

532.132+539.128.53/55

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ ГЕЛИЯ-II

П. Л. Капица

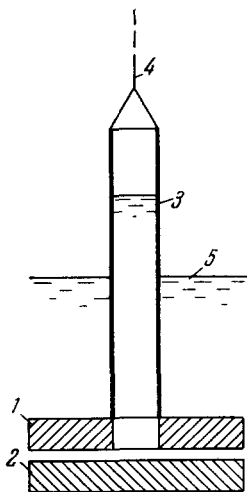
1. ВЯЗКОСТЬ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ НИЖЕ ТОЧКИ λ *)

Жидкий гелий при понижении давления, достигая температуры $2^{\circ},19$ К, переходит в другую модификацию, называемую гелий-II; она имеет ряд интересных свойств. Одно из самых замечательных было недавно открыто Кеезомом ¹. Оно заключается в том, что теплопроводность ее в три миллиона раз превышает теплопроводность обычной модификации, называемой гелий-I. Другие работы по изучению этой теплопроводности, произведенные Алленом, Пайерлсом и Уддином ², показали, что она отличается от обычной еще и тем, что зависит, например, от градиента температуры.

Для объяснения этих аномальных явлений мне казалось, что возможно сделать предположение, что эта теплопроводность не есть истинная, а происходит благодаря конвекционным потокам. Но для возникновения и существования этих конвекционных потоков необходимо, чтобы гелий-II обладал исключительно малой вязкостью. До сих пор известны только одни измерения вязкости гелия, произведенные в Торонто ³. При этих измерениях было найдено, что при переходе из модификации I в модификацию II происходит только незначительное уменьшение вязкости гелия. Так, вязкость ниже точки λ в 3 раза меньше, чем вязкость гелия при нормальном давлении ($4^{\circ},22$ К), и в 8 раз меньше вязкости перед λ -точкой перехода ($2^{\circ},40$ К). К сожалению, в этих измерениях не было выяснено.

*) Воспроизводится по ДАН СССР 28(1), 21 (1938).

являлось ли движение ламинарным, или турбулентным. Это важно знать, так как жидкий гелий является жидкостью с удельным весом $\rho = 0,15$, незначительно отличающимся от удельного веса обычной жидкости, в то время как его вязкость μ того же порядка, как и у газов. Этот факт делает кинематическую вязкость $\nu = \mu/\rho$ исключительно малой сравнительно со всеми известными жидкостями. Вследствие этого, если вязкость гелия изучается в обычных вискозиметрах, надо особенно внимательно следить, чтобы рейнولدсовское число не достигало больших значений, чтобы сохранить движение жидкости ламинарным. В особенности при том методе, который был выбран работниками в Торонто — наблюдения за погашением колебаний жидкости в аксиально-оксидирующем цилиндре, — рейнولدсовское число должно иметь исключительно малое значение, так как в такого рода движениях особенно легко возникает турбулентное состояние.



Подсчитывая условия эксперимента в Торонто, можно доказать, что эти условия совсем не были выполнены, и можно с уверенностью сказать, что результаты их относятся к вихревому движению, вследствие чего полученные величины для вязкости жидкого гелия не соответствуют истинным и могут быть во сколько угодно раз больше *).

Измерения вязкости жидкого гелия — трудная задача ввиду необходимости создания такого метода, в котором можно было бы сохранять ламинарное движение даже при малой кинематической вязкости гелия.

Мы разработали следующий метод, при котором можно мерить вязкость жидкостей с гораздо меньшей кинематической вязкостью, чем обычно. Схематически прибор показан на рисунке.

Вязкость измерялась по разности давлений жидкостей, текущих в очень узком щелевом зазоре, образуемом между двумя дисками 1 и 2. Эти диски были сделаны из оптически отшлифованного стекла, и расстояние между ними могло устанавливаться посредством прокладок из слюды. Внешний диаметр дисков был 3 см, а отверстие в верхнем диске было 1,5 см. Над этим отверстием ставилась трубка 3. Посредством ниточки 4 весь этот прибор мог опускаться и подниматься в жидком гелии, и уровень жидкости в трубке 3 мог быть установлен выше или ниже уровня жидкости 5 в окружающем дьюаре. Количество протекающей жидкости и давление столба измерялись катетометром.

Измерения дали с самого начала интересные результаты. Например, в случае, когда диски 1 и 2 были прижаты друг к другу без слюдяных прокладок, по интерференционным полосам можно было видеть, что образовавшаяся щель была порядка 0,5 μ ; тогда гелий-I протекал еще еле заметно: на протяжении нескольких минут наблюдения высота столбика в трубке 3 менялась лишь на долю миллиметра. В случае же гелия-II

*) Промер вязкости гелия-I показал, что в пределах от 4°,22 K до λ -точки (2°,19 K) она не зависит от температуры в пределах 5% и величина ее приблизительно равна $11 \cdot 10^{-6}$. Это дает экспериментальное подтверждение тому, что вязкость, полученная в Торонто, даже для гелия-I гораздо выше действительной. Температурная же зависимость ее, наблюдаемая в Торонто, по-видимому, объясняется увеличением плотности гелия по мере понижения температуры к точке λ ; увеличение плотности увеличивает турбулентность, производя кажущееся увеличение вязкости. (Примечание 20.XII 1937 г.)

наблюдалось сильное протекание и уровень выравнивался в течение нескольких секунд.

Из числовых данных измерений можно было заключить, что вязкость гелия модификации II по крайней мере в 1500 раз меньше, чем гелия модификации I при $4^{\circ},22\text{ K}$.

