

КОЛЕБАНИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

А.Ф. Андреев

В промежуточном состоянии объем сверхпроводника представляет собой систему чередующихся слоев нормальной и сверхпроводящей фаз. Правильное расположение слоев соответствует минимуму энергии, поэтому если с помощью внешних сил изогнуть слои, то система в конце концов возвратится в невозмущенное состояние. Возникает вопрос,

будет ли этот процесс представлять собой слабо затухающие колебания. Этот вопрос тесно связан с обсуждавшимся ранее [1,2] вопросом о движении макроскопических нитей магнитного потока.

В настоящей работе мы рассмотрим малые колебания промежуточного состояния, длина волны которых значительно превосходит размеры слоев нормальной фазы.

Движение границ раздела между фазами сопровождается возникновением в нормальных областях переменного электромагнитного поля, описываемого известными уравнениями

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \operatorname{rot} \vec{E} = \frac{i\omega}{c} \vec{H}, \quad (1)$$

где ω - частота колебаний.

На границе раздела фаз должны быть выполнены условия непрерывности тангенциальной компоненты вектора \vec{E} и нормальной компоненты \vec{H} в системе координат, связанной с границей [3]:

$$H_x = ik_x H_k \xi; \quad E_y = -\frac{i\omega}{c} H_k \xi; \quad E_z = 0 \quad (x = \pm a_n/2). \quad (2)$$

Здесь ξ - x - компонента смещения границы, k - двумерный ($k_x=0$) волновой вектор колебания, a_n - толщина нормального слоя, H_k - критическое магнитное поле. Система координат выбрана так, что ось x нормальна к невозмущенным границам раздела, плоскость yz лежит посредине нормального слоя, ось x направлена вдоль магнитного поля \vec{H}_k в отсутствие колебаний. Зависимость всех величин от координат имеет вид $f(x)e^{ikz}$.

Для того чтобы получить полную систему уравнений, нам нужно найти, во-первых, связь между током \vec{j} и электрическим полем \vec{E} и, во-вторых, граничные условия для H_x . Последнее легко сделать, используя равенство нормальных сил по обе стороны границы

$$\frac{H_x^2}{8\pi} = \frac{H_k^2}{8\pi} + F, \quad x = \pm a_n/2, \quad (3)$$

где F - сила, действующая на границу со стороны электронов. В правой части (3) должен быть написан еще член, связанный с поверхностным натяжением. Для длинных волн, однако, он несуществен.

Плотность тока \vec{j} должна определяться путем решения кинети-

ческого уравнения для функции распределения электронов $f = f_0 + \frac{\partial f_0}{\partial E} \chi$ (f_0 - равновесное значение):

$$v_x \frac{\partial \chi}{\partial x} + \Omega \frac{\partial \chi}{\partial \tau} + I\{\chi\} = -e \vec{v} \vec{E}, \quad (4)$$

где \vec{v} - скорость электрона, Ω - циклотронная частота в поле H_k , τ - безразмерное время обращения (см. работу Лифшица и др. [4]), $I\{\chi\}$ - интеграл столкновений. Мы пренебрегли в уравнении (4) членами, содержащими производные по времени и по y, z , предполагая выполненными условия

$$ka_n \ll 1, \quad \omega \ll \nu, \quad (4)$$

где ν - частота столкновений электронов.

Предположим также, что температура мала по сравнению с критической температурой сверхпроводящего перехода в отсутствие магнитного поля. В этом случае легко написать граничное условие для функции χ при $x = \pm a_n/2$ (см. [5]):

$$\chi(\vec{v}) + \chi(-\vec{v}) = 0. \quad (5)$$

При этом мы учли, что изменение импульса электронных возбуждений при отражении от границы пропорционально расстоянию от Ферми-поверхности и, следовательно, мало при низких температурах. По этой же причине в равенстве (3) можно положить $F = 0$.

