
ПРО МОЖЛИВІСТЬ “СУХОГО” ТЕРТЯ У НАДПЛИННОМУ He⁴

М.Д. ТОМЧЕНКО

УДК 538.941
© 2011

Інститут теоретичної фізики НАН України ім. М.М. Боголюбова
(Вул. Метрологічна, 14b, Київ 03143; e-mail: mtomchenko@bitp.kiev.ua)

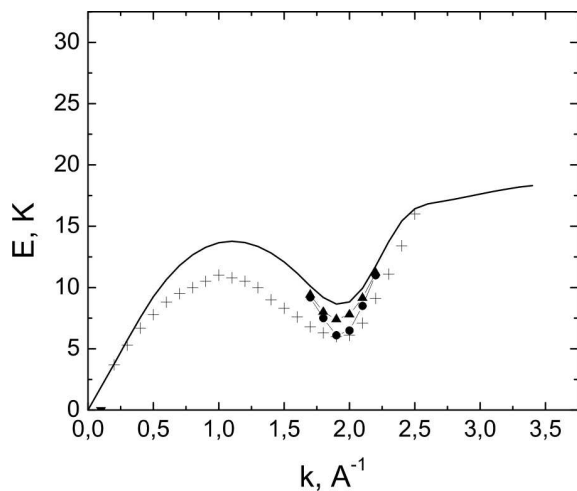
Запропоновано можливе мікроскопічне пояснення “виснаження” ρ_s гелію-II біля стінки при $T > T_c \simeq 0,5\text{--}1$ К та передбачено можливість існування у He II “сухого” тертя при $T \leq T_c$. Обидва ефекти пов'язані з тим, що енергія 2D-ротонів на 2 К менша за енергію 3D-ротонів, тому стінка є потенційною ямою для останніх.

За наявності змочування атоми гелію прилипають до стінки, але з огляду на $\text{rot}\mathbf{v}_s = 0$ швидкість \mathbf{v}_s не може неперервно зростати при віддаленні від стінки. З цього В.Л. Гінзбург зробив висновок [1], що поблизу стінки \mathbf{v}_s має розрив і тому в He II мусить бути “сухе” тертя. На експерименті, однак, таке тертя не було знайдено [2], з чого випливає [3], що на стінці $\rho_s = 0$. Пізніше це підтвердилось експериментально [4]. Наскільки відомо, мікроскопічна причина такого “виснаження” ρ_s не з'ясована. Крім того, у [2] температура гелію не вказана. Але якщо наднизькі температури не потрібні, то зазвичай експерименти з гелієм-II здійснюються при $T > 1,2$ К, що пов'язано з методикою охолодження. Нижче запропоновано прості мікроскопічні міркування, які пояснюють виснаження ρ_s на стінці та дозволяють передбачити “сухе” тертя при $T \lesssim 1$ К.

Оскільки за визначенням $\rho_s = \rho - \rho_n$, виснаження ρ_s на стінці зумовлено поведінкою або ρ , або ρ_n . Як відомо, ρ відображає густину атомів, а ρ_n — квазічастинок. Властивості ρ забезпечать $\rho_s = 0$ у двох випадках: 1) за рахунок $\rho = 0$, але точний нуль не може бути, адже стінка не є нескінченно високим енергетичним бар'єром, тому хвильова функція He II, а з нею і ρ , повинні бути відмінними від нуля; 2) внаслідок точної рівності $\rho = \rho_n$, проте ніщо не примушує атоми

