

так что обе точки зрения приводят к тождественным результатам. Обозначая через $\bar{\sigma}$ и $\bar{\epsilon}$, σ , ϵ константы, относящиеся к сверхпроводящему и к нормальному состояниям, мы согласно сделанным выше предположениям получаем

$$\bar{\sigma}(v) = (1 - \alpha) \sigma(v), \quad \bar{\epsilon}(v) - 1 = (1 - \alpha) [\epsilon(v) - 1] - \alpha \frac{Ne^2}{\pi m v^2},$$

где N — обозначает число электронов проводимости на 1 см³. Если α имеет достаточно большое значение, чего можно всегда достичь, производя опыт при температуре, значительно более низкой, чем температура превращения, то при переходе из несверхпроводящего состояния в сверхпроводящее следует ожидать легко измеримого изменения величин η и χ .

Рассмотренные явления можно было бы исследовать, изучая как прохождение радиоволн через очень тонкие листки сверхпроводников при температурах выше и ниже точки превращения, так и происходящие при осуществляемом уменьшении магнитного поля переходе в сверхпроводящее состояние изменения коэффициента отражения для инфракрасного и видимого света, а также поляризации линейно поляризованного пучка при отражении под углом. Вполне возможно, что полезным в смысле исследования сверхпроводящего состояния могло бы явиться изучение тонкой структуры краев рентгеновских полос поглощения, так как эта тонкая структура объясняется взаимодействием решетки с медленными электронами (обладающими энергией того же порядка, что и электроны проводимости). Когда металл становится сверхпроводящим, тонкая структура может претерпевать изменения.

Мне хотелось бы еще раз подчеркнуть, что написанные выше соотношения для $\bar{\sigma}$ и $\bar{\epsilon}$ являются чисто эмпирическими; однако при всяких иных соображениях для величин σ и ϵ , а следовательно, и η и χ следует ожидать изменений того же порядка.

УДЕЛЬНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЖЕЛЕЗОАММОНИЕВЫХ КВАСЦОВ НИЖЕ 1°K И ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР

Н. Кюрти и Ф. Симон

Вплоть до настоящего времени данные о поведении парамагнитных солей в области температур, достигаемых методом магнитного охлаждения, добывались исключительно путем магнитных измерений. Измерения эти слагались из размагничивания, осуществляемого в различных начальных состояниях и при различных начальных температурах, и из последующего определения конечной температуры по произвольной температурной шкале (T^*) с помощью экстраполяции закона Кюри. Комбинируя эти данные с легко устанавливаемым выражением энтропии в начальном состоянии как функции поля, можно получить энтропию соли при поле, равном нулю, как функцию T^* .

Введение калориметрических измерений позволило бы нам установить термодинамическую шкалу температур, так как согласно второму закону термодинамики одновременное знание изменения количества содержащегося в теле тепла и энтропии при переходе от одного состояния к другому позволяет определить абсолютную температуру. Помимо того, теплоемкость является весьма чувствительным показателем изменений, происходящих в теле вследствие взаимодействия магнитных диполей с решеткой или друг с другом, так как они

всегда сопровождаются аномалией в поведении удельной теплоемкости²⁰.

Эти аномалии имеют место вблизи температуры $\theta_m = \frac{U}{R}$ (через U обозначена энергия взаимодействия).

По изложенным соображениям мы и приступили к исследованию удельной теплоемкости железоаммониевых квасцов, результаты которого собираемся здесь вкратце доложить. Относительно технической стороны опытов заметим только, что тепло передавалось исследуемому телу посредством облучения γ -лучами²¹. Этот способ нагревания весьма удобен также и потому, что исследуемое вещество нагревается совершенно равномерно*.

На рис. 2 изображены результаты, полученные с цилиндром, имеющим 20 мм в длину и 8 мм в диаметре. Абсциссы указывают значения T , измеренные с помощью поля примерно в 1 гаусс, направленного параллельно оси цилиндра, по оси ординат отложено $C^* = \frac{\partial U}{\partial T^*}$, вычисленное для 1 граммиона.

Комбинируя эту кривую с упомянутой выше кривой энтропии, мы можем определить абсолютную температуру T , которая является частным от деления C^* на $\frac{\partial S}{\partial T^*}$.

Таким путем мы находим, что в пределах ошибок опыта, составивших у нас около 2%, для температур, расположенных выше $0,10^\circ$ К, T совпадает с T^* . При более низких температурах ошибки опыта возрастают**, но мы можем все же утверждать, что в условиях нашего опыта, начиная с этой температуры, абсолютная температура T выше температуры T^* , полученной из закона Кюри; так например, при $T = 0,06^\circ$ это превышение составляет примерно 10%. Можно утверждать, что при дальнейшем понижении вплоть до $0,03$, тенденция к превышению возрастает***.