Экспериментальные данные также показывают, что в случае гелия-II разность давления на краях щели пропорциональна квадрату скорости течения гелия через щель, что показывает, что и в нашем случае движение потока гелия в щели было еще турбулентным. Но если мы все-таки вычислим вязкость, считая движение ламинарным, мы получим ее порядка 10^{-9} в абсолютных единицах, что, очевидно представляет собой верхний предел возможной вязкости, в то время как истинная вязкость может быть во сколько угодно раз меньше. Из этих данных мы можем установить также нижний предел для рейнольдсовского числа, которое получается равным 50 000. Это показывает, что турбулентное движение еще свободно могло происходить и в нашем тонком зазоре.

Мы теперь разрабатываем метод, при котором надеемся иметь возможность установить еще более низкий предел для вязкости гелия-II, но уже и те результаты, которые нами получены, кажутся достаточно значительными, так как жидкий гелий-II, имея вязкость 10^{-9} , уже обладает вязкостью по крайней мере в 10 000 раз меньшей, чем водород в газообразном состоянии при самой низкой температуре, при которой вязкость его имеет наименьшее значение. Как известно, вязкость газообразного водорода считалась наименьшей измеренной вязкостью, известной для какой-либо текучей среды. Мне кажется, что этого предела уже достаточно, чтобы по сравнению с явлением сверхпроводимости считать, что жидкий гелий ниже точки λ принимает особую модификацию, которую ввиду ее исключительно малой вязкости можно было бы назвать «сверхтекучей».

Как мы уже указывали, такой исключительной текучестью гелия-II, по-видимому, поддерживается то объяснение ненормальной теплопроводности жидкого гелия-II и тех аномалий, о которых говорилось в начале заметки. Очевидно, что турбулентное движение гелия-II, которое может в нем возникнуть благодаря всем техническим манипуляциям, которые с ним производят во время опыта, ввиду его большой текучести не будет гаситься даже в капиллярных трубках, которые употребляются для измерения теплопроводности. Такое вихревое движение, конечно, будет гораздо более действенное производить теплопередачу. При этой большой текучести гелия-II будут также легко возникать конвекционные потоки; величина их будет зависеть от разности температур, при которой измеряется теплопроводность. Таким образом, можно будет объяснить зависимость теплопроводности гелия от температурного градиента, наблюдаемую Алленом, Пайерлсом и Уддином.

Институт физических проблем
Академии наук СССР,
Москва

Поступило
4.XII 1937 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Physica* **3**, 359 (1936).
2. *Nature* **140**, 62 (1937).
3. *Burton*, *Nature* **135**, 265 (1935); *Wilhelm, Misener and Clark*, *Proc. Roy. Soc. A* **151**, 342 (1935).

2. ТЕПЛОПЕРЕНОС И СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ ГЕЛИЯ-II *)

С о д е р ж а н и е. Введение. 1. Постановка эксперимента. 2. Экспериментальные результаты. А. Измерение теплосодержания протекающего через щель гелия-II. Б. Изучение обратимости гидротермических процессов при протекании гелия через щель. 3. Сверхтекучесть гелия-II и критическая скорость. 4. Метод получения низких температур. 5. Заключение.

ВВЕДЕНИЕ

При изучении теплопроводности гелия-II в капиллярах нами было обнаружено существование противотока гелия ¹.

При этом было высказано предположение, что этот противоток состоит из гелия, который втекает по поверхности капилляров против температурного градиента и вытекает по средней его части. Предполагаемым существованием разности теплосодержания гелия в этих двух частях противотока могла быть объяснена большая теплопроводность гелия, которая впервые наблюдалась Кеезомом и мисс Кеезом в капиллярах ².

Далее, при этих опытах было обнаружено, что весьма значительная часть тепла переходит в энергию потока.

Количественная обработка результатов опыта указывала на возможность того, что переход тепла в кинетическую энергию потока происходит термодинамически обратимым образом (см. ¹, рис. 22). Обратимости этого процесса также было бы вполне естественно ожидать, так как источник потерь, которые могли бы вызвать необратимость такого процесса в жидкости, как вязкость и теплопроводность, в гелии-II практически отсутствуют.

Для дальнейшей проверки этих двух предположений и предпринята настоящая работа.

Как будет видно, она хорошо подтверждает факт обратимости термоконвекционных явлений в гелии-II и вследствие этого открывает принципиальную возможность разработать метод для получения низких температур, близких к абсолютному нулю.

Эксперименты также подтверждают, что действительно гелий-II в тонком слое протекает в другом энергетическом состоянии, которое можно описать количественно. Но, по-видимому, от предложенной элементарной картины противотока по поверхности и в центре придется отказаться. Хотя сам по себе процесс противотока и несомненен, но он не может быть описан такой простой моделью, возникающей из наших представлений о жидкости, а имеет, как это следует из теории, предложенной Л. Д. Ландау ³, совсем необычный характер, возможный только благодаря квантовому характеру явлений в гелии-II.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для экспериментального изучения возможной разности теплосодержания между гелием, текущим в тонком слое, и свободным гелием, было использовано следующее явление.

При наших экспериментах в капиллярах ¹ мы наблюдали, что, когда оканчивающаяся капилляром бульбочка с нагревателем погружалась в гелий-II, последний гораздо быстрее заполнял ее, если через нагреватель подводилось тепло. Это явление имело следующее естественное объяснение. Если втекающий в бульбочку через капилляр гелий имеет

*) Воспроизводится по ЖЭТФ 11 (6), 581 (1941). Опубликовано также на англ. языке в J. Phys (USSR) 5, 59 (1941).