В рассматриваемом случае длинных волн в уравнении (4) можно пренебречь зависимостью \vec{E} от координаты x . Тогда это уравнение имеет не зависящее от x решение, совпадающее с решением, соответствующим бесконечному нормальному металлу. Используя симметрию интеграла столкновений относительно преобразования $\vec{v} \rightarrow -\vec{v}$, можно легко убедиться в том, что это решение автоматически удовлетворяет граничному условию (5). Мы приходим, таким образом, к выводу, что зависимость тока от электрического поля определяется статической проводимостью массивного металла в магнитном поле H_k : $\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}$.

Используя уравнение (1) и граничные условия (2) и (3), легко получить следующие соотношения¹⁾:

$$\frac{ck_x^2}{4k} H_k \xi + j_y = 0; \quad E_x = \frac{4k_i \omega}{c^2 k_x^2} j_x; \quad E_y = -\frac{i\omega}{c} H_k \xi, \quad E_z = 0, \quad (6)$$

позволяющие найти функцию $\omega(\vec{k})$, если задана проводимость $\hat{\sigma}$.

Если $\Omega \ll \nu$, то можно пользоваться проводимостью в отсутствие магнитного поля. В этом случае, как легко убедиться, колебания затухают на расстоянии порядка их длины волны.

В обратном предельном случае ($\Omega \gg \nu$), используя известные значения $\hat{\sigma}$ [4], находим

$$\omega = \frac{c H_k}{4\pi N e} k_x^2, \quad (7)$$

где e - заряд электрона, N - разность числа электронов и дырок.

При этом предполагается, что открытые траектории отсутствуют и $N \neq 0$. При $N = 0$ колебания сильно затухают.

Таким образом, в промежуточном состоянии сверхпроводника с неравными числами электронов и дырок при $\Omega \gg \nu$ существуют слабо затухающие колебания границ раздела между фазами. Спектр (7) этих колебаний очень напоминает спектр спиральных волн (см. [6]). Подчеркнем, однако, что колебания (7) могут существовать и при условии $kz \gg 1$ (z - ларморовский радиус).

Наличие слабо затухающих колебаний слоев наблюдалось недавно экспериментально в индии [7]. Однако в эксперименте не было выполнено условие $T \ll T_k$, поэтому наблюдавшиеся экспериментально значения ω меньше найденных согласно (7). При понижении температуры экспериментальные данные [7] приближаются к теоретическим.

Аналогичным образом можно решить рассматривавшуюся ранее [2] задачу о движении искривленной нити нормальной фазы. При этом получим

$$V_y = \frac{c^2}{4\pi R} \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \quad V_x = \frac{c^2}{4\pi R} \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{xy}\sigma_{yx}}, \quad (8)$$

где V_y, V_x - перпендикулярная и параллельная плоскости кривизны составляющие скорости движения элемента длины нити, σ_{ik} - проводимость массивного нормального металла в поле H_k , направленном по оси x , R - радиус кривизны. Если $\Omega \gg \nu$ и $N \neq 0$, то соотношение (8) дает $V_y = c H_k / 4\pi N e R$, $V_x \ll V_y$ (ср. [2]). Отметим, что направление V_y зависит от знака N . При $N = 0$ имеем всегда

$V_y \sim V_x$. Это дает возможность понять, почему в работе [8] движение нормальных областей наблюдалось в индии ($N \neq 0$) и не наблюдалось в олове ($N = 0$).

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
21 апреля 1966 г.

Литература

- [1] J. Bardeen. Phys. Rev. Lett., 13, 747, 1964.
- [2] P.G. de Gennes, P. Nozieres. Phys. Lett., 15, 216, 1965.
- [3] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, М., 1959, стр. 228.
- [4] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. ЖЭТФ, 31, 63, 1956.
- [5] А.Ф. Андреев. ЖЭТФ, 47, 2222, 1964.
- [6] Э.А. Канер, В.Г. Скобов. ЖЭТФ, 46, 1106, 1964.
- [7] B.W. Maxfield, E.F. Johnson. Phys. Rev. Lett., 15, 677, 1965.
- [8] W. De Sorbo. Philos. Mag., 11, 853, 1965.

