

О ПЕРСПЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С РЕШЕТКОЙ A-15

Г.П.Мотулевич

Показано, что общепринятое значение параметра когерентности ξ_0 для сплавов V_3Si , Nb_3Sn и V_3Ga , полученное из измерений теплоемкости, сильно занижено. Выполнено определение ξ_0 на основе оптических измерений. Для указанных сплавов получено $\xi_0 \sim 300 - 500 \text{ \AA}$ (вместо общепринятого значения 50 \AA). При длине свободного пробега $> 500 \text{ \AA}$ нелинейные слабые связи на основе этих элементов могут эффективно работать как при низких T , так и вблизи T_c .

В последнее время возрос интерес к нелинейным элементам на основе сверхпроводящих слабых связей. Возможности, которые здесь открываются, подробно освещены в ряде обзоров. Наиболее хорошие результаты получаются при использовании слабых связей из Nb , Pb и Sn . Встает вопрос об использовании для этих целей, и в первую очередь для умножения и смещения частот, сверхпроводящих сплавов на основе Nb и V со структурой решетки A-15. Указанные сплавы обладают высокими критическими температурами T_c перехода в сверхпроводящее состояние и высокими верхними критическими магнитными полями H_{c2} . Ниже для краткости мы будем называть их просто A-15. Попытки использования A-15 для умножения частот, выполненные до настоящего времени, дали существенно худшие результаты, чем использование Nb , Pb и Sn . Сложилось мнение, что использование нелинейных элементов из A-15 нецелесообразно [1]. Ниже показано, что это является заблуждением.

Как известно, одной из основных характеристик сверхпроводящих слабых связей является длина когерентности ξ , поскольку нелинейные свойства существенно зависят от соотношения между размерами a слабой связи и ξ . Наиболее сильно нелинейность проявляется при $a \sim \xi$. Величина ξ зависит от длины свободного пробега электронов l и от температуры T . Во всех случаях, т.е. для чистых и грязных сверхпроводников и при всех T в выражение для ξ входит величина ξ_0 , равная радиусу действия ядра, входящего в уравнение самосогласования для параметра порядка. Согласно теории БКШ

$$\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0. \quad (1)$$

Здесь v_F - скорость на поверхности Ферми, Δ_0 - величина энергетической щели при $T = 0$. При $T = 0$ и $l \rightarrow \infty$ $\xi \approx \xi_0$, при $l \ll \xi_0$ вместо ξ_0 следует использовать $\sqrt{\xi_0 l}$. При $T \neq 0$ в области применимости

ти уравнений Гинзбурга — Ландау для чистых и грязных сверхпроводников имеем соответственно (см. [2])

$$\xi(T) = 0,74 \xi_0 (1 - T/T_c)^{-1/2} \text{ и } \xi(T) = 0,85 \sqrt{\xi_0 l} (1 - T/T_c)^{-1/2}.$$

Величина ξ определяет H_{c2} . В рамках применимости уравнений Г-Л

$$H_{c2}(T) = \Phi_0 / 2\pi \xi^2(T). \quad (2)$$

Здесь $\Phi_0 = 2 \cdot 10^7$ Гс — квант магнитного потока. Используем (2) для оценки ξ в $A-15$, для которых характерное значение $H_{c2} \approx 2 \cdot 10^5$ Э [3]. Получим $\xi \approx 40$ А. Близкая величина ξ для $A-15$ приведена в монографиях по сверхпроводимости (см., например, [2]). В настоящее время изготовлять нелинейные элементы таких размеров практически невозможно. Однако столь малое значение ξ определяется не свойствами материала $A-15$, а используемой технологией изготовления сплава $A-15$, при которой получают образцы с большим количеством дефектов и примесей. Для чистых $A-15$ ξ существенно больше, соответственно H_{c2} будет существенно меньше.

