

12

© 1990 г.

## О ТРЕНИИ ПАРЫ Nb—Nb в HeI и HeII

С. А. Зиненко, С. С. Карапетян, А. А. Силин

Исследованы особенности проявления эффекта аномального трения сверхпроводников (АТС) в HeI и HeII.

Изучено влияние термодинамического состояния гелия на характер фрикционного взаимодействия образцов пары Nb—Nb — скорость и кратность снижения коэффициента трения. Выполнена оценка интенсивности отвода тепла, выделяемого при трении из зоны фрикционного контакта, и установлены с помощью понятия характерного времени релаксации, необходимые и достаточные условия проявления эффекта АТС.

Приведены зависимости коэффициента трения пары Nb—Nb в сверхпроводящем состоянии от времени фрикционного взаимодействия в газообразном гелии, HeI и HeII.

Аномальный характер фрикционного поведения сверхпроводников (эффект АТС) описан в работах [1–3]. В частности, установлено, что в результате фрикционного взаимодействия двух ниобиевых образцов в жидком гелии при температуре 4.2 К коэффициент трения  $f$ , определяемый как отношение тангенциальной силы, обеспечивающей относительное скольжение образцов, к нормальной силе их сжатия, снижается на порядок и сохраняет аномально низкое значение при нагревании вплоть до комнатной температуры.

В работе [3] было показано, что, с одной стороны, сверхпроводящее состояние трущихся образцов является необходимым условием проявления указанной аномалии их фрикционного поведения и исключение данного условия нагреванием выше  $T_c$  (см. также [1]) или включением сверхкритического магнитного поля однозначно приводит к исчезновению эффекта, с другой стороны, в зоне трения при реализации эффекта аномального трения сверхпроводников имеют место температурные всплески, определенно указывающие на выход из сверхпроводящего состояния малых приповерхностных областей.

Ч переписанным экспериментальным фактам из цитированных работ [1–3] следует добавить еще один, неизменно проявляющийся при реализации аномального трения сверхпроводников. Имеется ввиду существование некоторой области значений параметров фрикционного взаимодействия — нормальной силы, сжимающей образцы, и скорости их относительного движения, отвечающей оптимальным условиям воспроизведения эффекта.

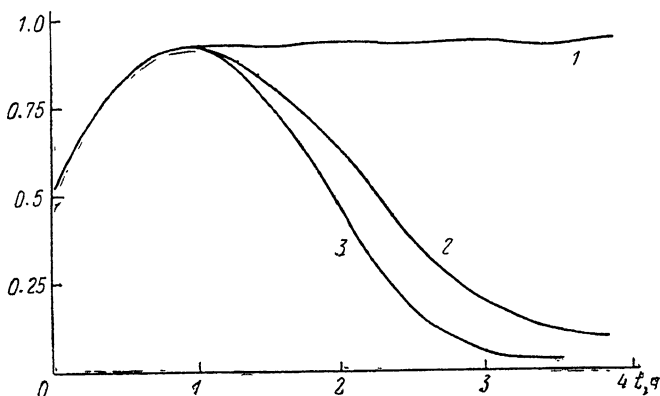
Данная совокупность результатов указывает на важную закономерность: для реализации эффекта АТС решающее значение имеет теплофизическое состояние зоны фрикционного контакта, которое в свою очередь определяется балансом фрикционного тепловыделения, теплоотводом в объем образцов и теплопередачей в окружающий их гелий, а при неизменном режиме трения — последним фактором. Причем теплопередача в гелий в рассматриваемом случае обладает одной существенной особенностью, заключающейся в том, что осуществляется в микроскопических каналах, образованных рельефом шероховатости контактирующих поверхностей. В итоге теплофизическое состояние зоны фрикционного контакта образцов при прочих равных условиях определяется термодинамическим состоянием окружающего их гелия.

В свете сделанных замечаний представлялось актуальным исследовать влияние термодинамического состояния гелия на характер трения сверхпроводни-

ков, уделив особое внимание при этом сравнительному изучению их фрикционного поведения в HeI и HeII.