так підлаштуватися, щоб саме на стінці виконувалось $\rho = \rho_n$. Можливий ще такий варіант: величина ρ дуже мала поблизу стінки, тоді й ρ_s мала, при цьому сухе тертя існує, але занадто мале для спостереження. Проте в цьому випадку ρ_s повинна бути близькою до нуля лише біля самої стінки, на відстані від неї не більше за середню міжатомну (бо ніщо не заважає атомам підійти так близько). Однак згідно з експериментом [4, 5] ρ_s близька до нуля на більших відстанях від стінки, приблизно у 2 атомних шари. З цього випливає, що рівність нулю ρ_s на стінці найімовірніше пов'язана з властивостями не ρ , а ρ_n . Тобто $\rho_s \rightarrow 0$ поблизу стінки внаслідок поведінки квазічастинок і не атомів: з певної причини на стінці встановлюється максимально можлива концентрація квазічастинок і реалізується умова λ -переходу — $\rho_s = 0$. Дослідимо цю можливість. На користь неї свідчить також те, що товщина шару гелію, для якого $\rho_s \approx 0$ (~ 2 атомних шари), приблизно збігається з ефективним радіусом ротона [6] ($\sim 1,5$ атомних шари).

Можливий такий простий механізм. З мікроскопічного розрахунку [7, 8] та експерименту [9] випливає, що енергія Δ_{2D} поверхневого (2D) ротона приблизно на 2 К менша за енергію об'ємного (3D) ротона. З дисперсійних кривих 2D- та 3D-ротонів (див. рисунок) видно, що поблизу стінки можливий процес (а) народження 3D-ротонам 2D-ротона та 3D-фонона і (б) обернений — злиття 2D-ротона з 3D-фононом з утворенням 3D-ротона. Можна вибрати довільну точку на 3D-кривій поблизу ротонного мінімуму, і провести з неї вправо та вліво дві прямі вниз під кутом до вертикалі, що дорівнює куту нахилу фононної гілки. Точки перетину цих прямих з 2D-кривою дають можливі стани 2D-ротона. А з'єднуючий вектор визначає необхідний 3D-фонон. При цьому можна задовольнити



Суцільна лінія – експериментальна дисперсійна крива (ДК) для об'ємних квазічастинок в He II; +++ – теоретична ДК для поверхневих квазічастинок [7, 8]; ●●● та △△△ – експериментальні ДК для поверхневих ротонів [9]

закони збереження енергії та імпульсу. Єдине обмеження в тому, що z -компонента імпульсу 3D-ротона повинна бути невеликою. Подвійний процес 2D-ротон \rightarrow 3D-ротон та обернений, а також потрібний процес 2D-ротон \rightarrow 3D-ротон + 3D-фонон і обернений заборонені законами збереження. Можливі ще четверті та вищі процеси, але їх імовірність мала.

Таким чином, серед процесів біля стінки за участі ротонів домінують два – (а) і (б). Кожний 3D-ротон, що підлітає до стінки, з певною імовірністю розпадається на 2D-ротон і 3D-фонон, в свою чергу, кожний 2D-ротон з певною імовірністю зливається з 3D-фононом та народжує 3D-ротон. Однак ці імовірності, очевидно, різні – перша визначається самим процесом, а друга пропорційна ще й концентрації 3D-фононів з імпульсом, що відповідає переходу. Якщо 3D-ротон може розпасти відразу, то 2D-ротону потрібно ще дочекатись появи поряд потрібного 3D-фонона, тому час другого процесу має бути більшим. Внаслідок цього, народження 2D-ротона повинно бути частішим за розпад. При $T \gtrsim 1$ К ротонів багато, і 3D-ротони, що підлітають до стінки, розпадатимуться на 3D-фонон і 2D-ротон, поки не буде досягнута максимально можлива концентрація останніх, так що на поверхні ρ_n зрівняється з ρ , а ρ_s обернеться на нуль. Саме це і спостерігається. При дуже малих $T \lesssim 0,1$ К число ротонів на багато порядків менше за число фононів. В цьому разі рівність $T = T_\lambda$ на стінці неможлива. Для доведення припустимо обернене: нехай на стінці концентрація 2D-ротонів максимальна і $T = T_\lambda$. Легко бачити, що в цьому разі для 2D-

