Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 12, стр. 742 – 744 *20 июня 1974 г.*

ПОЛОЖИТЕЛЬНАЯ КРИВИЗНА В ЗАВИСИМОСТИ H_{c2} ОТ T В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ – СЛЕДСТВИЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛОЕВ

Л.Н.Булаевский, А.А.Гусейнов

Показано, что экспериментальные данные для зависимости верхнего критического поля от температуры в интеркалированном слоистом сверхпроводнике $Cs_{0,3}MoS_2$ указывают на реализацию в этом соединение джозефсоновского взаимодействия слоев.

В работе [1] измерена зависимость поля H_{c2} от температуры T и угла θ между направлением магнитного поля и плоскостью слоев в слоистых интеркалированных сверхпроводниках $Cs_{0,3}MoS_2$ и $Sr_{0,2}MoS_2$ (их критические температуры T_0 в нулевом поле равны 6,8°К и 5,6°К). В обоих случаях вблизи T_0 наблюдается сначала линейный рост H_{c2} с понижением температуры ниже T_0, а затем возрастание H_{c2} становится более быстрым для малых углов θ, так что кривизна в зависимости H_{c2} от T является положительной в отличие от обычных сверхпроводников. Наиболее резко этот эффект проявляется в $Cs_{0,3}MoS_2$ для поля, параллельного слоям. В этом случае линейный спад критической температуры при возрастании H до 3 *кэ* сменяется асимптотическим ее приближением к величине ≈ 5,8°К при дальнейшем росте H до 32 *кэ* (при $H >$ 32 *кэ* измерения не проводились). Все полученные значения H_{c2} малы по сравнению с предельным парамагнитным полем $H_p(T) = 2{,}17\sqrt{T_0(T_0 - T)}/\mu_0$ [2] (при $T =$ 5,8°К имеем $H_p =$ 84 *кэ*), поэтому при всех исследованных полях сверхпроводимость разрушалась только из-за орбитального эффекта. Таким образом, в $Cs_{0,3}MoS_2$ орбитальное движение электронов в параллельном магнитном поле приводит к разрушению сверхпроводимости в очень близкой окрестности T_0, но этот механизм выключается при температурах ниже ≈ 5,8° К.

Согласно уравнениям, полученным в [3], именно такой эффект должен наблюдаться в слоистых сверхпроводниках, если в них реализуется джозефсоновское взаимодействие слоев [4], и магнитное поле направлено параллельно слоям. В этом случае дифференциально-разностные уравнения для параметра порядка Гинзбурга – Ландау ψ можно свести к дифференциальному уравнению Матье

$$\left[\xi_0^2 \frac{d^2}{dy^2} - b\left(1 - \cos\frac{2edHy}{c\hbar}\right) - \ln\frac{T_0}{T}\right]\psi = 0, \qquad (1)$$

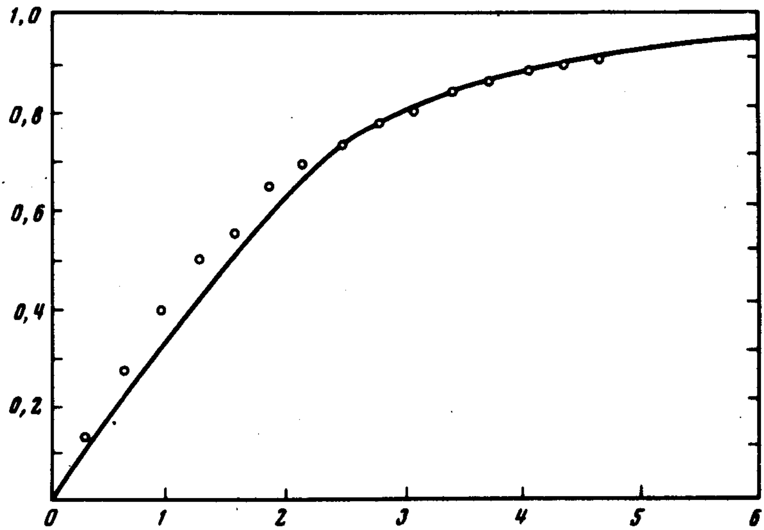
и H_{c2} определяется максимальным значением H, при котором уравнение (1) имеет нетривиальное решение. Для диффузионного движения электрона внутри слоев и между слоями $\xi_0^2 = \pi\hbar D_{\parallel}/8T$ и $b = \pi\hbar D_{\perp}/4d^2T$, где $D_{\parallel}$, $D_{\perp}$ – коэффициенты диффузии вдоль и поперек слоев, d – расстояние между проводящими слоями. Джозефсоновское взаимодействие слоев реализуется, если $\hbar D_\perp / d^2 << T_0$ [3], и в этом случае $b << 1$. Уравнение (1) приводится к канонической форме уравнения Матье

