

ЭТОРОЙ ЗЕМКИ З ГЕОДИ-2

ДИССЕРТАЦИЯ

З.П.ПЕТКОВА на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук.

2-Р92

Ин-т физических проблем
БИБЛИОТЕКА
Академии Наук СССР

Москва
Институт Физических Проблем Академии Наук С.С.С.Р.

-3-
1946г.

О ГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение _____ стр. 1
2. Соотношение между изречениями и условиями изучения и измерения второго звука _____ стр. 25
3. Первоначальные опыты _____ стр. 41
4. Измерение скорости второго звука _____ стр. 44
5. Изучение свойств второго звука _____ стр. 56
6. Обсуждение результатов и выводы _____ стр. 65
7. Список цитированной литературы _____ стр. 73
8. Список примененных обозначений _____ стр. 75
9. Список иллюстраций к диссертации _____ стр. 77

—3—3—3—3—3—3—

ВТОРОЙ ЗВЕЗДА В ГЕЛИИ-2

1. ВВЕДЕНИЕ.

Гелий является единственным веществом, оставшимся в жидком состоянии вплоть до абсолютного нуля. Естественно, что он обладает, при этом, рядом совершенно необычайных свойств.

Оказалось при атмосферном давлении $4,2^{\circ}\text{К}$, гелий, при дальнейшем охлаждении, испытывает при $2,19^{\circ}\text{К}$ в давлении восыденных паров, в так называемой λ -точке, переход второго рода, т.е. фазовое превращение без выделения скрытой теплоты и скачка плотности.

Жидкий гелий при температурах выше λ -точки называется гелием-1. По своим свойствам он мало отличается от остальных жидкостей. Наоборот, гелий-2, существующий ниже λ -точки, обладает рядом свойств, управляемых специальными квантовыми закономерностями и присущих только ему одному.

Необычные свойства гелия привлекли к себе внимание целого ряда ученых.

Кеэсон и мисс Кеэсон /1/ обнаружили исключительно высокую теплопередачу в гелии-2 в напылениях. Они назвали это явление сверхтеплопроводность гелия-2.

Однако, Напица /2/ /3/ /4/ своих подробных и тщательных экспериментов не доказал, что закона теплопроводности, т.е. диффузного распространения тепла не применима к гелию. Далее он показал, что гелий является не сверхтеплопроводной,

а сверхтекучей жидкостью, что открывало сверхтекучесть является основным свойством гелия-2. Высокая же теплопередача в гелии-2 обуславливается сверхжесткою своеобразностью, не свойственными другим жидкостям, конвекционными потоками.

Пытаясь теоретически объяснить необычайные свойства гелия-2 Лондон /5/ и Тисса /7/ рассматривали его как газ, подчиняющийся статистике Бозе-Эйнштейна и состоящий из смеси атомов, находящихся в возбужденном состоянии и обладающих обычной вязкостью, и атомов, находящихся в возбужденном состоянии с кулевидной энергией и обладающих способностью сверхтекучести.

Теоретические построения Лондона и Тисса представляются весьма искусственно и малоубедительными и, как мы увидим в дальнейшем, приводят к численно, а иногда и качественно, неправильным результатам. Однако, довольно подробные работы Тисса /7/ /8/ /9/ /10/, выяснившие свойства такого Бозе-Эйнштейновского газа, позволяют качественно правильно понять некоторые явления, происходящие в реальном гелии-2, например теплопередачу, сверхтекучесть и вязкие свойства, эффект контактирования и ряда других.

В своей работе Тисса /7/ /9/ предсказал также существование второго звука, который он называет температурными волнами, правильно понимая тепловой характер его колебаний. К сожалению, последние работы Тисса /7/ /8/ /9/ /10/ до недавнего времени не были известны в Институте.

После работы Калици, Ландau /11/ /12/, исследуя
явление сверхтекучести с точки зрения квантовой механики,
разработал теорию единственной квантовой жидкости - Гейд-з.

Теория Ландau не только обосновывает основные эксперименты
Калици, Кевэона и ряда других авторов, но и позволяет пред-
сказать существование второго звука.