I) Для длинных волн $\zeta(x = a_n/2) \approx \zeta(x = -a_n/2)$.

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ДАВЛЕНИЯ В АНТИМОНИДЕ ИНДИИ

К.М. Демчук, И.М. Цидильковский, К.П. Родионов

Всестороннее давление, изменяя ширину запрещенных зон в кристаллах, влияет таким образом на величину эффективной массы носителей заряда. Если зона непараболична, как например зона проводимости в $InSb$, эффективная масса различна для различного заполнения зоны, и давление может изменять ее по-разному.

Согласно теории Кейна, эффективная масса электронов на дне зоны проводимости m_n дается формулой

$$\frac{m_n}{m_0} = 1 + \frac{\epsilon_p}{3} \left(\frac{2}{\epsilon_g} + \frac{1}{\epsilon_g + \Delta} \right), \quad (I)$$

где $\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_{1c}) - \epsilon(\Gamma_{15v})$ - ширина запрещенной зоны в Γ -точке, Δ - энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны

в Γ -точке, $\epsilon_p = \frac{2m_e}{k^2} \rho^2$, ρ - матричный элемент взаимодействия между состояниями Γ_{1C} (зона проводимости) и Γ_{15V} (валентная зона), m_0 - масса свободного электрона.

При обычном предположении, что ϵ_p не зависит от малых изменений периода решетки, масса m_n согласно (I) практически пропорциональна ϵ_g , которая в *In Sb* растет линейно с давлением \mathcal{P} с коэффициентом $d\epsilon_g/d\mathcal{P} = 1,6 \cdot 10^{-5}$ эв/ат.

Нами было предпринято экспериментальное исследование влияния всестороннего давления до 16,5 тыс. ат на эффективную массу электронов m_n в *In Sb* при $T = 96^\circ\text{K}$. С этой целью измерялись термоэдс и эффект Холла в классически сильных магнитных полях, когда оба эти эффекта не зависят от рассеяния электронов. Из эффекта Холла определяется концентрация электронов n , а затем по величине термоэдс α_∞ в области насыщения можно найти эффективную массу.

Измерения проводились при градиентах температуры 3-6 град/см, причем различие перепадов температур на противоположных гранях образца не превышало 2%. Термопары вводились в камеру высокого давления без разрыва. Давления при азотных температурах создавались по методу, предложенному Ицкевичем [1]. Исследуемые образцы имели размеры 10x3x2 мм.

При отсутствии вырождения и малой величине параметра непараболичности $\gamma = kT/\epsilon_g$ термоэдс в области насыщения с точностью до членов $\sim \gamma^2$ равна:

$$\alpha_\infty = \frac{k}{e} \left(\frac{5}{2} + \frac{15}{2} b \gamma - \frac{45}{4} a \gamma^2 - \mu_0^* \right), \quad (2)$$

где $\mu_0^* = - \ln \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{nh^3 \Delta}$, a и b - некоторые простые функции ϵ_g и Δ (см. [2]).

На рис. 1 представлена зависимость α_∞ от \mathcal{P} для двух образцов *n-In Sb* с $n \approx 2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а на рис. 2 - зависимость n от \mathcal{P} . Зависимость эффективной массы m_n , рассчитанной по формуле (2), от давления для образцов с $n \approx 2,2 \cdot 10^{14}$ (o) и $n = 4,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (+) приведена на рис. 3. Здесь же дана теоретическая зависимость