меньшее теплосодержание, то, заполняя бульбочку, он ее охлаждает. При этом между наружным гелием и гелием в бульбочке возникает разность температур, которая вызывает термогидродинамические силы, мешающие втеканию гелия через капилляр. Если же производить нагревание гелия в бульбочке, то температурный градиент действует в обратном направлении и способствует втеканию. Следовательно, подводя в бульбочку столько тепла, чтобы при втекании не возникла разность температур между гелием в бульбочке и снаружи, можно измерить разность между теплосодержанием втекающего гелия и свободного. Чтобы осуществить количественные измерения теплосодержания втекающего в сосуд гелия, был построен прибор, изображенный на рис. 1.

В этом приборе втекание происходит не по капилляру, а по очень узкой щели, ширину которой можно изменять до величины, близкой к 10^{-5} см, т. е. значительно меньше, чем предполагаемая толщина поверхностного слоя гелия-II ($(5 \div 6) \cdot 10^{-5}$ см). Эта щель осуществлялась посредством двух оптически отшлифованных кварцевых дисков таким же путем, как и в вискозиметре, с помощью которого нами была обнаружена сверхтекучесть гелия⁴.

На рис. 1 эти кварцевые диски обозначены *a* и *b*; их диаметр 3 см; *a* — сплошной, *b* — имеет отверстие в 1 см. Диск *b* примазывается посредством тонкого слоя масла к отшлифованной кольцевой плоскости, окружающей отверстие бульбочки 1. Бульбочка окружена вакуумной оболочкой. В нижней части бульбочки размещены нагреватель 2 и бронзовый термометр 3. Щель

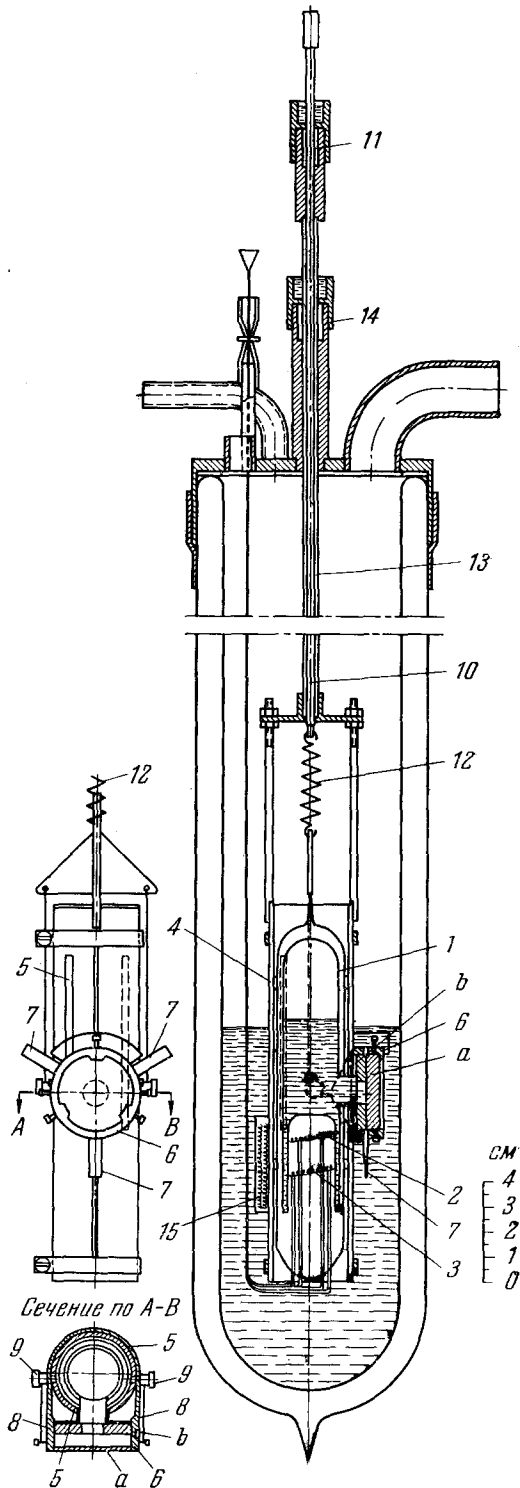


Рис. 1. Прибор с раздвижной щелью для изучения гидротермических свойств гелия-II.

помещена сбоку так, чтобы даже во время опыта, наблюдая интерференционные полосы, можно было определять величину щели и также устанавливать ее ширину по желанию посредством приспособления, которое будет описано дальше.

Весь прибор монтировался в медной трубке 4 с продольным целевидным окошечком 5, служащим для наблюдения уровня гелия в бульбочке. Латунная трубка служила не только защитой от теплоиспускания, но к ней прикреплялся также механизм для открывания щели. Наружный кварцевый диск закреплялся в латунную обойму 6, которая посредством трех пружин 7 отжималась от кварцевой пластинки *b*. Посредством двух тяг 8, перекинутых через два колесика 9, кварцевая пластинка *a* могла по желанию прижиматься или отпускаться от пластинки *b*. Управление тягами 8 производилось снаружи посредством стержня 10, проходящего через уплотнение 11. Соединение стержня с тягами производилось через пружину 12, натяжением которой и можно было регулировать величину щели между кварцевыми дисками. Весь прибор подвешивался на трубке 13 и мог опускаться и подниматься в гелиевом дьюаре. Для этого трубка проходила через уплотнение 14 в капке дьюара. Как видно из чертежа, стержень 10 проходил через трубку 13 и при передвижении всего прибора в дьюаре натяжения пружины 12 не менялись. Также посредством трубки 13 приборчики можно было поворачивать так, чтобы против незасеребренной полоски наружного дьюара можно было ставить либо наружную поверхность диска *a*, либо щель 5, через которую наблюдался уровень гелия в бульбочке. Освещение мениска гелия внутри бульбочки производилось через фильтр, поглощающий тепловое излучение источника света. Остальные детали понятны из чертежа.

