

Рис. 8. а — Относительное изменение скорости звука в SiO_2 , Ta , Nb и NbTi . б — Частотная зависимость перехода на плато в температурной кривой затухания звука

Таким образом, измерения, проведенные на аморфных сверхпроводниках при температурах много ниже критической температуры сверхпроводимости, показали, что их акустические свойства хорошо вписываются в рамки модели с туннелированием.

Как уже отмечалось, взаимодействие электронов проводимости и туннелирующей системы должно сильно усложнить эту задачу. Это было отмечено в статье Кагана и Прокофьева [4]. Но низкочастотные акустические свойства оказались аналогичными свойствам SiO_2 и поликристаллов. Даже изменение концентрации примеси от 10^{-4} до 10^{-6} в Ag мало влияло на скорость звука и затухание.

Однако при низких температурах $T < 10$ мК и частотах 400 Гц наблюдались расхождения с предсказаниями теории. Это — смещения максимума, зависящие от амплитуды акустической волны, и насыщение при низких температурах. Отметим, что смещение максимума с изменением интенсивности акустической волны противоположно тому, что можно было бы ожидать, исходя из предположения о нагревании образца. Влияние изменений интенсивности акустической волны наблюдалось, когда интенсивность была порядка энергии $k_B T$. Возможное объяснение этому эффекту — изменение заселенности туннелирующих состояний под действием фононов. Затухание ниже плато идет по линейному закону, а не, как ожидалось, $Q^{-1} \propto T^3$.

В результате исследования акустических свойств различных поликристаллических сверхпроводников и проводников выяснилось, что их поведение очень напоминает стекольное в широком интервале температур. Это просто количественное сходство или качественное?

Список литературы

1. Anderson P W, Halperin B I, Varma C M *Phil. Mag.* **25** 1 (1972)

2. Philips W A *JLTP* **7** 351 (1972)
3. Esquinazi P, Koenig R, Pobell F Z. *Phys. B* **87** 305 (1992)
4. Каган Ю М, Прокофьев Н В *ЖЭТФ* **97** 1698 (1990)

Перевод Д.В. Ефремова

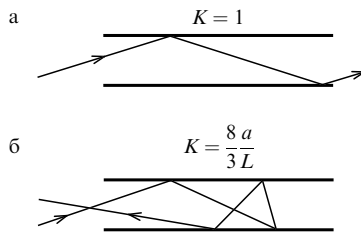
PASC numbers: 67.65, + z

Скачок Капицы на границе между сверхтекучим ^4He и газообразным атомарным водородом

Й.Т.М. Вальравен

Явление скачка Капицы, т.е. возникновение конечной разности температур между обладающим бесконечной теплопроводностью сверхтекучим гелием и твердым телом, или в более общем случае между двумя материалами с большой теплопроводностью, было экспериментально открыто П.Л. Капицей в 1941 г. [1] и объяснено с помощью теории акустического разбаланса И.М. Халатниковым в 1952 г. [2]. С этого времени понимание данного эффекта играет решающую роль во многих фундаментальных и прикладных задачах физики низких температур и криогенной техники.

Здесь речь пойдет о скачке Капицы между электронно-спин-поляризованным атомарным водородом H^{\uparrow} , находящемся в газообразном состоянии, и пленкой сверхтекучего ^4He , покрывающей стенки экспериментальной ячейки. Понимание природы и количественная оценка скачка Капицы в данной системе крайне важны для экспериментальной реализации температурных и плотностных параметров бозе-конденсации в атомарном водороде, т.е. для создания еще одной новой сверхтекучей бозе-системы.



а — Зеркальное отражение атомов водорода в тонком капилляре. б — Диффузное отражение атомов водорода

Как известно, температура бозе-конденсации в бозе-газе определяется следующей формулой:

$$k_B T_c = 3,31 \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{m},$$

где n — плотность системы. В результате $T_c = 0,1$ К при $n = 10^{19}$ см $^{-3}$. Поэтому для достижения бозе-конденсации необходимы низкие температуры или высокие плотности. В случае больших плотностей достижению области бозе-конденсации препятствует трехчастичная рекомбинация в объеме и на поверхности пленки. Теория этого явления была построена Ю.М. Каганом, Г.В. Шляпниковым и И.А. Вартамянцем [3]. Согласно этой теории, диполь-дипольное взаимодействие электронных спинов H^1 в случае тройных столкновений приводит к деполяризации атомарного водорода и, следовательно, к его рекомбинации с образованием молекул H_2 . Естественно, что скорости как объемной, так и поверхностной рекомбинаций пропорциональны n^3 и велики при больших плотностях. При меньших плотностях, но температурах T много меньше энергии связи $\varepsilon_0 \sim 1$ К водорода в поверхностной потенциальной яме доминирующим каналом является поверхностная трехчастичная рекомбинация. Ее скорость пропорциональна n_s^3 ,

