаем, что в этой гипотезе «что-то есть»: на современном языке речь идет о слабой или сильной электрон-фононной связи.) И. К. Кикоин предположил⁴, что «степень связанности» электронов в сверхпроводниках и обычных металлах различна уже при обычной температуре, и именно это отличает сверхпроводники от остальных проводников. «Свобода связи» электронов определяется, как известно, их подвижностью, или произведением $R_H \sigma$ (R_H — постоянная Холла, σ — электропроводность).

Исследования эффекта Холла и электропроводности большинства чистых металлов к тому времени были уже проведены, однако часть наименее достоверных или просто не очень точных результатов пришлось перепроверить. В результате была установлена совершенно новая замечательная закономерность: «сверхпроводники, в отличие от остальных проводников при обычных температурах, обладают значительно меньшими значениями произведения $R_H \sigma$, а также самих R_H ». Было показано, что открытое правило в одинаковой степени справедливо не только для чистых металлов, но также и для сплавов металлов (Pb — Bi, Bi — Tl, Sb — Tl) и ряда соединений металлов с неметаллами. Таким образом, установленная закономерность имела совершенно общий характер и открыла наличие «связи между эффектом Холла и сверхпроводимостью». По существу, это было одно из первых (а может быть, и первое) экспериментальное свидетельство определяющей роли силы электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводимости.

Полученный в этой работе критерий сверхпроводимости можно записать в виде $R\sigma \leq 50$, где R измеряется в см³/Кл, а σ — в (Ом·см)⁻¹. Интересно, что в ранних теоретических работах Фрелиха¹⁰ и Бардина¹¹ условие возникновения сверхпроводимости также выражалось через электросопротивление материала (при комнатной температуре). Так, в теории Бардина это

условие приближенно можно записать в виде $\sigma/n \lesssim 10^{17}$, где σ измеряется в $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$, а n — в см^{-3} . Нетрудно убедиться, что два приведенных критерия совпадают друг с другом!

Еще одна работа И. К. Кикоина по сверхпроводимости¹⁻³ восходит к двум выдающимся экспериментам XX в. — эффекту Эйнштейна — де Гааза (1916 г.) и эффекту Мейсснера (1933 г.). Особенности диамагнетизма сверхпроводников, отличающие их от идеальных проводников, поставили вопрос о природе этого диамагнетизма: связан ли он со спинами электронов или обусловлен их орбитальным движением (т.е. током). Ответ на этот вопрос был «очень важен для подтверждения основной мысли феноменологической теории Ф. Лондона и Г. Лондона»⁵. Естественно было попытаться решить проблему тем же прямым методом, который был использован при доказательстве спиновой природы ферромагнетизма, а именно непосредственным изучением гиромагнитного эффекта. Однако было неясно, возможно ли в принципе наблюдение подобного эффекта в сверхпроводниках, поскольку отсутствие в них взаимодействия электронов с решеткой не должно, казалось бы, приводить к появлению «отдачи» образца при изменении магнитного момента тела.

«Измерение гиромагнитного эффекта, несмотря на его кажущуюся принципиальную простоту, является в действительности чрезвычайно трудной экспериментальной задачей, даже в случае измерений на ферромагнитных телах, намагничение которых уже при сравнительно слабых внешних полях велико. Трудности еще больше возрастают при исследовании гиромагнитного эффекта на сверхпроводниках, когда намагничение образца приблизительно в 50—100 раз меньше, нежели у ферромагнетиков. Дополнительная трудность вносится необходимостью вести измерения при низких температурах»³. Требовалось выбрать такую методику измерений, которая исключала бы различные побочные эффекты.

Проиллюстрировать методическую сложность эксперимента можно следующим образом. На тело с изменяющимся намагничением действует (при наличии «отдачи») вращающий момент

$$\theta = \frac{1}{g} \frac{2mc}{e} \frac{dM}{dt} \sim \frac{1}{g} \frac{2mc}{e\tau} M, \quad (1)$$

где g — фактор Ланде (равный 1 для орбитальных моментов и 2 для спина), τ — характерное время изменения поля. В отсутствие абсолютной параллельности оси исследуемого цилиндрического образца *) полю \mathbf{H} (H_x , O , H_z) его магнитный момент есть \mathbf{M} (M_x , M_y , M_z), где $H_x \sim \alpha H$, M_x , $M_y \sim \alpha M$, $\alpha \ll 1$ — угол между осью образца и магнитным полем. Неполная компенсация магнитного поля Земли дает $H_y^0 \sim H_T/k$, где $k \gg 1$ — коэффициент компенсации, $H_T \sim 1$ Э — поле Земли.