Щель, получаемая между кварцевыми пластинками *a* и *b*, не была ровной. При наибольшем сжатии дисков картина интерференционных полос, наблюдаемая в монохроматическом свете ртутной дуги, показывала, что темное пятно обычно находится почти на самом крае внутреннего края щели; вокруг него концентрическими кругами располагались остальные линии. Это указывало, что от охлаждения кварцевые пластинки несколько коробились. В экспериментах с наиболее узкой щелью только одна интерференционная линия пересекала отверстие в диске *b*. Это указывало, что у отверстия щель изменялась почти от нуля до $2,6 \times 10^{-5}$ см (половина длины зеленой ртутной линии). Для вычисления принималась средняя величина щели, например, в указанном случае равная $1,3 \cdot 10^{-5}$ см.

Уменьшая натяжение пружины, ширину щели можно было увеличить до нескольких микрон.

Надо отметить, что прибор приходилось собирать очень тщательно. Некоторые опыты срывались из-за того, что между кварцевыми пластинками попадались посторонние частицы, и это мешало достигнуть необходимого сужения щели.

На медной трубке 4 помещали другой бронзово-фосфорный термометр 15, сделанный по возможности подобным 3, находившемуся внутри бульбочки 1. Как видно на чертеже, оба термометра располагались на одном уровне. Термометр 15 защищался от наружного нагрева металлическим экраном.

Посредством потенциометрической схемы разность потенциалов на этих термометрах балансировалась между собой. Это давало возможность точно мерить разность температур между гелием внутри и снаружи бульбочки, независимо от случайных изменений температуры в гелиевом дьюаре.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

А. Измерение теплосодержания протекающего через щель гелия-II

Опыты по изучению теплосодержания гелия, протекающего по тонкой щели между кварцевыми дисками, производились следующим образом.

Раздвигая пластинки *a* и *b*, можно было опорожнить бульбочку 1. Потом пластинки опять сдвигались и прибор погружался в жидкий гелий так, чтобы уровень гелия в дьюаре был выше верхнего края щели. Потом посредством катетометра и секундомера наблюдалась скорость подъема мениска гелия в бульбочке 1.

Измерения производились при различных величинах мощностей, подводимых к нагревателю 2. Обычно отсчет начинается тогда, когда уровень гелия внутри бульбочки был только на 2—3 мм выше уровня гелия в общем дьюаре, так что можно было свободно различать края обоих менисков; после этого отмечалось время, за которое гелию необходимо подняться еще миллиметра на два. Зная поперечное сечение бульбочки, можно было определить среднюю скорость течения гелия v см³/сек. Если сопротивление нагревателя *R* и нагревательный ток *I*, то подводимая мощность q кал/сек будет равняться $q = 0,239 I^2 R$.

В наших опытах ток *I* обычно был несколько миллиампер и сопротивление *R* константового нагревателя 2 около 70 ом.

Параллельно посредством бронзовых термометров 3 и 15 производилось измерение разности температур ΔT между наружным и внутренним гелием.

Экспериментальные результаты для ряда температур изображены на кривых рис. 2—4. Кривые, проведенные сплошной линией, относятся к объемной скорости втекающего гелия v см³/сек; кривые, нанесенные пунктиром, дают разности температур ΔT между гелием в бульбочке и снаружи. По оси абсцисс отложена подводимая мощность q в кал/сек. Соответствующие шкалы нанесены на осях ординат слева и справа.

Как видно из диаграммы, при отсутствии тока происходит медленное поднятие уровня в бульбочке. Оно, очевидно, происходит за счет проникающего в бульбочку тепла благодаря неполной теплоизоляции.

Далее, скорость втекающего гелия растет линейно с подводимой мощностью, но потом происходит задержка в росте скорости. При этом при мощностях, соответствующих линейной части кривой, никакой измеримой разности температур ΔT между наружным и внутренним гелием обнаружить не удастся — она значительно меньше 10^{-4} (1 мм отклонения гальванометра). Но потом почти внезапно ΔT начинает быстро расти. Почти одновременно линейная зависимость между количеством втекающего гелия и подводимой мощностью нарушается. По-видимому, это

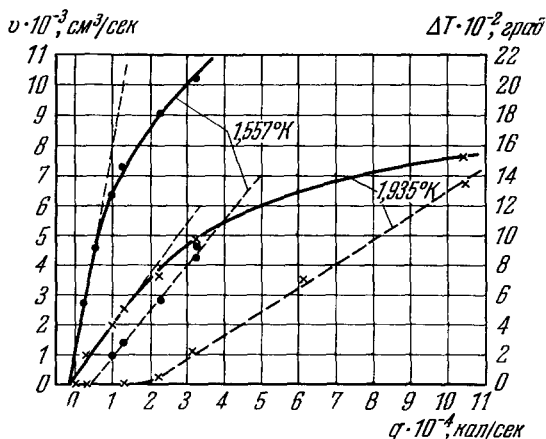


Рис. 2. Зависимости v (сплошная кривая) и ΔT (пунктирная кривая) от подводимого тепла q для гелия, протекающего через щель с $d = 0,14$ мм при температуре $1,557^\circ$ и $1,935^\circ$ К.