Решая полную задачу о распространении звука в Гейд-з.,
Ландau, вместо уравнений для звука и обычных быстро зату-
хающих тепловых волн, получил два волновых уравнения. Их
соответствуют две различные скорости распространения. Одна
скорость соответствует обычному звуку (по измерению Скайдлс
и др./13/ она имеет порядок 240 м/сек. / Результаты их измере-
ний приведены на синке № 1), а другая, существенно зависи-
щая от температуры при 1.33°К, составляет около 25 м/сек.
и соответствует второму звуку.

Из работ Ландau не был ясен тепловой характер второго
звука, поэтому в Институте Физических Проблем Нальчикова и
Соколова была предпринята попытка обнаружить второй звук
по биениям в стоячих волнах, излучаемых колеблющимся пьезо-
кварцем. Однако, она окончилась неудачей.

Выяснил причину негативного результата опыта по об-
наружению второго звука, Лишин /14/ вычислил, что интенсив-
ность второго звука, излучаемого колеблющейся пластинкой,
в миллиях раз меньше интенсивности одновременно излучаемого
обычного звука. В тоже время, при подложках из различных усло-
вий, в излучении колеблющейся сферы, пластинка совершающей

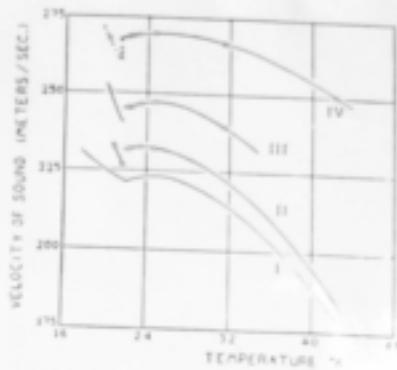


Fig. 6.29. The velocity of sound in liquid helium under various pressures.

I vapour pressure, III 2.47 atm,
II 1 atm, IV 5.55 atm.

Снимок № 1 Скорость звука в жидким гелии по измерениям Финдлея и других.

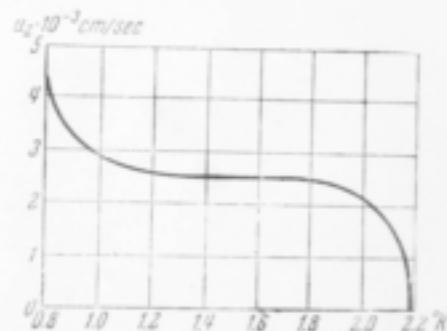


Fig. 1

Снимок № 2 Кривая температурной зависимости скорости второго звука в гелии-2 по вычислениям Лифшица.

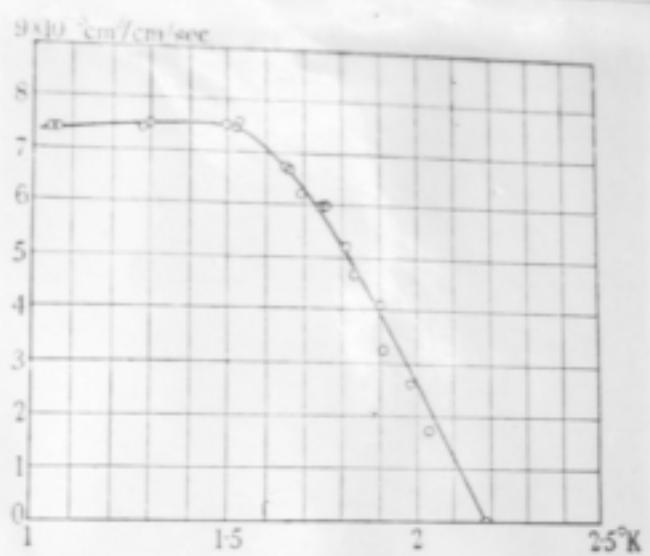


Fig. 6.39. Change of rate of transfer with temperature.

Снимок № 3 Скорость перетекания по поверхности пленке по измерениям Даунта и Мендельсона.

колебаний в своей плоскости и плоскости с периодически меняющейся температурой, интенсивность этого звука может быть в тысячи раз большей, чем интенсивность обычного звука.

В этой же работе Либниц рассчитал соотношения между амплитудами колебаний температуры, давления и скоростей в обычном и втором звуке, и вывел кривую зависимости скорости распространения второго звука от температуры.

Кривая приведена на синке № 2.

После вычислений Либница стала ясна причина неудачи в опытах Пельникова и Соколова и академик Нелица предложил мне попытаться обнаружить второй звук в гелии-2.