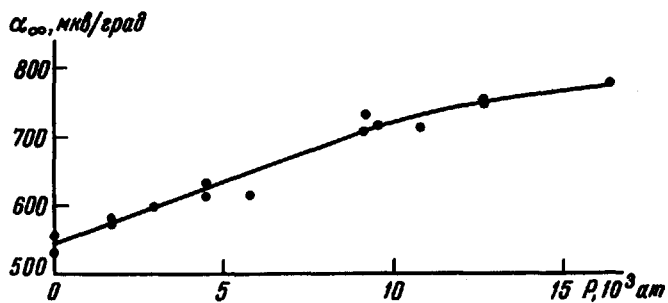


Рис. 1

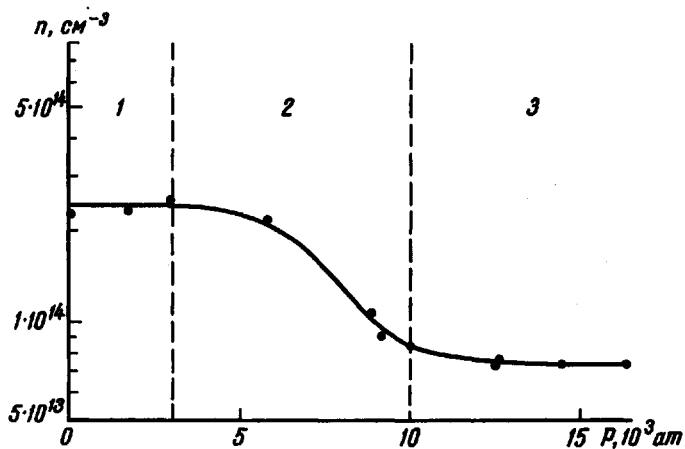


Рис. 2

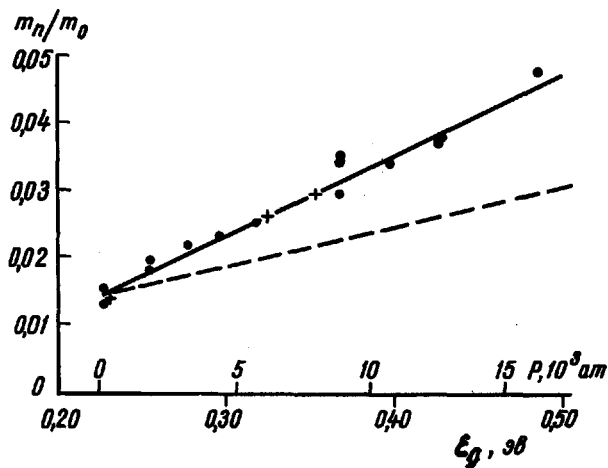


Рис. 3

$m_n(P)$, вычисленная по формуле (1) (пунктирная кривая). В расчетах принято: $\epsilon_0(96^\circ\text{K}) = 0,226 \text{ эВ}$, $\Delta = 0,9 \text{ эВ}$, $\epsilon_p = 23 \text{ эВ}$. С ростом давления расхождение между экспериментальной и теоретической кривы-

ми увеличивается и значительно превосходит максимальные погрешности эксперимента. Рассмотрены две возможные причины этого расхождения: 1) изменение с давлением матричного элемента P^2 , 2) изменение с давлением величины возмущения массы m_n , обусловленного удаленными зонами.

Для того чтобы согласовать экспериментальные и теоретические значения m_n , необходимо предположить, что P^2 уменьшается на 20% при $P = 5$ тыс. ат и на 35% при 16,5 тыс. ат. Если учесть, что при 16,5 тыс. ат постоянная решетки уменьшается на $\approx 1,5\%$, то следует признать неправдоподобными столь большие изменения P^2 .

