

ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК MgB₂ 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 MgB₂ с остаточным удельным сопротивлением $5 \div 25 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ 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 MgB₂. Проведено сравнение этих параметров с параметрами сверхпроводящих соединений NbC и Nb₃Sn.

Согласно оценкам работы [1], основанным на результатах измерений верхнего критического магнитного поля H_{c2} , эпитаксиальные пленки MgB₂ 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 MgB₂ 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 Al₂O₃ ($\bar{1}102$), использовались стехиометрические мишени MgB₂ [4]. Пленки имели резкие индуктивные переходы, что указывало на их объемную однородность. Параметры наименее дефектной пленки (критическая температура T_c 39 К 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 ρ_n $5 \div 25 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ верхнее критическое магнитное поле характеризуется значениями наклона

фазовой кривой $H_{c2}(T)$ вблизи T_c $-dH_{c2}/dT \sim 4 \div 6$ кЭ/К. Соответственно, значения $H_{c2}(0) \sim 100 \div 170$ 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.

Сегодня считается установленным, что MgB_2 относится к сверхпроводникам с четным параметром порядка. Его критическая температура практически не чувствительна к рассеянию электронов [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 $-dH_{c2}/dT \sim 1.1 - 1.7$ кЭ/К. Из сравнения данных пленок и монокристаллов следует, что критическое поле MgB_2 в чистом пределе характеризуется значениями $-dH_{c2}^0/dT \sim 1$ кЭ/К, $H_{c2}^0(0) \sim 30$ 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. Здесь 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 мДж/(моль К²). Это значение оказалось вдвое выше, чем 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 в исследуемых пленках можно оценить из соотношения вклада рассеяния и критического поля чистого предела [2, 3]. Для малодефектных эпитаксиальных пленок характерно соотношение $\xi_0/\ell \sim 3$.

В анизотропном сверхпроводнике эффективная масса электрона m определяется тензором 2 ранга и зависит 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, 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).

Таблица

Параметры электронной структуры сверхпроводящих соединений MgB_2 , Nb_3Sn и NbC

	T_c , К	$-dH_{c2}^0/dT$, кЭ/К	$H_{c2}^0(0)$, кЭ	$-dH_{c2}^0/d\rho_n$, $\frac{\text{кЭ/К}}{\mu\Omega \cdot \text{см}}$	$\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$, 10^7 см/с	$N^*(0)$, $10^{34} \frac{\text{сошт}}{\text{эрг см}^3}$
MgB_2	39	~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 $H_{c2}^0(0) \sim 30$ кЭ ($H \parallel c$) и наклон его

температурной зависимости $-dH_{c2}^0/dT \sim 1$ кЭ/К вблизи T_c . Эти значения близки к соответствующим значениям для соединения NbC и на порядок ниже, чем для Nb₃Sn. Поскольку верхнее критическое магнитное поле пленок с остаточным удельным сопротивлением $5 \div 25 \mu\Omega \cdot \text{см}$ значительно превышает значение H_{c2}^0 , образцы с такой дефектностью не являются чистыми сверхпроводниками.

Низкому критическому полю чистого предела MgB₂ 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 Nb₃Sn.

Представленные в настоящей работе значения плотности электронных состояний, скорости Ферми и некоторых других параметров MgB₂, 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 № 40.0121.1.11.46 “Управляемая сверхпроводимость”.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M. H. Jung et al. cond-mat/0106146.
- [2] Н.П. Шабанова и др. ФТТ, **38**, 1969 (1996).
- [3] С.И. Красновободцев и др. ЖЭТФ, **108**, 970 (1995).
- [4] С.И. Красновободцев и др. ЖТФ, принято к публикации
- [5] X. Zeng et al. Nature materials, **1**, 35 (2002).
- [6] S. Patnaik et al. Supercond. Sci. Technol. **14**, 315 (2001).
- [7] P.W. Anderson. J. Phys. Chem. Solids, **11**, 26 (1959).
- [8] Yu. Eltsev et al. cond-mat/0204027.
- [9] M. Zehetmayer et al. cond-mat/0204199.
- [10] Ch. Wälti et al. Phys. Rev. B, **64**, 172515 (2001).