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + (a + \beta\cos x)\psi = 0, \tag{2}$$

$$\beta = b\left(\frac{c\hbar}{2edH\,\xi_0}\right)^2, \quad a = \frac{\beta}{b}\ln\frac{T_0}{T} - \beta .$$

Зависимость H_{c2} от T определяется зависимостью низшего собственного значения a_0 уравнения (1) от параметра β. При $\beta >> 1$ имеем

$$a_0(\beta) = -\beta + \sqrt{\beta/2}, \quad H_{c2} = \frac{c\hbar(1 - T/T_0)}{de\xi_0\sqrt{2b}} . \tag{3}$$



Сплошная кривая – зависимость величины $1 + a_0/\beta$ от $2/\sqrt{\beta}$ для уравнения Матье. Кружками показаны экспериментальные данные для зависимости $\ln(T_0/T)/b$ от H/H_0 в $Cs_{0,3}MoS_2$ [1] при $H_0 = 6{,}77$ *кэ* и $\hbar D_\perp/d^2 = 1{,}27\,°K$

При $\beta << 1$ имеем $a_0(\beta) = -\beta^2/2$, т. е. при $H \to \infty$ (но $H << H_p(T)$)

$$\ln\frac{T_0}{T} = b\left[1 - \frac{b}{2}\left(\frac{c\hbar}{2ed\xi_0 H}\right)^2\right] . \tag{4}$$

Таким образом, с ростом H критическая температура стремится к предельному значению T_1, определяемому уравнением $\ln(T_0/T_1) = b(T_1)$. Функция $a_0(\beta)$ при промежуточных значениях β табулирована в [5] и на рис. 1 по этим данным построена зависимость $1 + a_0/\beta = \ln(T_0/T)/b$ от $2/\sqrt{\beta} = H/H_0$, где $H_0 = \hbar c\sqrt{b}\,/\,4ed\xi_0$. Кружками отмечены результаты измерений [1] для $\theta = 0$ в $Cs_{0,3}MoS_2$ при выборе параметров $\hbar D_\perp/d^2 = 1{,}27\,°K$ и $\sqrt{D_\parallel D_\perp} = 0{,}65$ *см*^{2}/*сек*. Учитывая, что точность в определении T в [1] составляла около 0,2°K, следует признать согласие экспериментальных данных с расчетными хорошим. Отметим, что рост H_{c2} при $T \to T_1$ может быть ограничен лишь парамагнитным эффектом, и этот рост в $Cs_{0,3}MoS_2$ должен продолжаться вплоть до $H_p \approx 84$ *кэ*, если нет никакого механизма, подавляющего парамагнитный эффект.

Для критического поля, перпендикулярного слоям, вблизи T_0 [3] имеем $H_{c2} = c\hbar(T_0 - T)/2e\xi_0^2 T)$, данные [1] позволяют определить параметр d для $Cs_{0,3}MoS_2$. Он оказывается равным ≈ 100 Å, т.е. проводящие слои в этом интеркалированном соединении расположены друг от друга на расстояниях, превышающих расстояние d_0 между слоями MoS_0 ($d_0 = 9{,}8$ Å по данным [6]).

Результаты для зависимости H_{c2} от T в $Sr_{0,2}MoS_2$ указывают, что в этом соединении реализуется промежуточный случай, когда $\hbar D_\perp/d^2 \sim T_0$.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 апреля 1974 г.

Литература

[1] J.A.Woollam, R.B.Somoano, P.O'Connor. Phys. Rev. Lett., **32**, 712, 1974.

[2] Сан-Жам, Г.Сарма, Е.Томас. Сверхпроводимость второго рода, М., изд. Мир, 1970.

[3] Л.Н.Булаевский. ЖЭТФ, **64**, 2241, 1973.

[4] W.T.Lawrence, S.Doniach. Proc. LT-12, 361, 1970.

[5] S.Lubkin, J.J.Stoker. Quarterly of Applied Mathematics (Menasha). **1**, 215, 1943.

[6] R.B.Somoano, V.Hadek, A.Bembaum. J.Chem. Phys., **58**, 697, 1973.