ротонів домінував би процес (б), бо його імовірність пропорційна невеликим концентраціям 2D-ротонів та 3D-фононів, тоді як імовірність процесу (а) пропорційна концентрації 3D-ротонів, яка при $T \lesssim 0,1$ К є дуже малою. Процес (б) буде продовжуватись, поки концентрація 2D-ротонів не впаде до певної рівноважної, значення якої потрібно обчислювати. Проте і без обчислень ясно, що T стінки буде значно меншою за T_λ . Можна очікувати, що рівноважна концентрація 2D-ротонів має бути порядку концентрації 3D-ротонів, тобто дуже малою. А якщо врахувати, що при малих температурах визначальними є фонони з малою енергією, для яких дисперсійні криві 3D- та 2D-фононів (теоретична) [7, 8] збігаються, приходимо до висновку, що при об'ємній температурі $T_{3D} \lesssim 0,1$ К температура гелію на стінці має бути близькою, відповідно біля стінки $\rho_s \approx \rho$.

Критична температура T_c , за якої зникає виснаження ρ_s на стінці, імовірно, дещо менша за T переходу від переваги ротонів до переваги фононів і дорівнює $T_c \simeq 0,5\text{--}1$ К.

Відзначимо, що для наших висновків не обов'язково робити розрахунки. Достатньо знати, що процеси (а) та (б) йдуть з різною швидкістю, тому число 2D-ротонів буде або зменшуватись, поки T стінки не впаде до фононної $T \sim 1$ К, або зростати, поки на стінці не буде досягнуто максимальної концентрації 2D-ротонів з $T = T_\lambda$ та $\rho_s = 0$. Експеримент ($\rho_s = 0$ на стінці) показує, що реалізується друга можливість. Внаслідок того, що енергія 2D-ротонів на 2 К менша за енергію 3D-ротонів, стінка є потенційною ямою для останніх.

З цих міркувань випливає, що в перших шарах гелію поблизу стінки існує градієнт температури. З симетричної точки зору він можливий внаслідок порушення біля стінки ізоτροпії системи. Це порушення зумовлює і градієнт тиску біля стінки [4]. Зауважимо, що ще в 1941 р. П. Л. Капіца [10] спостерігав стрибок T у шарі гелію товщиною $\lesssim 0,01$ мм поблизу нагрівача, якщо на останній подавали потік тепла. Цей стрибок пояснено в [11], він пов'язаний з високою теплопровідністю гелію-II. Однак у розрахунках [11] не враховані поверхневі збудження гелію. Останні, згідно з зазначеними вище міркуваннями, викликають стрибок T у значно тоншому шарі – а саме, у кількох атомних шарах гелію біля стінки. Цей стрибок має іншу природу, він не потребує зовнішньої накачки тепла, і, незважаючи на наявність градієнта T , стан, як правило, є рівноважним і потік тепла відсутній. Внаслідок високої теплопровідності гелію рівновага встановлюється в першу чергу в об'ємному та

поверхневому гелію, а обмін тепла зі стінкою набагато повільніший. Але все ж слабкий обмін тепла між поверхневими збудженнями гелію та стінкою, очевидно, має бути. Тому повинен існувати малий стрибок T між об'ємними стінкою та гелієм, навіть за відсутності теплової накачки на стінку або гелій. Це можна перевірити на експерименті. При цьому потрібно врахувати, що такий стрибок T має бути як між нагрівачем та гелієм, так і між термометром та гелієм.

Важливо, що при $T \leq T_c$ маємо на стінці $\rho_s \neq 0$, тому повинно існувати “сухе” тертя [1], що можна перевірити у прямому досліді типу [2] або вимірюючи залежність ширини піка поверхневого ротона від температури [9] (при $T = T_c$ ширина має змінюватись стрибком). В експериментах з 3-звуком отримано [5], що довжина відновлення ρ_s зростає з T при $T \gtrsim 1$ К і стала при $T \lesssim 1$ К. Ці залежності не пояснені, наскільки нам відомо, і температура $T \approx 1$ К, за якої змінюється характер залежності, можливо, і є T_c .

