

УДК 537.312.62

## ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК $MgB_2$ И ЧИСТЫЙ ПРЕДЕЛ

Н. П. Шабанова, С. И. Красносвободцев, А. В. Варлашкин, В. С. Ноздрин

*Показано, что верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$  эпитаксиальных пленок  $MgB_2$  с остаточным удельным сопротивлением  $5 - 25 \mu\Omega \cdot \text{см}$  значительно превышает критическое поле чистого предела. По изменению  $H_{c2}$  в образцах с различной дефектностью получены оценки плотности электронных состояний на уровне Ферми и скорости Ферми  $MgB_2$ . Проведено сравнение этих параметров с параметрами сверхпроводящих соединений  $NbS$  и  $Nb_3Sn$ .*

Согласно оценкам работы [1], основанным на результатах измерений верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}$ , эпитаксиальные пленки  $MgB_2$  относятся к чистым сверхпроводникам. Вместе с тем измерений, выполненных на единичном образце, недостаточно для полного представления о верхнем критическом поле сверхпроводника 2 рода. Для обычных  $s$ -волновых сверхпроводников из-за вклада, связанного с рассеянием электронов проводимости на примесях и дефектах,  $H_{c2}$  может быть существенно выше верхнего критического поля чистого сверхпроводника [2, 3]. В настоящей работе для эпитаксиальных пленок  $MgB_2$  с различной дефектностью, полученных импульсным лазерным распылением, рассматривается соотношение их верхнего критического магнитного поля со значением критического поля чистого предела.

Осаждение пленок производилось на подложки  $MgO$  (111) и  $Al_2O_3$  ( $1\bar{1}02$ ), использовались стехиометрические мишени  $MgB_2$  [4]. Пленки имели резкие индуктивные переходы, что указывало на их объемную однородность. Параметры наименее дефектной пленки (критическая  $T_c = 39 K$  и отношение сопротивлений при комнатной температуре к остаточному 3.2) не многим уступали параметрам лучших эпитаксиальных пленок, синтезированным физико-химическим методом [5]. Резистивные измерения

в магнитном поле  $H \parallel c$  показали, что при характерных остаточных сопротивлениях  $\rho_n = 5 - 25 \mu\Omega \cdot \text{см}$  верхнее критическое магнитное поле характеризуется значениями наклона фазовой кривой  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$   $-dH_{c2}/dT \sim 4 - 6 \text{ кЭ/К}$ . Соответственно, значения  $H_{c2}(0) \sim 100 - 170 \text{ кЭ}$  согласуются с данными для эпитаксиальных пленок [6] и ниже, чем в [1]. Хотя данные, приемлемые для интерпретации  $H_{c2}$   $MgB_2$  как функции удельного сопротивления, немногочисленны, сравнение параметров образцов с различной дефектностью позволяет оценить по порядку величины некоторые параметры сверхпроводящего состояния и электронной структуры.

Считается установленным, что  $MgB_2$  относится к сверхпроводникам с четным параметром порядка. Его критическая температура практически не чувствительна к рассеянию электронов на дефектах [7]. В то же время, электронное рассеяние повышает  $H_{c2}$ . Если дефекты не изменяют электронную структуру материала,  $H_{c2}$  с неплохой точностью выражается как сумма критического поля чистого и грязного предела [3]. Первое слагаемое определяется электронной структурой материала:  $H_{c2}^0 \sim T_c m / E_F$  ( $m$  – эффективная масса электрона в сверхпроводнике,  $E_F$  – энергия Ферми). Второе слагаемое связано с рассеянием электронов, и определяется величиной  $T_c^2 N^*(0) \rho_n$ . Поскольку суммарное критическое поле растет линейно с повышением удельного сопротивления, критическое поле чистого предела можно определить простой экстраполяцией данных к  $\rho_n = 0$ .

Согласно литературным данным [8, 9], монокристаллические образцы характеризуются остаточным удельным сопротивлением около  $1 \mu\Omega \cdot \text{см}$  и наклоном  $-dH_{c2}/dT \sim 1.1 - 1.7 \text{ кЭ/К}$ . Из сравнения данных пленок и монокристаллов следует, что критическое поле  $MgB_2$  в чистом пределе характеризуется значениями  $-dH_{c2}^0/dT \sim 1 \text{ кЭ/К}$ ,  $H_{c2}^0(0) \sim 30 \text{ кЭ}$ .  $H_{c2}$  эпитаксиальных пленок оказываются значительно выше.

Определив таким образом величину первого слагаемого в выражении для критического поля, можно оценить скорость роста критического поля  $-dH'_{c2}/d\rho_n \equiv [(-dH_{c2}/dT) - (-dH_{c2}^0/dT)]/\rho_n$  при повышении остаточного удельного сопротивления. Скорость роста критического поля пропорциональна плотности электронных состояний  $N^*(0)$ . Соответствующая оценка  $N^*(0)$  для  $MgB_2$  приведена в таблице. Там же приводятся характеристики детально изученных ранее сверхпроводящих соединений  $Nb_3Sn$  и  $NbC$  с достаточно высокой критической температурой [2, 3]. Представленной в таблице величине плотности электронных состояний  $MgB_2$  соответствует коэффициент при электронной теплоемкости около  $10 \text{ мДж}/(\text{моль} \cdot \text{К}^2)$ . Это значение оказалось вдвое выше, чем полученное из измерений теплоемкости [10].