Попытка увенчалась успехом и послужила причиной настоящей работы.

Довольно полное описание работ по изучению свойств гелия-2 имеется в монографиях Бартока /15/ и Кеезона /16/, а также в диссертации Стрелкова /17/, поэтому полного обзора мы делать не будем, а рассмотрим только основные и наиболее интересные свойства гелия-2, в особенности те, которые ранее были не поняты и казались противоречивыми.

Разбор будет производиться с точки зрения теории тепловых квантов Ландау, но без привлечения ее математической стороны. Ландау, правильно заметив, что при низких температурах тепловое движение не увлекает всех атомов каждого гелия-2, существует в виде газа тепловых квантов, вынужден был, для построения теории, приписать отдельным тепловым квантам

какие-то конкретные свойства. В качестве наиболее простой картины он предположил, что тепловые волны существуют двух видов — фоновых и роторных.

Фоны представляют собой волны звука, аналогичные фотонам и обладают энергией $h\nu$, где h — постоянная Планка, а ν — частота колебаний. Фоны несут с собой импульс $\frac{h\nu}{c}$, и своим движением связывают массу гелия $\frac{h\nu}{c^2} / u$, u — скорость звука в гелии-2.

Роторы представляют собой устойчивые образования, обладающие энергией $\Delta + \frac{mc^2}{2}$, и несут с собой импульс mc^2 , где Δ — минимальная энергия, необходимая для образования ротора, m — эффективная масса ротора, которая приближается разной массе атомов гелия, саласьках движущем ротора, и c — скорость движения ротора внутри гелия.

Для численного определения теории с экспериментами Гессом и мисс Хаузер /18/ по измерению теплопроводности и Каплица /4/ по измерению энтропии гелия-2, нужно положить $\frac{\Delta}{K} = 8 - 9^\circ$ и $\frac{m}{m_{He}} = 7 - 8$, где K — постоянная Больцмана, m — масса атома гелия.

При таких значениях Δ и m для скорости второго звука получается качественно правильная зависимость от температуры, но численные значения отличаются от экспериментальных на 25%. Кроме того, как будет видно из дальнейшего, результаты экспериментов по исследованию второго звука, указывают на неизвестность Δ и m .

Поэтому, хотя теория Ландура и очень близка к действительности, представление о свойствах роторов должно быть не-

жолько изменено. Последняя работа Ландау /19/ позволяет наметить пути к построению теории, точнее отражающей реальные наименя, происходящие в гелии-2, однако, при этом, роторам приписываются значительно более сложные свойства.

Видоизмененная теория находится еще в стадии разработки. Некоторый свет на причины возникновения сверхтекучести продолжает работа Боголивбова /20/, однако она относится к слабо-взаимодействующему газу, подчиняющемуся статистике Бозе-Эйнштейна и не может быть непосредственно применена к гелию-2. Хотя теория сверхтекучего гелия-2, основанная на свойствах тепловых квантов, окончательно еще не завершена, нам представляется интересным, хотя бы качественно, разобрать основные свойства гелия-2 с точки зрения этой теории, тем более, что значительная часть экспериментальных работ по изучению свойств гелия-2 не поддается математической обработке и имеет качественный характер.

Согласно теории Ландау, при абсолютной куле гелий-2 является жидкостью, в которой нет никаких тепловых движений. При повышении температуры в гелии возникают тепловые возмущения, но не непрерывным образом, а квантами. Для образования тепловых квантов требуется вполне определенное конечное порции энергии.

Если гелий движется мимо стекла достаточно медленно, то его взаимодействие со стеклом может оказаться недостаточным для возбуждения тепловых квантов. В этом случае энергия поступательного движения не сможет переходить в

температуру и в проводится основное свойство гелия-2, открытое Калицей, - сверхтекучесть.

В опытах Калицы /4/ гелий-2 протекал через очень тонкую цепь, величиной в несколько долей микрометра, при этом оказалось, что коэффициент вязкости гелия, во всяком случае, не больше, чем 10^{-11} дюаз, что в 10^9 раз меньше, чем у воды.

Ясно, что при увеличении скорости течения взаимодействие гелия со стенкой возрастает и, начиная с некоторой критической скорости, начнут зараждаться тепловые волны. Гелий, при этом, теряет свойство сверхтекучести и в нем подаются вязкие силы.