Властивості вільної поверхні гелію дещо відрізняються від властивостей гелію поблизу стінки. Але відмінність енергій поверхневого та об'ємного ротонів пов'язана в першу чергу з геометричним фактором, тому і для вільної поверхні, напевне, має виконуватись $\Delta_{2D} \simeq \Delta_{3D} - 2$ К. Тоді наведені вище міркування зберігають силу, і при $T_{3D} \geq T_c$ на поверхні повинна відбуватись конденсація ротонів, внаслідок якої $\rho_s = 0$ та $T = T_\lambda$. Зважаючи на імовірну високу ($\simeq T_\lambda$) температуру поверхневого шару гелію, виникає питання про температуру вільних атомів He^4 над поверхнею He II . Для He II температура — це квазічастинки. Із законів збереження очевидно, що для атомів над поверхнею He II імовірність обміну енергією з квазічастинками He II є великою для об'ємних квазічастинок, і малою (але ненульовою) для поверхневих. Тому T парів гелію має бути більшою за температуру об'ємного He II на малу величину, яку потрібно обчислювати.

Вище наведено лише якісні міркування. Як нам здається, процеси у гелії-II поблизу стінки та вільної поверхні є цікавими і не зовсім тривіальними. Вони недостатньо зрозумілі та заслуговують на більшу увагу теоретиків і експериментаторів.

1. В.Л. Гинзбург, ЖЭТФ **29**, 254 (1955).
2. Г.А. Гамцемлидзе, ЖЭТФ **34**, 1434 (1958).

3. В.Л. Гинзбург, Л.П. Питаевский, ЖЭТФ **34**, 1240 (1958).
4. С. Паттерман, *Гидродинамика сверхтекучей жидкости* (Мир, Москва, 1978), Гл. 5.
5. J.H. Scholtz, E.O. McLean, and I. Rudnick, Phys. Rev. Lett. **32**, 147 (1974).
6. G.W. Rayfield and F. Reif, Phys. Rev. **136**, A1194 (1964).
7. V. Arajá and E. Krotscheck, Phys. Rev. B **67**, 184304 (2003).
8. V. Arajá and E. Krotscheck, J. Low Temp. Phys. **134**, 793 (2004).
9. O. Plantevin, B. Fak, H.R. Glyde *et al.*, Phys. Rev. B **63**, 224508 (2001).
10. П.Л. Капица, ЖЭТФ **11**, 1 (1941).
11. И.М. Халатников, ЖЭТФ **22**, 687 (1952).

Одержано 28.06.10

О ВОЗМОЖНОСТИ “СУХОГО” ТРЕНИЯ В СВЕРХТЕКУЧЕМ He^4

М.Д. Томченко

Резюме

Предложено возможное микроскопическое объяснение истощения ρ_s гелия-II у стенки при $T > T_c \simeq 0,5-1$ К и предсказана возможность существования в He-II “сухого” трения при $T \leq T_c$. Оба эффекта связаны с тем, что энергия 2D-ротонів на 2 К меньше энергии 3D-ротонів, поэтому стенка является потенциальной ямой для последних.

ON THE POSSIBILITY OF “DRY” FRICTION IN SUPERFLUID He^4

M.D. Tomchenko

Bogolyubov Institute for Theoretical Physics,
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(14b, Metrolohichna Str., Kyiv 03680, Ukraine;
e-mail: mtomchenko@bitp.kiev.ua)

Summary

A possible microscopic explanation for the exhaustion of ρ_s in helium-II at the wall at $T > T_c \simeq 0.5 \div 1$ K has been proposed, and a possibility for the “dry” friction to exist in He-II at $T \leq T_c$ has been predicted. Both effects are related to the fact that the energy of 2D-rotons is lower by 2 K than that of 3D-rotons, so that the wall is a potential well for the latter.