$$n_s \sim \exp(\varepsilon_0/T) \overline{s(T, \theta)}$$

— поверхностная плотность, где s — коэффициент прилипания. Для того чтобы подавить и этот канал релаксации необходимо резко уменьшить объемную плотность H^1 . В этом случае для достижения бозе-конденсации необходимы очень низкие температуры. Их достижению препятствует скачок Капицы, приводящий к разогреву системы при взаимодействии частиц с поверхностью: $\dot{Q} = R_K \Delta T$, где ΔT — разность температур системы и стенки, \dot{Q} — поток тепла в единицу времени. На границе атомарного водорода и сверхтекучего гелия обратное теплосоппротивление Капицы определяется соотношением

$$R_K^{-1} \propto n \overline{v s(T, \theta)},$$

т.е. пропорционально средней тепловой скорости газа $\bar{v} \propto \sqrt{T}$ и коэффициенту прилипания $s(T, \theta)$. Таким образом, уменьшение коэффициента прилипания ведет к подавлению трехчастичной поверхностной рекомбинации, но в то же время к возрастанию разогрева системы. Отсюда следует, что знание температурной и угловой зависимости коэффициента прилипания весьма важно для реализации оптимальных параметров бозе-конденсации. Зависимость $s(T, \theta)$, согласно теории

Ю. М. Кагана и Г.В. Шляпникова, в основном определяется обратной длиной волны де Бройля и законами сохранения энергии и импульса при рассеянии. Отметим, что существует три возможных варианта взаимодействия атома водорода с поверхностью: чисто упругое, ведущее к зеркальному отражению, прямое неупругое взаимодействие с поверхностью с испусканием поверхностной волны (риплон), и, наконец, захват частицы в поверхностную потенциальную яму с испусканием риплона, а затем уход из ямы с подхватом риплона. Последний процесс приводит к чисто диффузному рассеянию и определяет коэффициент прилипания.

В серии опытов [4] исследовалась зависимость $s(T, \theta)$ в широком интервале температур и углов. В начальных опытах использовался тонкий длинный капилляр длиной L и диаметром a . На его концах создавалась разность давлений и изучался кнудсеновский режим ($l \gg a$) протекания в нем атомарного водорода. При этом измерялась вероятность прохождения частиц водорода через капилляр — так называемый фактор Клаузинга K (см. рисунок). При чисто зеркальном отражении вероятность прохождения равна единице ($K = 1$) и, следовательно, коэффициент прилипания равен нулю. При диффузном отражении

$$K = \frac{8a}{3L} \ll 1 \text{ и } s \rightarrow 1.$$

Эксперименты с тонким капилляром показали, что рассеяние в основном зеркально, а коэффициент прилипания линейно зависит от температуры и при актуальных температурах мал по сравнению с единицей. Этот результат был подтвержден и в более поздних "атомно-оптических" экспериментах с параболическим зеркалом, фокусирующим поток частиц. При этом менялось расстояние между зеркалом и приемным детектором. Когда детектор находился в фокусе, он измерял относительное число зеркально-отраженных частиц. Выводя детектор из фокуса, можно было измерить относительное число частиц, отраженных диффузно. Иными словами, можно было измерять угловую зависимость коэффициента отражения. Эти эксперименты показали, что 80 % частиц рассеивается зеркально, т.е. $s \leq 0,2$, что согласуется с предыдущими опытами с тонким капилляром.

В заключение еще раз подчеркнем, что более детальные измерения коэффициента прилипания $S(T, \theta)$ и теплосоппротивления Капицы R_K очень важны для попыток экспериментального достижения области температур, необходимых для бозе-конденсации в спин-поляризованном атомарном водороде.

Список литературы

1. Капица П.Л. *ЖЭТФ* **11** 1 (1941)
2. Халатников И.М. *ЖЭТФ* **22** 687 (1952)
3. Каган Ю.М., Вартамян И.А., Шляпников Г.В. *ЖЭТФ* **81** 1113 (1981)
4. Berkhout J.J., Wolters E.J., van Roijen R., Walraven J.T.M. *Phys. Rev. Lett.* **57** 2387 (1986)

Перевод М.Ю. Кагана