Воспользуемся соотношением (1) для оценки ξ_0 . Здесь следует сделать следующее замечание. Обычно v_F определяют из калориметрических измерений. В зависимости теплоемкости $C(T)$ выделяется линейный член, который связывается с электронами проводимости, считая, что вклад решетки в теплоемкость пропорционален T^3 . Для $A-15$ такой метод дает $v_F \approx 10^6 + 10^7$ см/сек и соответственно $\xi_0 \approx 50$ А. Эти цифры также вошли в обзоры по сверхпроводимости (см., например, [2]). Исходя из них $A-15$ действительно следовало бы считать не перспективными для нелинейных элементов. Но калориметрический метод дает заниженные значения v_F по следующим причинам. Во-первых, в сплавах со сложной решеткой зависимость решеточной части теплоемкости от T имеет более сложную форму, чем T^3 . При разложении по T помимо члена $\sim T^3$ будет отличен от нуля и член $\sim T$, связанный с решеткой, а не с электронами, как это обычно принято считать. В результате получается завышенное значение коэффициента γ в линейном члене $C(T)$ т.е. заниженное значение v_F . Расхождение особенно велико, когда в фононном спектре сплава имеются мягкие моды. Так, например, для Nb_3Sn практически нет области температур, в которой решеточную теплоемкость можно было бы считать пропорциональной T^3 [4]. Во-вторых, в электронную теплоемкость входит не v_F , а перенормированное значение, которое в $(1 + \lambda_{ep})$ раз меньше v_F . Здесь λ_{ep} — константа электрон-фононного взаимодействия. Для сверхпроводников с высоким значением T_c λ_{ep} близко к единице, и истинное значение v_F отличается от перенормированного почти в два раза. Это обстоятельство также обычно не учитывается. Значение v_F , лишенное указанных погрешностей, дает оптический метод. Алгоритм определения оптическим методом значения v_F , усредненного по реальной поверхности Ферми, приводится в работах [5].

Материал	ν_F , $10^8 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$	Литература	Δ_0 , мэВ	Литература	ξ_0 , А
Nb_3Sn	0,48	6	2,35	[8]	430
V_3Si	0,36	7	2,8	[9]	270
V_3Ga	0,65	6	2,43	—	560

В таблице приводятся данные, относящиеся к некоторым сплавам $A = 15$, для которых проводились оптические измерения. В колонке 2 приводятся значения ν_F , полученные оптическим методом. В колонке 4 — Δ_0 , полученные из туннельных измерений. При наличии анизотропии щели приводится наибольшее значение Δ_0 . Для V_3Ga значение Δ_0 определялось по $T_c = 16 \text{ К}$ и соотношению $\Delta_0/kT_c = 1,76$. В колонке 6 — ξ_0 .

Из таблицы видно, что ξ_0 в $A-15$ намного больше величины ξ , достигаемой в реальных образцах, что указывает на очень малое значение l в последних. Далее из таблицы следует, что в $A-15$ $\xi_0 \approx 300 + 500 \text{ \AA}$, что значительно больше общепринятого значения 50 \AA [2] и меняет представление о перспективности $A-15$. Создавать эффективно работающие слабые связи из $A-15$ возможно. Прежде всего нужно иметь сплав $A-15$ с достаточно большим значением l (больше 500 \AA). Но добиваться значений $l \gg \xi_0$ нецелесообразно, поскольку при этом ξ практически не меняется, а трудности изготовления сплава возрастают, кроме того, некоторое количество примесей полезно.

Таким образом, при соответствующем качестве высокотемпературных сплавов на основе Nb и V со структурой решетки $A-15$ слабые связи на их основе могут эффективно работать как при низких T , так и вблизи T_c . Для уменьшения шумов целесообразно работать при низких T . Но высокие T_c увеличивают запас надежности работы слабых связей, снижая вредную роль возможных случайных перегревов.

В заключение выражаю благодарность С.И.Веденееву за обсуждение настоящей работы.

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

Поступила в редакцию
19 ноября 1979 г.
После переработки
6 февраля 1980 г.

Литература

- [1] К.К.Лихарев. УФН, 127, 185, 1979.
- [2] П. Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов, М., изд. Мир, 1968.
- [3] G.Otto, E.Saur, H.Witzgall. J. Low Temp. Phys., 1, 19, 1969.
- [4] А.И.Головашкин, Г.П.Мотулевич. УФН, 111, 554, 1973.
- [5] Г.П.Мотулевич. УФН, 97, 211, 1969; Труды ФИАН, 55, 3, 1971.

- [6] Г.П.Мотулевич, А.И.Головашкин, А.А.Шубин. Электронная структура переходных металлов, их сплавов и соединений, "Наукова думка", Киев, 311, 1974.
- [7] Л.Т.Колдаева, Г.П.Мотулевич, А.А.Шубин. Краткие сообщения по физике, ФИ АН СССР, №3, 36, 1977.
- [8] С.И.Веденеев, А.И.Головашкин, И.С.Левченко, Г.П.Мотулевич. ЖЭТФ, 63, 1011, 1972.
- [9] J.J.Houser, D.D.Bacon, W.H.Haemmerlie. Phys. Rev., 151, 296, 1966.
-