В такой ситуации появляются паразитные вращающие моменты

$$\theta_1 \sim M_y H_x \sim \alpha^2 H M, \quad \theta_2 \sim M_x H_y^0 \sim \frac{\alpha}{k} H_T M. \quad (2)$$

При $\alpha \sim 1'$, $k \sim 10^2$, $H \sim 10^2$ Э, $\tau \sim 1$ с (значения, характерные для типичных экспериментов того времени) получаем $\theta_1 \sim \theta_2 \sim 10 \theta$, т.е. паразитные эффекты существенно больше основного.

Ясно поэтому, что необходимо было выбрать такой метод исследования, при котором побочные пондеромоторные эффекты по возможности исключались бы. Это удалось сделать с помощью резонансного метода, предлагавшегося еще Эйнштейном и усовершенствованного Шерером и Котерье⁶. Основная идея метода состоит в следующем. Вынужденные колебания образ-

*) Во всех известных в то время опытах образец имел форму цилиндра.

ца, подвешенного в соленоиде с периодически меняющимся полем $H = H_0 \sin \omega t$, описываются уравнением

$$K\ddot{\varphi} + p\dot{\varphi} + D\varphi = T, \quad (3)$$

где K — момент инерции образца, p — коэффициент затухания, D — коэффициент кручения нити подвеса, $T = \theta_1 + \theta_2 + \theta$ — вращающий момент, Учитывая, что $M = M_0 \sin \omega t$, находим

$$T = \theta_0 \cos \omega t + T' \sin \omega t + T'' \sin^2 \omega t, \quad (4)$$

где

$$\theta_0 = \frac{1}{g} \frac{2mc}{e} \omega M_0, \quad T' = \frac{\alpha}{k} H_0 M_0, \quad T'' = \alpha^2 H_0 M_0.$$

Если частота ω изменения поля совпадает с резонансной частотой $\omega_0 = (D/K)^{1/2}$ колебаний образца, то последнее слагаемое в (4) можно опустить, а решение (3) имеет вид

$$\varphi = \varphi_0 \cos(\omega_0 t + \gamma), \quad (5)$$

где

$$\gamma = \arctg \frac{\theta_0}{T'}, \quad \varphi_0 = \frac{[(T')^2 + \theta_0^2]^{1/2}}{p\omega_0}.$$

Если паразитного момента T' нет ($T' = 0$), то $\varphi \propto \sin \omega_0 t$, т. е. колебания сдвинуты на четверть периода ($\gamma = \pi/2$) относительно вынуждающего момента $\theta \propto \cos \omega_0 t$. Если же $T' \neq 0$, то фаза колебаний образца в резонансе $\gamma \neq \pi/2$.

Можно, однако, и в последнем случае искусственно обеспечить $\gamma = \pi/2$, переключая поле в момент прохождения образца через положение равновесия. Тогда dH/dt достигает максимального значения при $\varphi = 0$ независимо от наличия или отсутствия каких-либо побочных эффектов и

$$\varphi = \varphi_\infty \sin \omega_0 t,$$

где

$$\varphi_\infty = \frac{\theta_0}{p\omega_0} = \frac{1}{g} \frac{2mc}{e} \frac{\kappa V H_0}{p}; \quad (6)$$

V — объем образца, κ — восприимчивость образца (с учетом коэффициента размагничивания). Выражение (6) и позволяет определить g , измерив φ_∞ и зная остальные входящие в него величины.

Указанная выше синхронизация переключения поля с колебаниями образца «лучше всего... осуществляется, если предоставить самому образцу в нужное время производить переключение поля»³.

В этом эксперименте была использована установка, состоящая из: 1) подвесной системы, 2) схемы автоматического переключения поля соленоида, 3) намагничивающего соленоида, 4) схемы компенсации земного поля и 5) криогенной аппаратуры.

1. Подвесная система. Наиболее выгодной была признана сферическая форма образца, так как в этом случае непараллельность момента образца и внешнего поля сводится к минимуму. Поэтому образцом служил шарик с диаметром ≈ 3 мм (максимальная разность диаметров в разных направлениях не превышала 2—3 мкм) из чистого свинца (любезно предоставленного П. Л. Капицей), который цапон-лаком приклеивался к нижнему концу стеклянной трубочки длиной ~ 50 см и диаметром 0,12 мм (отклонение оси трубочки от диаметра шарика не превышало 10 мкм). К верхнему концу трубочки приклеивалась кварцевая нить диаметром 10—12 мкм, длиной ~ 15 см, служившая нитью подвеса.