Зная критическое поле чистого сверхпроводника 2 рода, можно оценить и другие его параметры [2, 3]. Соответствующая длина когерентности Гинзбурга–Ландау  $\xi(0)$  около 90 Å. Длина когерентности микроскопической теории  $\xi_0 = \xi(0)/0.74$  составляет примерно 125 Å. Ее соотношение с длиной свободного пробега  $l$  в исследуемых пленках можно оценить из соотношения вклада рассеяния и критического поля чистого предела [2, 3]. Для малodefekтных эпитаксиальных пленок характерно соотношение  $\xi_0/l \sim 3$ .

В анизотропном сверхпроводнике эффективная масса электрона  $m$  определяется тензором 2 ранга и зависит от анизотропии энергетической щели. Если анизотропия энергетической щели невелика, электронные массы нормального и сверхпроводящего состояния совпадают. В таком случае критическое поле (без учета рассеяния) определяется средним по поверхности Ферми квадратом компоненты скорости Ферми  $\langle v_{ab}^{*2} \rangle$ , перпендикулярной направлению магнитного поля. Для  $H \parallel c$   $-dH_{c2}^0/dT = 2.1 \cdot 10^{16} T_c / \langle v_{ab}^{*2} \rangle$  [2]. Низкое критическое поле чистого предела отвечает высокой скорости Ферми  $MgB_2$ :  $\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2} \sim 3 \cdot 10^7$  см/с (см. в таблице).

Т а б л и ц а

Параметры электронной структуры сверхпроводящих соединений  
 $MgB_2$ ,  $Nb_3Sn$  и  $NbC$

	$T_c$ , K	$-dH_{c2}^0/dT$ , $\kappa\mathcal{E}/K$	$H_{c2}^0(0)$ , $\kappa\mathcal{E}$	$-dH'_{c2}/d\rho_n$ , $\frac{\kappa\mathcal{E}/K}{\mu\Omega \cdot \text{см}}$	$\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$ , $10^7$ см/с	$N^*(0)$ , $10^{34} \frac{\text{сост}}{\text{эргсм}^3}$
$MgB_2$	39	$\sim 1$	30	0.3	3	9
$NbC$	12	0.9	8	0.12	1.7	3.6
$Nb_3Sn$	18	13.5	179	0.45	0.6	14

**Примечание.** Звездочкой обозначены электронные характеристики сверхпроводника с сильной связью. Для кубического материала  $\langle v_{ab}^2 \rangle = 2\langle v^2 \rangle/3$  [2].

В результате, из сравнения образцов  $MgB_2$  с различной дефектностью оценены критическое магнитное поле чистого предела  $H_{c2}^0(0) \sim 30 \kappa\mathcal{E}$  ( $H \parallel c$ ) и наклон его температурной зависимости  $-dH_{c2}^0/dT \sim 1 \kappa\mathcal{E}/K$  вблизи  $T_c$ . Эти значения близки к соответствующим значениям для соединения  $NbC$  и на порядок ниже, чем для  $Nb_3Sn$ . Поскольку верхнее критическое магнитное поле пленок с остаточным удельным сопротивлением  $5 - 25 \mu\Omega \cdot \text{см}$  значительно превышает значение  $H_{c2}^0$ , образцы с такой дефектностью не являются чистыми сверхпроводниками.

Низкому критическому полю чистого предела  $MgB_2$  отвечает высокая скорость Ферми,  $\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2} \sim 3 \cdot 10^7$  см/с. Плотность электронных состояний  $N^*(0)$ , оцененная из изменения критического поля  $H_{c2}$  с ростом остаточного удельного сопротивления, оказалась выше, чем в  $NbC$ , но ниже, чем в  $Nb_3Sn$ .

Представленные в настоящей работе значения плотности электронных состояний, скорости Ферми и некоторых других параметров  $MgB_2$ , получены на основе небольшой экспериментальной статистики. Их следует рассматривать как предварительные оценки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 02-02-17353, и Госконтрактом N 40.0121.1.11.46 "Управляемая сверхпроводимость".

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Jung M. H. et al. cond-mat/0106146.
- [2] Шабанова Н. П. и др. ФТТ, **38**, 1969 (1996).
- [3] Красносвободцев С. И. и др. ЖЭТФ, **108**, 970 (1995).
- [4] Красносвободцев С. И. и др. ЖТФ, принято к публикации.
- [5] Zeng X. et al. Nature materials, **1**, 35 (2002).
- [6] Pattnaik S. et al. Supercond. Sci. Technol., **14**, 315 (2001).
- [7] Anderson P. W. J. Phys. Chem. Solids, **11**, 26 (1959).
- [8] Eltsev Yu. et al. cond-mat/0204027.
- [9] Zehetmayer M. et al. cond-mat/0204199.
- [10] Wälti Ch. et al. Phys. Rev., **B64**, 172515 (2001).

Поступила в редакцию 20 января 2003 г.