В качестве наиболее подходящего объекта для решения поставленной задачи была исследована пара Nb—Nb. Основанием для подобного выбора послужили два обстоятельства. Во-первых, ниобиевая трибосистема оказалась наиболее изученной и наилучшим образом воспроизводящей эффект АТС. Во-вторых, критическая температура сверхпроводящего перехода ниобия существенно выше точки испарения гелия при атмосферном давлении, что позволяло достаточно просто и в широких пределах варьировать состоянием гелиевой среды, реализуя газообразную, жидкую (HeI) или сверхтекучую (HeII) фазы.

Исследования проводились на установке, описанной в работе [3]. Параметры трения оставались неизменными на протяжении всей серии экспериментов: удельное давление в контакте  $1.6 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup> и скорость относительного движения  $5 \cdot 10^{-3}$  м/с. В процессе фрикционного взаимодействия ниобиевых образцов из-



Зависимость коэффициента трения  $f$  пары Nb—Nb в газообразном He (1), в HeI (2) и в HeII (3) от времени фрикционного взаимодействия.

меряли силу трения, возникающую между ними, температуру окружающего образца гелия, а также давление паров гелия над поверхностью жидкой фазы.

Зависимости коэффициента трения  $f$  от времени фрикционного взаимодействия представлены на рисунке и образуют однопараметрическое семейство кривых. Параметром является температура гелия. Все приведенные кривые  $f_\tau(t)$  имеют идентичный участок в интервале времени от 0 до  $t_0$ , характеризующий этап адаптации трибосистемы или, как его часто называют, этап приработки. Данный участок типичен для фрикционного взаимодействия широкого круга металлических пар сверхпроводников, подробно описан в предыдущих работах [1–3] и является тривиальным в том смысле, что неизменно воспроизводится в самых разнообразных состояниях, весьма далеких от условий сверхпроводимости.

Расщепление семейства  $f_\tau(t)$  начинается при  $t > t_0$  и представлено тремя характерными ветвями, соответствующими трем предельным ситуациям, реализованным в ниобиевой сверхпроводящей трибосистеме: трение в газообразном гелии при  $T = 4.5$  К (кривая 1), в жидком HeI (кривая 2) и, наконец, в HeII (кривая 3). Данный участок описывает нормальное трение пары: после завершения адаптации трибосистема переходит в стационарное состояние, характеризующееся высоким уровнем фрикционного взаимодействия (среднее значение коэффициента трения составляет 0.7) и сильной неустойчивостью скольжения. Аналогичный характер трения пары наблюдается в широком диапазоне температур при различных условиях, поэтому считается нормальным. Кривые 2 и 3 соответствуют аномальному фрикционному поведению ниобиевых образцов и отражают различия в проявлении эффекта АТС в HeI и HeII.

Весьма существенным для понимания физической природы эффекта представляется тот факт, что скорость и кратность снижения коэффициента трения в сверхтекучем гелии значительно выше, чем в нормальном. Следует также обратить внимание на следующее обстоятельство. Нормальное трение (кривая 1)

реализуется в системе, находящейся ниже критической температуры сверхпроводящего перехода, хотя пребывание образцов в сверхпроводящем состоянии является необходимым условием проявления аномалии фрикционного поведения.

Методика эксперимента разработана таким образом, что позволяет вполне определенно связывать расхождения зависимости  $f_{\tau}(t)$  при  $t > t_0$  (см. рисунок) с интенсивностью отвода тепла, выделяемого при трении, из зоны фрикционного контакта. Остановимся более подробно на особенностях теплообмена в микроскопических зазорах между трущимися образцами и оценим по крайней мере по порядку величины уровень тепловой мощности, отбираемой гелием у поверхностей трения.

Символические обозначения и расчетные значения величин, описывающих процесс теплопередачи, приведены в табл. 1. Для каждого из трех предельных случаев в табл. 2 указаны преобладающие механизмы теплоотвода.

Т а б л и ц а 1

Исходные данные для расчета интенсивности теплоотдачи гелием [4]