2. Схема автоматического переключения поля. Авторезонансное переключение поля производилось с помощью специальной тиратронной схемы, управляемой фотоэлементом, на который попадал свет, отраженный от зеркальца, укрепленного на подвесной системе. При этом поле меняло свое направление (на противоположное) при проходе образца через положение равновесия *). «Гиромагнитный момент возникал лишь в момент переключения поля, остальное время он был равен нулю. Фазы паразитных пондеромоторных моментов пропорциональны полю, совпадают с фазой колебания самого образца и поэтому никакого влияния на амплитуду резонанса не оказывают»³.

3. Намагничивающий соленоид. Требования к однородности поля, создаваемого соленоидом, достаточно жестки, поэтому использовалась специальная конструкция, позволявшая уничтожить все производные поля (по радиусу) вплоть до шестой.

4. Компенсация земного поля производилась при помощи катушек Гельмгольца диаметром 1200 мм, между которыми размещалась вся установка. Был достигнут коэффициент компенсации $k = 330$, что соответствовало остаточному полю $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ Э.

Тщательная юстировка и отладка установки обеспечила большую точность измерений, в результате которых было установлено, что фактор Ланде для сверхпроводников равен

$$g = 1 \pm 0.03.$$

Это — «значение, соответствующее тому, что намагничение обусловлено замкнутыми орбитами». «Знак фактора Ланде оказался отрицательным, что соответствует отрицательно заряженным носителям намагничения (электронам)».

«Полученное... численное значение фактора Ланде показывает, что намагничение сверхпроводников во всяком случае обусловлено не электронным спином, а замкнутыми электронными токами».

При расчете g по формуле (6) была использована в качестве m масса свободного электрона (а не эффективная масса). Точное доказательство этого было позже дано Броером⁷ (см. также⁸).

Работа И. К. Кикоина, по существу, полностью решила поставленную проблему; известна еще лишь одна, выполненная на 14 лет позже, работа¹², авторы которой полагали (видимо, по недоразумению), что «работа Кикоина и Губаря не дает полной ясности относительно знака эффекта». Они полностью воспроизвели методику эксперимента Кикоина и подтвердили его выводы.

Анализируя результаты работы², Мейсснер¹³ объяснил их следующим образом: «Магнитное поле проникает (в сверхпроводник) лишь на малую глубину, но при его изменении возникает электрическое поле, которое действует как на сверхпроводящие электроны, так и на положительные ионы (решетки). Поскольку сверхпроводящие электроны не увлекают за собой ионы, эти две системы движутся независимо с равными и противоположными угловыми моментами. Именно движение положительных ионов и наблюдается в эксперименте».

Интересно, что обратный гиромагнитный эффект (аналог эффекта Барнета) в сверхпроводниках, заключающийся в создании магнитного момента в быстровращающемся сверхпроводнике, до сих пор не зарегистрирован, хотя попытки такого рода делались⁹.

*) В такой схеме величина H_0 в формуле (8) — это амплитуда первой гармоники напряженности поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Киккоин И. К., Губарь С. В.//ДАН СССР. 1938. Т. 19. С. 251.
2. K i k o i n I. K., G u b a r S. W.//J. Phys. 1940. V. 3. P. 333.
3. Киккоин И. К.//ЖТФ, 1946. Т. 16. С. 129.
4. Киккоин И. К., Лазарев Б. Г.//ЖЭТФ. 1933. Т. 3. С. 44.
5. Шенберг Д. Сверхпроводимость.— М.: ИЛ, 1955.— С. 55.
6. Coe t e r i e r F., S c h e r e r P.//Helv. Phys. Acta. 1932. V. 5. P. 217.
7. B r o e r L. J. F.//Physica. 1947. V. 13. P. 473.
8. Цидильковский И. М.//УФН. 1975. Т. 115. С. 321.
9. S q u i r e C. F., L o v e W. F.//Intern. Conference on Physics of Very Low Temperatures.— Berkeley, USA: M.I.T., 1949.— P. 102.
10. F r ö l i c h H.//Phys. Rev. 1950. V. 79. P. 845.
11. B a r d e e n J.//Ibidem. V. 80. P. 567.
12. P r y R. H., L u t h r u p A. L., H o u s t o n W. V.//Ibidem. 1952. V. 86. P. 905.
13. M e i s s n e r W.//Sitzungber. Bayer. Acad. November 1948. S. 321.