

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ПРОВОДНИКЕ И ИХ ЗНАЧЕНИЕ ДЛЯ ПРОБЛЕМЫ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Р. де Л. Крониг

Распространение плоской линейно поляризованной электромагнитной волны частоты ν в металлическом проводнике можно рассматривать феноменологически на базе максвелловых уравнений, если предположить:

а) что плотность электрического тока, осциллирующая с частотой ν , в каждой точке проводника имеет направление электрического поля волны E ;

б) что она состоит из двух частей, соответственно равных

$$\sigma E \text{ и } \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t},$$

причем первая из них находится в фазе с E , а вторая отличается по фазе на 90° . σ и ϵ , являющиеся функциями ν , можно называть коэффициентом электропроводности и диэлектрической постоянной металла для частоты ν .

Коэффициент преломления n и коэффициент затухания κ металла связаны с ними соотношениями

$$n^2 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon^2 + 4 \frac{\sigma^2}{\nu^2}} + \epsilon \right),$$

$$\kappa^2 = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon^2 + 4 \frac{\sigma^2}{\nu^2}} - \epsilon \right).$$

Если n и κ известны из опыта, то с помощью этих соотношений можно определить σ и ϵ .

Теория металлической проводимости должна давать σ и ϵ как функции ν . Для металлов в несверхпроводящем состоянии было показано¹³, что опытные результаты могут быть объяснены с помощью блоховской модели металлического проводника, согласно которой электроны считаются движущимися независимо в самосогласованном периодическом поле кристаллической решетки, а электрическое сопротивление объясняется отклонениями от совершенной периодичности, обуславливаемыми тепловыми колебаниями ионов металла. Мы находим тогда, что каждый элемент объема

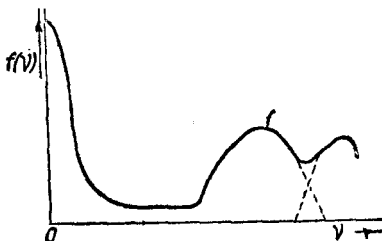


Рис. 1.

металла взаимодействует с электромагнитным полем как система гармонических осцилляторов в классической теории. Если через $f(\nu)$ обозначать силу осциллятора на единицу объема и единицу интервала частот, то оказывается, что эта функция имеет в общем вид, изображенный на рис. 1. Если бы для постоянного поля вовсе не существовало сопротивления, то мы имели бы острый резонанс при частоте $\nu = 0$, но благодаря соударениям электронов с решеткой, вызываемым температурным возбуждением ионов, максимум упирается

в $\nu = 0$, но благодаря соударениям электронов с решеткой, вызываемым температурным возбуждением ионов, максимум упирается

в линию конечной ширины (порядка 500 см^{-1} для комнатной температуры). В области больших частот (видимая и ультрафиолетовая области) распределение осцилляторов обнаруживает непрерывные полосы, соответствующие возможности перехода электронов между различными энергетическими зонами в блоховской модели металлического проводника. σ и ϵ связаны с f соотношениями

$$\sigma(\nu) = \frac{e^2}{4m} f(\nu), \quad \epsilon(\nu) - 1 = - \frac{e^2}{\pi m} \int_0^\infty \frac{f(\omega) d\omega}{\nu^2 - \omega^2}.$$

Здесь e и m обозначают заряд и массу электрона, для интеграла же надо брать главное значение.

Для щелочных металлов согласно Ценеру¹⁴ оптические свойства в видимой и ультрафиолетовой областях могут быть объяснены, если предположить, что полосы, соответствующие электронным переходам, весьма слабы, так что наличие одной резонансной частоты $\nu = 0$ полностью описывает оптические свойства металла. У серебра и, в меньшей мере, у золота, как показал Крониг¹⁵, уширенная линия при $\nu = 0$ отделена от первой полосы в ультрафиолетовой области ярко выраженным провалом. В инфракрасной области для длин волн, больших 2μ , в этих случаях преобладающее значение имеет уширенная линия $\nu = 0$. Поэтому мы можем делать определенные количественные предсказания относительно оптических констант¹⁶. Полученные Цернике и Ламерисом неопубликованные данные относительно отражательной способности этих металлов в области от 1 до 13μ при комнатной температуре и при температуре жидкого воздуха подтверждают эти предсказания теории. У большинства других металлов непрерывные полосы заходят в область более низких частот и, сливаясь с расплывшейся линией при $\nu = 0$, лишают нас возможности, основываясь только на теории, высказать количественные утверждения.

Переходя к металлам, находящимся в сверхпроводящем состоянии, мы сталкиваемся с вопросом о том, каким образом следует видоизменить распределение осцилляторов. Опыты де-Гааза и Бреммера¹⁷, в которых было обнаружено резкое уменьшение теплопроводности при переходе металла в сверхпроводящее состояние, осуществляемом понижением внешнего магнитного поля до значения, лежащего ниже критического, создают представление о том, что некоторая доля α общего числа обычных электронов проводимости переходит в новую сверхпроводящую фазу. α можно, повидимому, считать приблизительно равным числу, выражающему относительное изменение теплопроводности. Из данных де-Гааза и Бреммера видно, что по мере понижения температуры α возрастает, начиная от значения 0 при температуре превращения (так, для олова оно достигает примерно 35% при 2° K , т. е. при температуре, лежащей на 2° ниже точки превращения). Для получения распределения осцилляторов $f(\nu)$ в сверхпроводящем состоянии мы сделаем следующие весьма правдоподобные допущения: а) искомое распределение осцилляторов аддитивно складается из двух частей, соответственно относящихся к нормально проводящим и к сверхпроводящим электронам, б) первая часть может быть получена умножением обычной функции распределения осцилляторов для несверхпроводящих электронов $f(\nu)$ на множитель $(1 - \alpha)$, в) взаимодействие сверхпроводящих электронов с электромагнитными волнами можно из эмпирических соображений считать таким же, как у совершенно свободных электронов. Все эти предположения согласуются как с так называемой теорией ускорения электронов, из которой следует связь между током и полем в сверхпроводящем состоянии, так и с новыми соотношениями, предложенными недавно Ф. Лондоном и Г. Лондоном¹⁸. Происходит это потому, что для электромагнитной волны скалярный потенциал исчезает,

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