Наименование и обозначение величины	Расчетное значение величины		
	в газообразном гелии	в HeI	в HeII
Характеристический размер зазора между образцами $\delta$ , м	$10^{-5}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$
Протяженность зоны контакта образцов $L$ , м	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$10^{-3}$
Скорость относительного скольжения образцов $v$ , м/с	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$
Плотность гелия $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	1.3	113.9	113.9
Удельная теплоемкость $c_p$ , Дж/кг × град	$3.4 \cdot 10^3$	—	—
Удельная теплота испарения гелия при атмосферном давлении $\alpha$ , Дж/кг	—	$8.8 \cdot 10^4$	—
Коэффициент поверхностного натяжения, $\sigma$	—	$3.54 \cdot 10^{-4}$	—
Вязкость гелия $\eta_H$ , Н/м <sup>2</sup> ·с	—	—	$10^{-5}$
Разность температур между поверхностью трения образцов и температурой гелия $\Delta T$ , К	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$
Размерный фактор, $\beta$	—	—	—
Расстояние, на котором реализуется перепад температур $T$ , $\Delta z$ , м	—	—	$10^{-2}$
Плотность энтропии $s$ , Дж/м <sup>3</sup> ·град (из [5])	—	—	$1.14 \cdot 10^4$

1. Трение в газообразной гелиевой среде при  $T=4.5$  К. Тангенциальная и нормальная составляющие скорости движения гелия на границе раздела нобий—гелий равны нулю. Относительное смещение тел в плоскости скольжения и объем замещенного в зазоре гелия за промежуток времени  $dt$  составляют  $v \cdot dt$  и  $\delta \cdot L \cdot v \cdot dt$ . Соответствующая мощность теплоотвода гелием определяется выражением

$$\frac{dQ}{dt} = c_p \cdot \rho \cdot \Delta T \cdot \delta \cdot L \cdot v \quad (1)$$

и равна  $2.5 \cdot 10^{-8}$  Вт.

2. Трение в HeI при атмосферном давлении. Основной вклад в теплоотвод вносит процесс кипения жидкого гелия в зазоре, а удаление из него избыточного объема газовой фазы и поступление в зазор жидкого гелия происходят в результате действия на последний капиллярных сил. Выразив избыточное капиллярное давление в виде [6]  $\Delta p = (1/\delta) \cdot 2\sigma \cos \theta$  и обозначив через  $w$  скорость поступления жидкого гелия в зазор, определим  $w$  из уравнения Бернулли [7]

$$\Delta p = \rho \frac{w^2}{2} \quad (2)$$

## Характеристика моделей процесса теплопередачи в газообразный гелий

Характеристика процесса теплопередачи	Газообразный гелий	HeI	HeII
Преобладающий механизм теплопередачи в гелий	Изобарическое нагревание гелия	Кипение жидкого гелия	Скоррелированное движение сверхтекучей и нормальной компонент
Основное уравнение процесса теплопереноса	$c_p \cdot p \cdot \Delta T \cdot L \cdot V$	$2 \cdot \alpha \cdot p^{1/2} \cdot \delta^{1/2} \cdot (\sigma \times \times \cos \theta)^{1/2} \cdot L$	$\frac{\beta \cdot T \cdot (p \cdot s)^2 \cdot \Delta T}{\eta_H} \cdot \delta \cdot L$
Значение максимальной мощности теплоотвода в гелий, Вт	$2.5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^4$

Максимальную мощность отводимого тепла определим из условия, что поступающий в зазор в единицу времени жидкий гелий выкипает

$$\frac{dQ}{dt} = p \cdot \alpha \cdot \delta \cdot L \cdot w = 2 \cdot \alpha \cdot p^{1/2} \cdot \delta^{1/2} \cdot L (\sigma \cdot \cos \theta)^{1/2} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Вт.}$$

3. Трение в HeII при температуре 1.3 К. Механизм отвода тепла в HeII феноменален и обусловлен скоррелированным относительным движением сверхтекучей и нормальной компонент, причем тепло переносит лишь последняя [8].

Максимальная мощность теплоотвода определяется выражением [8]

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\beta \cdot T \cdot (p \cdot s)^2}{\eta_H} \frac{\Delta T}{\Delta z} \cdot \delta \cdot L \quad (3)$$

и составляет  $8 \cdot 10^4$  Вт.

Таким образом, трем рассмотренным случаям фрикционного взаимодействия ниобиевых образцов в сверхпроводящем состоянии отвечают три отличающихся на порядки уровня мощности теплоотвода, осуществляемого находящимся в зоне контакта гелием. Сами по себе приведенные оценки уровней теплоотвода (табл. 2) гелием мало о чем говорят, если не соотносить их с характеристиками фрикционного тепловыделения и теплоотвода в объем образцов в результате теплопроводности.

Оценим опять-таки по порядку величины параметры теплового состояния в зоне контакта образцов, используя понятие характерного времени релаксации [7].

