

$\langle 100 \rangle$ (см. рис.2). Аномальное поведение упругих модулей и их изменения при N-S-переходе (см. рис.1) коррелирует с низкотемпературным релаксационным резонансом на температурных зависимостях декремента колебаний, наблюдавшимся впервые Бауэром в [4] и подробно изученным нами в [5,6].

Место локализации этого резонанса на температурной оси изменяется как при изменении частоты ультразвука, так и при переходе образца из нормального в сверхпроводящее состояние. В [5,6] было показано, что релаксационный резонанс имеет дислокационную природу. В области низких температур движение дислокаций контролируется электронным трением, поэтому дислокационная составляющая модулей упругости металлов существенно зависит от состояния электронной подсистемы и должна испытывать весьма значительные изменения при N-S-переходе [7]. Для микроскопической интерпретации наблюдаемых аномалий привлечены представления о резонансном взаимодействии звуковых колебаний с низкоэнергетическими возбуждениями — кинками на дислокациях. Дислокационная составляющая имеет отрицательный знак и немонотонную зависимость от температуры, а максимум ее абсолютной величины при больших плотностях кинков (в быстро охлажденных образцах) может превышать термодинамическую составляющую, что и обеспечивает инверсию эффекта в области $T < 4$ К.

1. Л.С. Кан, Б.Г. Лазарев, А.И. Судовцов, ДАН СССР **69**, 173 (1949).
2. Б.Г. Лазарев, А.И. Судовцов, ДАН СССР **69**, 345 (1949).
3. Д. Шенберг, Сверхпроводимость, М.: Наука (1955), с. 75.
4. E.J. Kramer and C.L. Bauer, Phys. Rev. **163**, 407 (1967).
5. П.П. Паль-Валь, В.Д. Нацик, Л.Н. Паль-Валь, ФНТ **21**, 647 (1995).
6. В.Д. Нацик, П.П. Паль-Валь, ФНТ **23**, 1229 (1997).
7. М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик, УФН **111**, 655 (1973).



UA0800026

1.4. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ГОРЯЧЕЙ ЛИНИИ В He-II

*P.V. Vovk¹, И.Н. Адаменко¹, К.Е. Немченко¹, В.А. Слунко¹, D.H.S. Smith²,
C.D.H. Williams², A.F.G. Wyatt²*

¹Харьковский национальный университет;

²University of Exeter, EX4 4QL, U.K.

Как известно, релаксационные процессы в фононной системе сверхтекучего ^4He (He-II) определяются зависимостью энергии фонона ε от его импульса p , которая имеет вид:

$$\varepsilon = cp(1 + \psi_p), \quad (1)$$

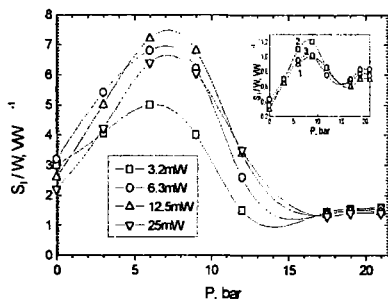
где c - скорость звука в He-II, а $\psi_p = \psi(p)$, функция, описывающая отклонение закона дисперсии (1) от линейной зависимости. Это отклонение является малым ($|\psi_p| \ll 1$), однако именно функция ψ_p определяет возможные релаксационные процессы в фононной системе He-II.

При $p < p_c$ отклонение $\psi_p > 0$ и дисперсия являются аномальными. При давлении насыщенного пара величина граничного импульса p_c дается равенством $sr_c/k_b = 10$ К. При аномальной дисперсии законы сохранения импульса разрешают процессы, в которых число фононов не сохраняется [1]. Самыми быстрыми из этих процессов являются трехфононные процессы (3_{pp}), когда один фонон распадается на три фонона, или два взаимодействующих фонона сливаются в один. При $p > p_c$ функция $\psi_p > 0$ (нормальная дисперсия). При нормальной дисперсии трехфононные процессы запрещены законами сохранения энергии и импульса. В этом случае самыми быстрыми релаксационными процессами для фононов с $p > p_c$ являются четырехфононные процессы (4_{pp}), когда в результате взаимодействия двух фононов в конечном состоянии получается тоже два фонона.

Согласно [1], в l-фононном импульсе, сформированном быстрыми 3_{pp} -процессами за счет медленных 4_{pp} -процессов с частотой ν_{4pp} , рождаются h-фононы, групповая скорость которых ($v_h \leq 189$ м/с) меньше скорости движения l-фононного импульса ($c = 238$ м/с). Разница в групповых скоростях и относительно слабая связь h-фононов с l-фононами ($\nu_{3pp} \gg \nu_{4pp}$) приводит к тому, что h-фононы уходят через заднюю стенку l-фононного импульса и формируют второй h-фононный импульс, который приходит на детектор вслед за l-фононным импульсом.

