

Угловые зависимости верхнего критического магнитного поля многослойных SNS структур с различной геометрической симметрией

С.Л. Прищепа

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Беларусь

Исследовались угловые зависимости верхнего критического поля, $H_{c2}(\Theta)$, для многослойных структур Nb/Pd с различной геометрической симметрией. Установлено что характер кривых $H_{c2}(\Theta)$ зависит от того, из какого количества бислоев (чётного или нечётного) сформирована многослойка. Образцы с чётным количеством бислоев во многом ведут себя как "классические" S/N структуры. В то же время образцы с нечётным количеством бислоев практически во всём температурном диапазоне ведут себя как двумерные.

Физические объекты с сильной анизотропией всегда представляли особый интерес в силу своих уникальных свойств. Анизотропные сверхпроводники относятся к подобного рода объектам и их магнитные и транспортные свойства как правило исследуются в рамках модели слоистых сверхпроводников [1], свойства которых в значительной степени определяются характером связи между S слоями. С этой точки зрения многослойные структуры типа сверхпроводник/нормальный металл (S/N) представляют существенный интерес. Изменяя толщины и тип S и N материалов, можно изучать как эффект близости между различными металлами в связанной сверхрешётке, так и свойства решётки несвязанных S плёнок различной размерности.

Одной из фундаментальных величин, характеризующих сверхпроводящее состояние, является верхнее критическое магнитное поле H_{c2} . Исследование его угловой зависимости даёт важную информацию о размерности сверхпроводящего состояния в образце. В частности, для однородных трёхмерных (3D) сверхпроводников кривая $H_{c2}(\Theta)$ является гладкой функцией в точке $\Theta = 0$ (параллельная ориентации поля) [2]. В то же время для двумерных (2D) сверхпроводников производная зависимости $H_{c2}(\Theta)$ в точке $\Theta = 0$ не определена [3]. Эти особенности справедливы и для S/N многослойных структур [4]. Однако полная аналитическая зависимость $H_{c2}(\Theta)$ для S/N образцов до сих пор не получена.

Поскольку величина H_{c2} в многослойных структурах существенно определяется положением зародыша сверхпроводящей фазы, в данной работе были проведены экспериментальные исследования зависимостей $H_{c2}(\Theta)$ для образцов Nb/Pd с различной геометрической симметрией: плоскость симметрии в центре S слоя (число бислоев $N_b = 9$ плюс завершающий N слой) и плоскость симметрии в центре N слоя ($N_b = 10$ плюс завершающий N слой)

[5]. Толщина слоёв Nb составляла $d_S = 200\text{Å}$ и толщина слоёв Pd - $d_N = 100\text{Å}$. Образцы были получены в одном вакуумном цикле методом катодного распыления на постоянном токе [5], что обеспечивало идентичность сверхпроводящих свойств плёнок Nb, а также границ раздела между Nb и Pd. Значения H_{c2} определялись из кривых $R(H)$ по началу перехода в сверхпроводящее состояние. Точность стабилизации температуры в процессе измерений составляла ± 10 мК.

На рис. 1а показаны температурные зависимости H_{c2} для перпендикулярной и параллельной ориентаций магнитного поля относительно плоскости подложки. Данная фазовая диаграмма является типичной для S/N образцов с $d_N \sim d_S \sim \xi_S$ (ξ_S – длина когерентности) и показывает хорошо известный кроссовер между 3D (при $T > T^*$) и 2D (при $T < T^*$) размерностями образца (T^* - температура размерного кроссовера, в данном случае составляет 3.60 К).

На рис. 1б показаны зависимости $H_{c2}(\Theta)$ для этого образца, измеренные при 4-х температурах: $T = 4.19\text{K}$; 3.97K ; 3.45K ; 2.05K . Видно, что форма кривых $H_{c2}(\Theta)$ очень сильно меняется с температурой. Вблизи T_c (4.19K) на зависимости H_{c2} от Θ присутствуют характерные черты 3D поведения (гладкость функции при $\Theta = 0$). Это соответствует линейной зависимости $H_{c2}(T, \Theta = 0)$ на рис. 1а в этом температурном интервале. Однако при дальнейшем понижении температуры (3.97K), при которой зависимость $H_{c2}(T, \Theta = 0)$ по-прежнему линейна, на кривой $H_{c2}(\Theta)$ появляется резкий излом при $\Theta = 0$, что является характерным признаком 2D поведения (пунктирная линия) и находится в противоречии с линейной температурной зависимостью параллельного критического магнитного поля, характерной для 3D случая.

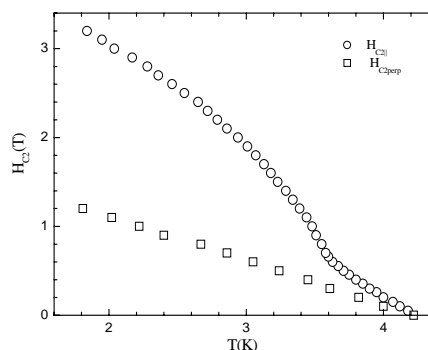


Рис. 1а. Температурная зависимость перпендикулярного и параллельного критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 10$.