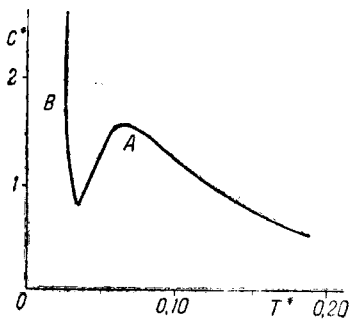


Рис. 2.

Хотя мы еще не имеем возможности по диаграмме C^* , T^* построить с большой степенью точности диаграмму C , T , можно все же сказать, что характер кривой при этом не должен претерпеть особого изменения.

Мы можем поэтому заняться рассмотрением основных характерных черт этой кривой, в частности демонстрируемых ею аномалий А и В.

* Следует подчеркнуть, что вовсе нет надобности измерением поглощения определять абсолютное количество энергии, переданной телу. Вполне достаточно измерить относительные значения, а затем вычислить одно абсолютное значение в области, в которой на значительноном интервале T равно T^* .

** Это объясняется тем, что с нашим электромагнитом при сильных полях невозможно достичь достаточного постоянства поля. Из-за этого появляется неточность в определении $\frac{\partial S}{\partial T^*}$.

*** После того как этот доклад был прочитан, Джиок и Мак Дугал²² опубликовали краткое сообщение о подобных же опытах, выполненных с некоторыми гадолиниевыми солями. Авторы сообщают о подобных же результатах.

Согласно Крамерсу основное состояние магнитного иона с нечетным числом электронов может расщепиться по двум причинам. Во-первых, такое расщепление может наступить у каждого иона, взятого в отдельности вследствие Штарк-эффекта в электрическом поле решетки.

Остающееся двукратное вырождение уже не поддается воздействию электрического поля и может быть уничтожено только непосредственным взаимодействием магнитных диполей друг с другом. Поэтому можно ожидать²³, что аномалия в ходе теплоемкости вследствие первого эффекта должна выражаться кривой плоской формы (кривая типа Шоттки). Аномалия же, вызванная вторым эффектом, должна быть «типа взаимодействия», т. е. должна выражаться такой кривой, которая наблюдается, например, в точке Кюри. Следовательно, мы должны отнести аномалию *A* за счет взаимодействия поля кристалла с ионом, а аномалию *B*, у которой наблюдается только восходящая часть кривой, — за счет взаимодействия магнитных диполей друг с другом.

Такое истолкование находится в согласии с опытами над разведенными растворами парамагнитных солей. Работая с этими солями в области температур, лежащих несколько ниже максимума аномалии *A*, мы не получаем значительно более низких температур²⁴, потому что действие поля кристалла на каждый ион при разведении не меняется. Однако, пользуясь более сильными магнитными полями, т. е. работая в области аномалии *B*, мы замечаем эффективность разведения. Энергия взаимодействия между диполями становится меньше, резкий спад кривой энтропии смещается в сторону более низких температур, вследствие чего мы адиабатическим размагничиванием можем получить температуры, более низкие, чем при работе с неразведенными солями²⁵.

В заключение мы хотели бы указать, что в опытах такого рода следует обращать внимание на форму исследуемого тела, так как при большой восприимчивости и при низких температурах она имеет большое значение. Так например, размагничивая изготовленный из железистоаммониевых квасцов цилиндр и исходя из температуры в $1,2^\circ \text{K}$ и поля в 16 тыс. гаусс, мы достигаем кажущейся температуры T^* , равной $0,025^\circ$ в том случае, если длина цилиндра в 2,5 раза больше его диаметра, и $0,043^\circ$, если отношение длины к диаметру равно 1,25.

В настоящее время мы повторяем эти опыты с новой установкой, позволяющей достичь большей точности в магнитных измерениях, и распространяем исследование на другие соли. Подобное сообщение о всех работах будет сделано после их завершения.

МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Ф. Лондон (Оксфорд)

Теория, о которой я буду говорить, имеет дело исключительно с макроскопической интерпретацией сверхпроводимости. Повидимому, главное препятствие, которое стоит на пути понимания этого явления, следует искать в обычно принятом макроскопическом истолковании его как некоторого предельного случая обыкновенной проводимости.

Современное состояние теории можно охарактеризовать таким образом, что невозможность создания теории сверхпроводимости на базе общепризнанных представлений электронной теории металла и при обычной интерпретации наблюдаемого явления станет совершенно очевидной.

Блох и Ландау сформулировали теоретическую программу, которая, повидимому, предписывается фактами. Они считают, что следует искать такую модель металла, которая в наиболее устойчивом его