Недавно в [2] наблюдалось еще одно необычное явление в анизотропной фононной системе He-II. В этих экспериментах было зарегистрировано усиление l- и h-фононных сигналов, обусловленное взаимодействием двух фононных листов в области их пересечения. Это взаимодействие происходит при движении листов от нагревателя к детектору так, что угол между нормальными, проведенными к центрам поверхности листов, составляет угол α . Новообразование, возникающее в области пересечения листов, было названо «горячей линией» [2]. Величина усиления l- и h-фононных сигналов, а следовательно, и структура горячей линии зависят от угла α . При одних значениях α усиливаются как l-, так и h-фононные сигналы. При других значениях α усиливается только l-фононный сигнал. При относительно больших значениях α -сигналы l- и h-фононов не усиливались, что связывалось с отсутствием горячей линии в таких условиях. Описанную выше ситуацию можно плавно менять, если увеличивать давление в He-II. По мере повышения давления величина p_c монотонно уменьшается, достигая нулевого значения при давлении $P = 19$ бар. При $P > 19$ бар фононная дисперсия в He-II нормальная и, следовательно, при этом возможны только четырехфононные процессы. В связи с этим были проведены эксперименты, в которых исследовались зависимости амплитуд сигналов от одного фононного листа и двух взаимодействующих между собой листов при разных давлениях.

Два фоновых листа могут быть созданы посредством подачи короткого импульса тока на два идентичных нагревателя (хитора), помещенных в сверхтекучий гелий. Методика измерений и геометрия проведения эксперимента подробно описаны нами в [3]. На рисунке показана барическая зависимость I-фононного сигнала от горячей линии. На вставке к рисунку показана такая же зависимость для случая одного фонованного листа. Видно, что в обоих случаях I-фононный сигнал испытывает качественно схожее поведение. С ростом давления I-фононный сигнал увеличивается до максимума при 7.5 бар и затем спадает при более высоких давлениях, после чего снова испытывает возрастание в интервале давлений $P > 18$ бар. Однако сравнение случаев одного и двух фонованного листов показывает, что уменьшение сигнала при давлениях $P = 15$ бар существенно больше во втором случае (до величины сигнала сравнимой с его значением при $P = 0$), а возрастание I-фононного сигнала при максимальных давлениях фактически до величины, эквивалентной сумме от двух отдельных сигналов; наоборот, заметно меньше.



Представленные экспериментальные результаты позволяют понять физические причины и механизмы образования горячей линии. При движении одиночного импульса от нагревателя к детектору происходит его поперечное расширение в двух направлениях, отвечающих двум начальным границам импульса [4]. В результате этого расширения на болометр, размеры которого близки к размерам нагревателя, попадает только часть энергии импульса. При одновременном движении двух одинаковых импульсов от

нагревателя к детектору происходит их пересечение. При этом возможны две принципиально различные ситуации.

1. Если время взаимодействия импульсов в объеме их пересечения v_{cross}^{-1} меньше времени релаксации фононов v_{3pp}^{-1} , то фононы разных импульсов не успевают провзаимодействовать в области их пересечения. При этом горячая линия не образуется, поскольку импульсы проходят друг через друга не взаимодействуя, и эволюция во времени и пространстве каждого из них происходит независимо. Для возникновения такой ситуации достаточно либо большого угла α между нагревателями, либо большого давления. В этом случае амплитуда сигнала на болометре от двух одновременно инжектированных импульсов должна равняться сумме амплитуд сигналов от этих двух нагревателей, на которые импульсы тока подаются в разные моменты времени. Именно такой результат дали эксперименты, когда либо

угол между нагревателями был 46° [1], либо давление было равным 18 бар (см. рисунок).

2. Если время взаимодействия импульсов в объеме их пересечения v_{cross}^{-1} больше времени релаксации фононов v_{3pp}^{-1} , то фононы разных импульсов успевают провзаимодействовать друг с другом и создать в области пересечения импульсов горячую линию, которая перпендикулярна плоскости болометра. В этом случае энергия расширяющихся импульсов не уходит на бесконечность, а накапливается в области горячей линии и движется вдоль оси симметрии к болометру. В итоге амплитуда I-фононного сигнала всегда оказывается больше суммы амплитуд сигналов при независимом движении каждого импульса к болометру.

Таким образом, сравнение барических зависимостей отдельного фононного листа и двух взаимодействующих листов, подтверждает определяющую роль 3_{pp} -процессов рассеяния во взаимодействии фононных листов и формировании анизотропных фононных систем в целом.

1. I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, A.V. Zhukov, M.A.H. Tucker and A.F.G. Wyatt, Phys. Rev. Lett. 82, 1482 (1999).
2. R.V. Vovk, C.D.H. Williams and A.F.G. Wyatt, Phys. Rev. Lett. 91, 235302 (2003).
3. D.H.S. Smith, R.V. Vovk, C.D.H. Williams and A.F.G. Wyatt, Phys. Rev. B 72, 054506 (2005).
4. R. Vovk, C.D.H. Williams and A.F.G. Wyatt, Phys. Rev. B, 68, 134508 (2003).



UA0800027

1.5. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ДВУМЕРНЫХ ВИХРЕЙ МЕЗОСКОПИЧЕСКОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

А.Н. Артемов, С.В. Ямпольский
ДонФТИ НАН Украины

Состояния системы магнитных вихрей мезоскопических сверхпроводников в последние годы вызвали устойчивый интерес специалистов. Численно и аналитически изучались возможные конфигурации систем вихрей как при нулевой, так и при конечных температурах в магнитном поле различной интенсивности и для образцов различной геометрии. Влияние тепловых флуктуаций на состояния при этом не принималось во внимание. Такой подход оправдан в случае макроскопических сверхпроводников, для которых параметр Гинзбурга G_i очень мал. Однако, в случае образцов, размеры которых сравнимы с длиной когерентности ξ , тепловые флуктуации могут радикально влиять на конфигурации вихрей и на возможности их наблюдения.