Согласно Кардоне [3], учет влияния зоны Γ_{15C} приводит к следующему выражению для массы на дне зоны Γ_{1C} :

$$\frac{1}{m_n^*} \approx \frac{1}{2m_n} \left(1 + \frac{\epsilon_{g_1}}{\epsilon_{g_2}} \right), \quad (3)$$

где m_n определяется формулой (1), $\epsilon_{g_2} = \epsilon(\Gamma_{15C}) - \epsilon(\Gamma_{15v})$, которая для *InSb* равна 3,4 эв, $\epsilon_{g_1} = \epsilon(\Gamma_{15}) - \epsilon(\Gamma_{2'})$ — энергетическая разность соответствующих уровней в сером олове, равная 2,8 эв. В выражении (3) мы пренебрегли членами, вносящими погрешность не более 3%. Поскольку данные об изменении ϵ_{g_1} и ϵ_{g_2} с давлением в *InSb* и α -*Sn* отсутствуют, можно для оценок положить, что они такие же, как в *Si* и *GaP* [4]. Приняв для $d\epsilon_{g_1}/dP = d\epsilon_{g_2}/dP = (+6 \cdot 10^{-6} + +1 \cdot 10^{-5})$ эв/ат, мы не получили значительного отличия от теоретической кривой рис. 3. Для того чтобы согласовать расчетную кривую с экспериментальной, приходится предполагать, что барические коэффициенты $d\epsilon_{g_i}/dP$ значительно превосходят известные опытные величины. Наименьшие значения $d\epsilon_{g_i}/dP$, дающие согласие, следующие:

$$d\epsilon_{g_2}/dP \approx +8 \cdot 10^{-5} \text{ эв/ат}, \quad d\epsilon_{g_1}/dP \approx -8 \cdot 10^{-5} \text{ эв/ат} \quad \text{или} \quad d\epsilon_{g_2}/dP \approx +3 \cdot 10^{-4} \text{ эв/ат}, \quad d\epsilon_{g_1}/dP \approx +1 \cdot 10^{-5} \text{ эв/ат}.$$

Таким образом неясно, можно ли в рамках теории Кейна объяснить влияние гидростатического давления на эффективную массу электронов, поскольку отсутствуют экспериментальные сведения о $d\epsilon_{g_i}/dP$. По-видимому, общепринятый полумпирический подход к анализу влияния

давления на основные характеристики полупроводников недостаточен, и необходима количественная теория, учитывающая зависимость зонной структуры от периода решетки.

В заключение отметим, что пока не удается достаточно обоснованно объяснить и зависимость концентрации электронов от давления (рис.2)

Можно предположить следующее. В области I изменение ϵ_g с давлением ненамного превосходит величину $2kT$, и концентрация ρ_n остается практически постоянной. При дальнейшем возрастании ρ (обл.2) нижний край зоны проводимости движется быстрее (т.е. с большим барьерным коэффициентом), чем донорный уровень [5], щель между ними возрастает, и n убывает. При $\rho \approx 10^4$ ат расстояние между примесным уровнем и дном зоны проводимости достигает $\sim 0,15$ эв, т.е. по существу уровень из мелкого превращается в глубокий. В связи с этим можно думать, по аналогии с Ge и Si [5], что скорость движения уровня с давлением существенно возрастает: в области 3 она становится равной скорости движения дна зоны проводимости.

Институт физики металлов
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
26 апреля 1966 г.

Литература

- [1] Е.С.Ицкевич. ПТЭ, №4, 148, 1963.
- [2] И.В.Мочан, Ю.Н.Образцов, Т.В.Смирнова. ФТТ, 4, 1021, 1962.
- [3] M.Cardona, Phys. Chem. Sol., 24, 1543, 1963.
- [4] R.Zallen, W.Paul. Phys. Rev., 134A, 1629, 1964.
- [5] W.Paul, H.Brooks. Progr. in Semicond., 7, 1963.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ НА ЗАПЕРТЫХ ЧАСТИЦАХ

Б.Б.Кадошцев

Как известно, в ловушках с магнитными пробками и в тороидальных ловушках с замкнутыми силовыми линиями может иметь место желобковая неустойчивость [1,2]. Эта неустойчивость возникает вследствие того, что в неоднородном магнитном поле с радиусом кривизны силовых