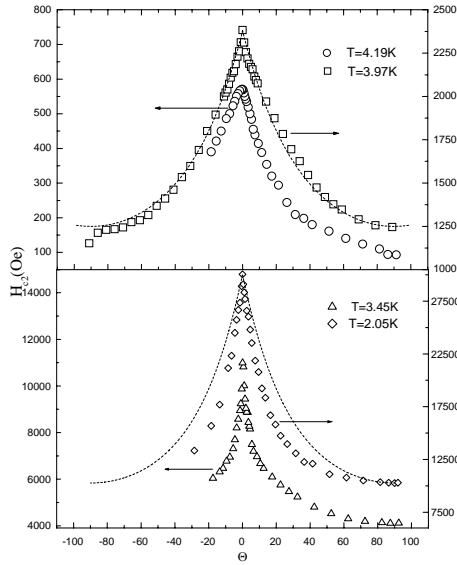


Рис. 16. Угловые зависимости критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 10$, снятые при 4-х температурах.

На зависимости $H_{c2}(\Theta)$, снятой при $T = 3.45\text{K}$, обращает внимание резкое увеличение H_{c2} при $|\Theta| < 10^\circ$. Наконец, при $T = 2.05\text{K}$, кривая $H_{c2}(\Theta)$ становится монотонной с характерным для 2D случая изломом при $\Theta = 0$, однако формула Тинкхама для тонкой плёнки [3] при этой температуре уже "не работает".

Логично связать обнаруженные температурные изменения в форме кривых $H_{c2}(\Theta)$ с изменением положения зародыша сверхпроводящей фазы и степени его локализации вблизи $\Theta = 0$. Измерения показывают, что вблизи T_c зародыш "размазан" по всему образцу. С понижением температуры величина ξ_S падает, и зародыш локализуется уже на одном периоде многослойки. В пользу этого свидетельствует и величина $\xi_S(0)$, непосредственно измеренная из вида зависимости $H_{c2}(T)$ ($\xi_S(0) \approx 100\text{\AA}$). Резкое возрастание H_{c2} при $|\Theta| < 10^\circ$, наблюдаемое вблизи T^* , может быть связано с изменением места локализации зародыша при изменении ориентации магнитного поля. Естественно, для подкрепления данных гипотез необходимо проведение теоретической работы на основе данных экспериментов.

В пользу важности места локализации зародыша на вид зависимостей $H_{c2}(T, \Theta)$ свидетельствуют результаты, полученные на образце с $N_b = 9$, в котором плоскость симметрии приходится на центральный слой Nb. Так, на рис.2а приведены зависимости $H_{c2}(T)$, свидетельствующие о том, что данный образец во всём температурном диапазоне ведёт себя как двумерный. Данный эффект объясняется тем, что для данной симметрии зародыш сверхпроводя-

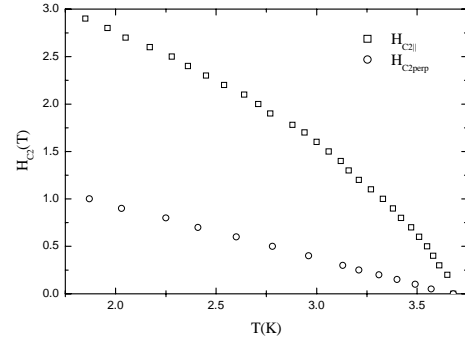


Рис. 2а. Температурная зависимость перпендикулярного и параллельного критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 9$.

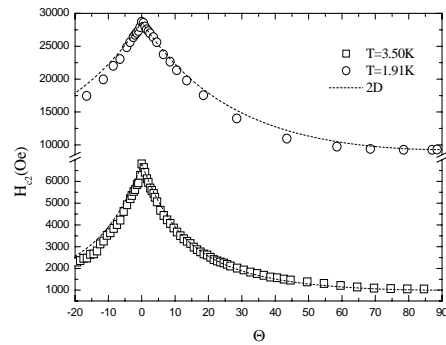


Рис. 2б. Угловые зависимости критического магнитного поля для образца Nb/Pd с $N_b = 9$, снятые при 2-х температурах.

щей фазы все время локализован в центральном S слое, что и находит своё отражение в 2D поведении [5]. Угловые зависимости $H_{c2}(\Theta)$ для этого образца также свидетельствуют о его двумерном поведении. На рис. 2б показаны подобные характеристики для двух температур вместе с теоретической зависимостью, рассчитанной по формуле Тинкхама для 2D плёнки [3]. Видно хорошее согласие между экспериментом и 2D моделью.

Таким образом, симметрия образца оказывает существенное влияние на вид зависимостей $H_{c2}(T, \Theta)$, что, по-видимому, обусловлено изменением положения и формы зародыша сверхпроводящей фазы в образцах с разной симметрией.

1. G. Blatter, et al., Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).
2. W.E. Lawrence, S. Doniach, Proc. LT-12. Ed. E. Kanada (Keigaki, Tokyo, 1971) p.361.
3. M. Tinkham, Phys. Lett. 9, 217 (1964).
4. N. Takezawa, T. Koyama, M. Tachiki, Physica C 207, 231 (1993).
5. S.L. Prischepa et al. Microel. Engin. 69, 346 (2003); Phys. Rev. B 68, 212505 (2003).