указывает на существование критической скорости, после которой втекание гелия происходит уже с потерями, т. е. необратимым образом. Порядок

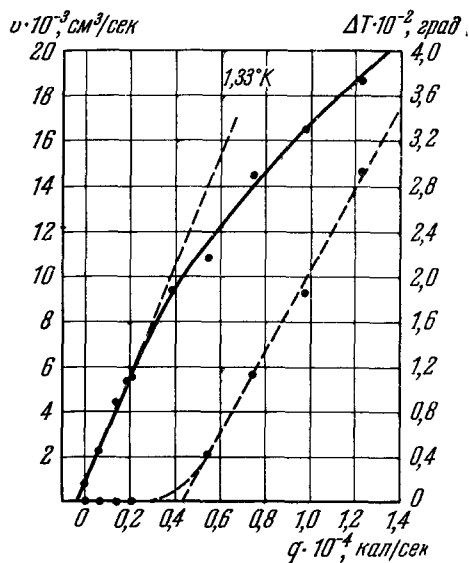


Рис. 3. Зависимости v (сплошная кривая) и ΔT (пунктирная кривая) от подводимого тепла q для гелия, протекающего через щель с $d = 0,25$ мм при температуре $1,33^\circ\text{K}$.

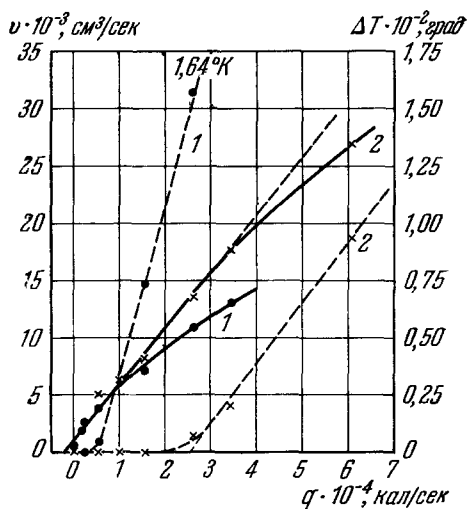


Рис. 4. Зависимости v (сплошная кривая) и ΔT (пунктирная кривая) от подводимого тепла q для гелия, протекающего при температуре $1,64^\circ\text{K}$.

Кривые 1 соответствуют ширине щели $d = 0,3$ мм, кривые 2 — $d = 3,0$ мм.

этой критической скорости, как мы увидим дальше, достигает 1 м/сек. Удельную разницу теплосодержания гелия, протекающего через капилляр, и свободного гелия мы обозначим через Q кал/г. Очевидно, она

Q , кал/г

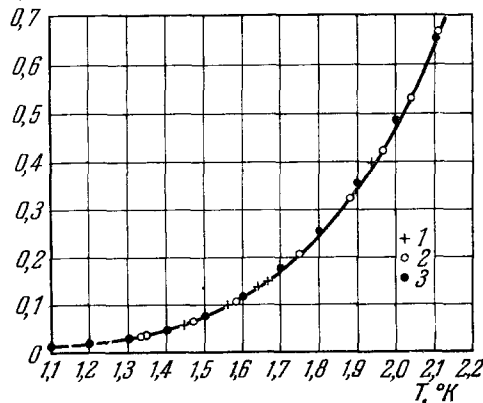


Рис. 5. Кривая зависимости теплосодержания Q , протекающего через щель гелия, от абсолютной температуры $T^\circ\text{K}$.

1 — Данные из эксперимента с протеканием; 2 — данные из экспериментов с измерением разности температур при различных напорах; 3 — данные, полученные из теории Л. Д. Ландау.

будет определяться наклоном кривой и будет равняться

$$Q = \frac{1}{\rho} \frac{dq}{dv} \quad (1)$$

при $\Delta T = 0$, где ρ — плотность жидкого гелия.

Мы вычисляем Q только из наклона начальной линейной части кривой, когда между гелием и бульбочкой и наружным гелием нет разности температур. Очевидно, что, когда появляется разность температур, тепло тратится не только на перенос гелия, но также и на дальнейшее его нагревание. Эти величины, вычисленные из измерений для ряда температур (от $1,33$ до $1,935^\circ\text{K}$), крестиками нанесены на диаграмму рис. 5. Как видно, получается плавная кривая, быстро возрастающая с повышением температуры.

Опыты показывают, что теплосодержание Q втекающего гелия не зависит в значительных пределах от толщины щели. Это видно, например,

из рис. 4, где нанесены результаты опытов, произведенных при температуре $1,64^\circ\text{K}$, но при двух различных толщинах щели: $3 \cdot 10^{-5}$ и $30 \cdot 10^{-5}$ см (кривые 1 и 2). Из диаграммы видно, что при увеличенной толщине щели начальные наклоны кривых в линейной части хорошо совпадают. Но появление разности температур и соответствующий загиб кривой возникает при более широкой щели при больших количествах гелия v , протекающего через щель.

Б. Изучение обратимости гидротермических процессов при протекании гелия через щель

Если протекающий через щель гелий-II имеет другое энергетическое состояние, чем свободный гелий, и мы его заставим течь через щель под воздействием давления, то, очевидно, должна возникнуть разность температур. В нашем приборе она легко наблюдаема и может быть измерена. Для этого нужно весь прибор опустить в гелий так, чтобы уровень его внутри бульбочки находился значительно ниже уровня свободной поверхности гелия в дьюаре. При этом возникает легко измеряемая термометрами 3 и 15 (рис. 1) разность температур ΔT . Если не подводить тепло к нагревателю, если щель достаточно узкая и приняты предосторожности против случайных теплопоток в бульбочку, то гелий чрезвычайно медленно заполняет в бульбочку. Возникающая при этих условиях разность температур держится совершенно постоянной и хорошо измерима.

Чтобы более точно измерить разность температур, опыт производился следующим образом. После того как сосудик опускался на известную глубину, возникавшая разность температур измерялась по разности потенциалов между термометрами 3 и 15 (см. рис. 1). Далее, для контроля щель открывалась и сосудик наполнялся гелием. Опять измерялась разность потенциалов, которая могла возникнуть благодаря случайному нарушению начальной компенсации и двух термометров, и вводилась соответствующая поправка.