Время релаксации  $\tau$  процесса теплопроводности в объем образца будем считать равным  $l^2/a$  [7], где  $l$  — характерный размер зоны трения образцов,  $a$  — коэффициент температуропроводности. Принимая в расчете  $l = 3 \cdot 10^{-5}$  м,  $a = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>·с, получим для ниобиевой пары значение  $\tau = 9 \cdot 10^{-4}$  с. Время релаксации процесса теплопередачи в гелий определим как отношение количества тепла  $q$ , выделяемого на поверхности фактического контакта двух трущихся тел, к мощности теплоотвода в гелий с указанной поверхности.

Используя подход работы [9], согласно которому  $q = E_{св} \cdot n$ , где  $E_{св}$  — энергия связи атомов тела,  $n$  — количество атомов в пределах площади фактического контакта, и принимая размер последней порядка  $10^{-4} \cdot L^2$  [10], получим для случая ниобиевой трибосистемы  $q \approx 10^{-7}$  Дж.

Для трех исследованных в работе предельных случаев соответствующие характерные времена составят  $\tau_1 = 10$  с,  $\tau_2 = 2 \cdot 10^{-4}$  с,  $\tau_3 = 1.2 \cdot 10^{-12}$  с. Сравнение времен  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\tau_3$  с временем релаксации дает возможность оценить соотношения мощностей теплопередачи в гелий и теплопроводности в объем образцов для каждого рассмотренного случая. Так, при трении в газообразном гелии  $\tau_1 > \tau$ , что соответствует преимущественному отводу выделяемого тепла в объем образца. Для HeI имеет место обратное соотношение мощностей, что следует из

условия  $\tau_2 < \tau$ . Наконец, для HeII соотношение времен ( $\tau_3 \ll \tau$ ) таково, что почти все выделяемое тепло отводится в гелий.

Полученные в работе результаты можно интерпретировать следующим образом. Тепло, выделяемое при трении образцов, распространяется в их объем и может привести к выходу из сверхпроводящего состояния их приповерхностных слоев, что в свою очередь инициирует нормальный ход процесса фрикционного взаимодействия. Соответственно отвод тепла гелием способствует сохранению сверхпроводящего состояния в зоне фрикционного контакта. Естественно, что даже при очень высоком уровне отвода тепла гелием будет иметь место переход отдельных малых участков зоны трения в нормальное состояние. В этом смысле изученные предельные случаи трения ниобия различаются лишь количественно: размерами и продолжительностью существования нормальных участков в контакте. Вместе с тем описанные эксперименты определенно показали, что данные количественные различия приводят к коренным качественным изменениям.

Таким образом, из рассмотренного ясно, что для проявления эффекта АТС необходимым и достаточным условием является требование  $T < T_c$ ,  $\tau < \tau'$ , где  $T$  и  $T_c$  — соответственно температура и критическая температура сверхпроводящего перехода образцов, а  $\tau$  и  $\tau'$  — времена релаксации процессов теплопередачи в гелий и теплопроводности в их объеме.

#### Список литературы

- [1] Духовской Е. А., Карапетян С. С., Морозов Ю. Г. и др. // ДАН СССР. 1977. Т. 235. № 2. С. 331—334.
- [2] Духовской Е. А., Зиненко С. А., Силин А. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1684—1686.
- [3] Духовской Е. А., Гладышев С. П., Зиненко С. А., Силин А. А. // Трение и износ. 1988. Т. 9. № 6. С. 1089—1094.
- [4] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1005 с.
- [5] Wilks J. The Properties of Liquid and Solid Helium. London: Oxford Univ. Press, 1967. 216 p.
- [6] Яворский В. М., Детлаф А. А. Справочник по физике. М.: Наука, 1985. 512 с.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. Ф. Теоретическая физика. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. Т. VI. 733 с.
- [8] Тилли Д. Р., Тилли Дж. Сверхтекучесть и сверхпроводимость. М.: Мир, 1977. 304 с.
- [9] Зиненко С. А., Карапетян С. С. // Трение и износ. 1982. Т. 3. № 1. С. 170—175.
- [10] Крагельский И. В., Добычин М. Н., Комбалов В. С. Основы расчетов на трение и износ. М.: Машиностроение, 1977. 526 с.

Поступило в Редакцию  
9 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
28 апреля 1989 г.