На рис. 6 нанесена возникающая разность температур ΔT по оси ординат как функция давления, выраженного столбом давящего гелия, равного по величине h разности уровней между мениском в бульбочке и свободной поверхности гелия в дьюаре. Кривые получены для различных температур, указанных на диаграмме. Как видно, получается хорошая прямолинейная зависимость между ΔT и давлением h , причем чем ниже температура гелия-II, тем возникающая разность температур больше.

Опыт показывает также, что если уровень гелия в бульбочке выше, чем в наружном дьюаре, то происходит повышение температуры в бульбочке, т. е. явление меняет знак.

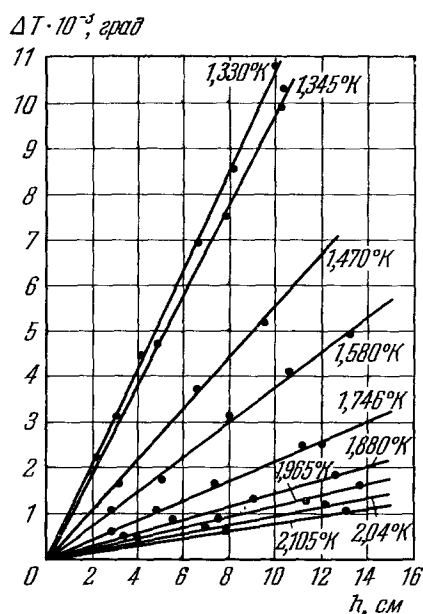


Рис. 6. Зависимость разности температур ΔT от напора столба гелия h . Соответствующая указанным температурам толщина щели d указана в таблице (стр. 490).

$T, ^\circ\text{K}$	2,105	2,04	1,965	1,880	1,740	1,580	1,470	1,345	1,33
$Q, \frac{\text{кал}}{\text{г}}$	0,67	0,535	0,43	0,33	0,205	0,107	0,064	0,035	0,032
$d, \text{мк}$	0,14	0,14	3,2	3,2	3,2	0,14	3,2	3,2	0,25

Если тепловые процессы при протекании гелия через щель происходят термодинамически обратимым образом, то, как можно показать из совсем элементарных соображений, между величиной ΔT и h (напором) существует простая связь.

В самом деле, если через щель под давлением p протекает малый объем гелия dv , то совершается работа $p dv$, при этом перенесено количество тепла $pQ dv$ от температуры T до температуры $T - \Delta T$. Если процесс обратим, при малом значении ΔT для переноса тепла, согласно второму началу термодинамики, следует затратить работу

$$A\rho Q \frac{\Delta T}{T} dv,$$

где A — механический эквивалент тепла.

Отсюда, приравнявая этой работе $p dv$, получаем

$$p = A\rho Q \frac{\Delta T}{T}. \quad (2)$$

Если из этого выражения, пользуясь нашими экспериментальными данными, по кривым рис. 6 определить Q и если гидротермические процессы в гелии-III действительно термодинамически обратимы, мы должны получить величины, равные тем, которые были получены из опытов по втеканию, согласно выражению (1). Таким образом, в случае обратимости процесса мы имеем другой независимый метод получения величины Q .

Из кривой на рис. 6 величины Q были вычислены для ряда температур, причем принималось во внимание, что

$$p = g\rho h + \left(\frac{dp}{dT} \right)_T \Delta T.$$

Первая часть напора обуславливалась гидростатическим давлением с ускорением силы тяжести g , а вторая — разностью упругости пара над гелием в бульбочке и в свободном гелии. Коэффициент dp/dT , возникающий благодаря разности температур ΔT , определялся из кривой зависимости упругости пара P над гелием как функции температуры. Второй член обычно составлял не более 10% первого и являлся, следовательно, лишь поправкой.

Вычисленные величины Q нанесены кружками на диаграмму рис. 5. Как видно, они очень хорошо лежат на той же кривой, что и величины, полученные из опытов по измерению переноса тепла при втекании (отмечены крестиками).

Определение Q по разности температур, по-видимому, является более точным методом, так как входящие в выражение (2) величины проще поддаются измерению. Полученные результаты мы тоже приводили в виде таблицы, в которой также дается средняя ширина щели d в микронах,

при которой производилось измерение. Они показывают, что, как и в предыдущем случае, полученная величина Q не зависит в широком пределе от ширины щели, но наблюдается, что при более широкой щели происходит более быстрое протекание гелия в бульбочку при том же напоре.

Таким образом, эти результаты подтверждают, что термогидродинамические явления в гелии протекают термодинамически обратимо.

3. СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ ГЕЛИЯ-II И КРИТИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ

Как мы уже указывали, обратимость термогидродинамических процессов в гелии-II является следствием того, что источники таких потерь, как вязкость и теплопроводность, при протекании через узкую щель у гелия-II отсутствуют. Поэтому обратимость можно рассматривать как одно из доказательств сверхтекучего состояния гелия.

Но изложенные опыты еще дают экспериментальную возможность более убедительно показать, что предел для возможности вязкости при движении через узкие капилляры гелия-II гораздо ниже того, которое мне удалось установить в своих первоначальных опытах⁴, а также установлено последующими исследователями^{5, 6}.

Благодаря особым термодинамическим свойствам гелия-II его протекание через узкий капилляр сопряжено с явлениями, не присущими обычным жидкостям. Когда гелий-II протекает под гидравлическим напором через щель или капилляр, на него, кроме обычного гидравлического напора $g\rho h$, может действовать, согласно выражению (2), еще напор, возникающий благодаря разности температур.

Таким образом, напор, под которым втекает гелий, будет всегда равен

$$\Pi = g\rho h + A\rho Q \frac{\Delta T}{T}. \quad (3)$$

Во всех произведенных до сих пор экспериментах по изучению вязкости гелия, протекающего через узкие каналы, учитывался только гидродинамический напор, но не принималось предосторожностей, чтобы температура втекающего гелия не отличалась от температуры среды, куда он втекал. Такая разность температур могла возникать не только по разным случайным обстоятельствам эксперимента, но также благодаря тому, что при обычной постановке опытов в месте втекания гелия образуется тепло и созданная им термогидродинамическая сила мешает течению гелия. Появление таких тепловых эффектов при вытекании гелия было экспериментально обнаружено Донтом и Мендельсоном⁷.

Из выражения (3) можно показать, что достаточно уже не учесть совсем маленькую разность ΔT , чтобы совершенно исказить гидродинамическое толкование эксперимента. Поэтому правильным методом определения напора Π будет только тот, при котором будут учтены оба эти члена в выражении (3).

На практике оказывается, что гораздо проще создавать напор не гидравлическим путем, а разностью температур. Это как раз и происходило в наших экспериментах по втеканию гелия, когда уровень гелия по обе стороны от щели держался одинаковым и втекание происходило благодаря нагреву. Тогда напор определялся только вторым членом выражения (3) по возникающей разности температур. Пользуясь этим, и можно определить более точно предел безвязкостного течения гелия.

При протекании гелия через щель, если его рассматривать как жидкость с вязкостью η из классических соотношений для ламинарного течения через концентрическую щель, какая имела место в нашем

приборе, для вязкости мы имеем следующее выражение:

$$\eta = \frac{\pi}{6} \ln \left(\frac{r_1}{r_2} \right) \frac{d^3}{v} \Pi \text{ пуаз}, \quad (4)$$

где r_2 — наружный радиус диска b , r_1 — радиус отверстия, d — толщина щели.

Если напор создается только разностью температур, имеем

$$\eta = \frac{\pi}{6} \ln \left(\frac{r_1}{r_2} \right) \frac{d^3}{v} A \rho Q \frac{\Delta T}{T}. \quad (5)$$

Подставляя в эти выражения, например, численные результаты, полученные из наших опытов для температуры $T^\circ = 1,33^\circ \text{K}$ (см. рис. 3), когда при щели $d = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ для скорости втекания $v = 5,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3/\text{сек}$ разность температур ΔT не превышала $0,5 \cdot 10^{-4}$, получаем из выражения (5) $\eta < 10^{-11} \text{ пуаз}$. Это примерно в 100 раз меньше того предела, который был найден в первоначальных экспериментах ⁴ с таким же вискозиметром, но при учете только гидродинамического напора.

Как мы уже указывали, после определенной скорости разность температур начинает быстро расти и объем втекающего гелия, по-видимому, больше уже не пропорционален количеству тепла, явление теряет свою обратимость и появляются потери. Точно определить скорость в щели, при которой происходит это явление, трудно, так как, во-первых, как уже говорилось, ширина самой щели неодинакова и, во-вторых, как видно из рис. 2, 3 и 4, явление не имеет резкого характера. Поэтому это явление можно описать численно только приближенно. Как видно из кривых на рис. 2—4, температура начинает расти с некоторого количества подведенного тепла линейно. Экстраполируя этот линейный ход температуры до пересечения с осью абсцисс, мы находим соответствующую скорость, которую и будем считать критической. Если взять среднее значение для толщины щели, то таким образом проведенные вычисления указывают, что чем уже щель, тем выше та критическая скорость, при которой нарушается обратимость процесса. Так, из кривой рис. 4, снятой при одной и той же температуре $1,64^\circ \text{K}$, при ширине щели 3 мк она была 14 см/сек , а при щели 0,3 мк она достигала 40 см/сек . Большой зависимости критической скорости при той же ширине щели от температуры не наблюдается. Например, из кривых рис. 2 мы находим, что при щели 0,14 мк и температуре $1,935^\circ \text{K}$ критическая скорость равна 80 см/сек , а при температуре $1,557^\circ \text{K}$ она поднимается до 110 см/сек . Как видно, при более низкой температуре есть склонность критической скорости к повышению. Возникновение разности температур и, следовательно, потерь при протекании гелия после достижения определенной скорости еще не указывает, что появляется вязкостное движение гелия в самом капилляре. Нам кажется, что это явление больше связано с различными концевыми эффектами у краев щели. В самом деле, кинетическая энергия гелия при его течении в щели при получаемых скоростях уже довольно значительна, и если, например, при вытекании из щели она теряется, то это необходимо вызывает необратимые потери. В связи с этим интересен результат Аллена и Мейсснера ⁵, которые нашли, что сопротивление протеканию гелия через капилляры мало зависит от их длины; это также указывает, что сопротивление определяется необратимостью концевых эффектов.

Более тщательное изучение этого явления связано с большими техническими трудностями, вызванными необходимостью иметь очень тонкие щели более правильной геометрической формы, но полученные данные еще раз подчеркивают совсем исключительную текучесть гелия, способного без потерь течь со скоростью, превышающей 1 м/сек , через щель шириною $1,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$.

4. МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Обратимость термогидродинамических процессов в гелии-II дает исследователю надежду получить мощный метод для получения очень низких температур. В самом деле, даже в тех экспериментах, которые мы сейчас описываем, продавливанием гелия через узкую щель при температуре $1,33^{\circ}\text{K}$, как видно из рис. 6, мы получаем уже при напоре около 10 см понижение температуры более чем на $0,01^{\circ}$. Если же построить специальную аппаратуру, где гелий будет продавливаться под большим давлением через очень узкие каналы, то можно получить значительно большее понижение температур. Мы сейчас находимся на первоначальной стадии разработки такого метода получения низких температур и, производя эксперименты с продавливанием посредством специально построенного насоса гелия-II через пористые фильтры, получаем понижение температуры на $0,4\text{--}0,35^{\circ}$. Пока технические затруднения, которые стоят на нашем пути для получения еще большего понижения температуры, не представляются нам непреодолимыми. Уже достигнутые нами сейчас результаты позволяют надеяться, что, включая, например, построенные нами аппараты каскадом, мы сможем получать исключительно низкие температуры.

Так как пока нет никаких экспериментальных и теоретических оснований предполагать, что гелий меняет свои термогидродинамические свойства с приближением к абсолютному нулю, этот метод получения низких температур, в отличие от метода магнитного, а priori будет позволять нам приблизиться сколь угодно близко к абсолютному нулю. Если не откроется никаких новых, непредвиденных свойств гелия-II, мы будем ограничены в приближении к абсолютному нулю только техническими трудностями, которые окажутся на пути осуществления этого метода.

Экспериментально этот метод понижения температуры сейчас нами разрабатывается.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, описанные эксперименты подтверждают наше предположение о том, что в гелии-II при протекании через узкие каналы термогидродинамические процессы происходят обратимо и, по-видимому, это возможно только благодаря отсутствию вязкости и очень малой обычной теплопроводности гелия-II. Но картина движения гелия в той простой элементарной форме, которая была высказана в моей работе¹, как движение по поверхности гелия в другом энергетическом состоянии благодаря силам от стенок, не подтверждается. В самом деле, если бы наше предположение было правильным, все наблюдаемые эффекты и сама величина теплосодержания гелия-II, протекающего через щель, зависела бы от ее толщины. Как мы видим, например, из кривых на рис. 4, снятых для щелей, отличающихся в 10 раз, Q , вычисленное согласно выражению (2), остается одним и тем же. Таким образом, величину Q надо рассматривать как свойство гелия, протекающего через узкую щель.

Как следует из общих термодинамических соображений, обратимость протекания гелия через щель возможна только в том случае, если протекающий гелий имеет энтропию, равную нулю. Возможность квантового характера явлений в гелии-II уже неоднократно указывалась. На возможность такого явления уже указывали Тисса⁸ и Лондон⁹, но до сих пор оно не получило теоретического обоснования. В своей последней работе

7 УФН, т. 93, вып. 3

Л. Д. Ландау³ дает квантовое объяснение сверхтекучести гелия, которое приводит к численной возможности проверки теории. Согласно этой теории гелий-II, так же как это наблюдается, протекая через узкую щель, не переносит с собой энтропии и полученная нами величина Q поэтому равна

$$Q = TS, \quad (6)$$

где S — энтропия гелия-II.

Проф. Л. Д. Ландау любезно сообщил мне вычисленные на основе его теории и данных для теплоемкости гелия, полученных Кеезом и мисс Кеезом¹⁰, значения Q для ряда температур. Они нанесены на кривой рис. 5 точками. Это третий независимый метод определения величины Q , и, как видно, в пределах экспериментальной ошибки результаты, полученные всеми тремя методами, хорошо совпадают.

Прогиб потока гелия-II при теплопроводности гелия в капиллярах получает с квантовой точки зрения другое толкование, так как открывается возможность встречного движения гелия-II, находящегося в двух квантовых состояниях. Такая необычная картина, вытекающая из гидродинамики квантовой жидкости — гелия-II, данная теорией Ландау, открывает ряд возможностей для истолкования уже известных особенностей поведения гелия-II и для ее дальнейшей экспериментальной проверки. Она ведет также к пересмотру толкований действия струи, вырывающейся из капилляра, разобранного мною на основании обычной гидродинамики¹.

Как следует из квантовой гидродинамики гелия-II, давление струи гелия из капилляра не определяется движением всего гелия, а только его части. Поэтому количественные выводы¹ формулы (6), связанные с интерпретацией этого уравнения, надлежит пересмотреть и сверить полученные результаты с предсказаниями теории.

В случае подтверждения теории явление давления струи из капилляра на крылышко может, как это указывалось, стать не только очень чувствительным, но и количественным методом для измерений малых тепловых явлений.

Опыты по дальнейшему изучению квантовой гидродинамики гелия продолжаются.

В заключение приношу свою искреннюю благодарность моему ассистенту С. И. Филимонову за налаживание аппаратуры к этим экспериментам и помощь, оказанную во время экспериментальной работы.

Москва,
Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
15 мая 1941 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Л. Капица, ЖЭТФ 11, 1 (1941); J. Phys. (USSR) 4, 177 (1941).
2. W. N. Keesom and miss A. Keesom, Physica 3, 359 (1939).
3. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 11 (6), 592 (1941) (см. стр. 495 этого выпуска УФН. — *Ред.*).
4. П. Л. Капица, ДАН СССР 18 (1), 28 (1938); Nature 141, 74 (1937).
5. J. F. Allen and A. D. Misener, Proc. Roy. Soc. A172, 467 (1939).
6. W. F. Giauque, J. W. Stout and R. E. Barieau, Phys. Rev. 54, 147 (1938); J. Amer. Chem. Soc. 161, 654 (1939).
7. J. G. Daunt and K. Mendelssohn, Nature 143, 714 (1939).
8. J. W. Tisza, Nature 141, 913 (1938); Compt. Rend. 207, 1035; 1186 (1938).
9. H. London, Proc. Roy. Soc. A171, 484 (1939).
10. W. N. Keesom and miss A. Keesom, Physica 2, 557 (1935).