Такое явление наблюдал в своих опытах Калица /4/.

Сначала, при малых скоростях, напор, под которым происходило перетекание, был незамеренно мал, затем, начиная с некоторой критической скорости, появлялись вязкие силы и напор начинал резко возрастать.

В опытах Калицы критическая скорость, при разных толщинах щели и разных температурах, менялась от 14 см/сек. при щели в 3 и $T = 1.64^{\circ}\text{K}$ до 110 см/сек при 0.14 и $T = 1.56^{\circ}\text{K}$.

Правда, в опытах Калицы, в особенности при малых толщинах, щели были весьма неправильной формы, похожей скорее на клин, чем на плоскую щель. Толщина их варьировалась от нуля до максимального значения, дающее предыдущего средние значения, приведенные в работе.

- 8 -

Пентону, на основании данных Калица, оценивается лишь порядок величины критических скоростей, и следить можно с уверенностью поручиться, что критические скорости действительно возрастают с уменьшением толщины пленки.

Надрывы сверхтекучести и критические скорости обнаруживаются также при переползании пленки гелия-2 по стеклам через край сосуда.

У обычных жидкостей, обладающих малой упругостью паров и поэтому очень медленно испаряющихся, например, у некоторых масел, наблюдается ползание тонкой поверхностной пленки по стенкам сосуда, однако скорость ползания мала из-за вязких сил.

В гелии-2, из-за свойства сверхтекучести, пленка гелия переползает с довольно больших скоростями. В опытах Стрецова /17/, Даунта и Никельсона /21/ /22/ /23/, а также ряда других авторов обнаружилось, что при скоростях переползания не меньших 20 см/сек, напор оказывается неизмеримо мал. После того, как скорость переползания достигнет критической, т.е. около 20 см/сек, появляется заметная разность в уровнях и далее скорость уже не зависит от напора, увеличение напора не вызывает увеличения скорости перетекания. Впервые обнаружение этого явления наличием критической скорости перетекания пленки было дано в работах Балла, де-Бура и Никельсона /24/.

Заметим, что определение скорости переползания пленки представляет значительную трудность, так как обычно измеряется полный поток жидкости, а линейная скорость вычисляется

после дополнительных измерений толщина пленки.

По измерениям Никонова и Лазарева /25/, а также Даунта и Мандельсона /23/, толщина пленки в гелии-2 составляет около $2-4 \cdot 10^{-6}$ см.

В гелии-1 сверхтекучего движение нет, поэтому пленка быстро испаряется и устойчивой поверхностью пленки не образуется. По измерениям Даунта и Мандельсона /23/ у гелия-1 толщина пленки меньше 10^{-7} см.

Таким образом, при протекании через узкие дыры и при переносании по пленке, гелий-2 обнаруживает свойство сверхтекучести, т.-е. движение без взаимных сил, если только скорости движения меньше критических.

Однако, если поместить в гелий-2 диск и заставить его колебаться, как это делали Кевен и Макауд /26/, то в гелии-2 обнаруживаются взаимные силы. При этом коэффициент вязкости оказывается порядка $15 - 20$ микропуз, т.-е. по крайней мере в миллион раз больше, чем максимальный предел вязкости из близких Капици.

Теория тепловых квантов не только весьма проста об"ясняет это противоречие, но и предсказывает новое, более оправданное, явление.

Тепловые кванты в гелии-2 ведут себя подобно газу. При ударах о стенку они передают ей свой импульс, поэтому при движении пластинок даже со скоростью, значительно меньшей критической, пластинка испытывает взаимные силы трения, обусловленные взаимодействием с тепловыми квантами.

Если же продавливать гелий-2 через тонкие цели или давать ему перегекать по поверхности пленке, при скоростях, не превышающих критическую, из-за свойства сверхтекучести гелий проходит на концентрических вихрях син, в то же время тепловые кванты, непрерывно соударяясь со стенками, просачиваются очень медленно. Таким образом, тепловые кванты отфильтровываются и вытесняются гелием имеет температуру, близкую к абсолютному нулю. Это обстоятельство было подмечено Калиней /4/ и предложено им как метод для получения температур, сколь угодно близких к абсолютному нулю.

Ландau показал, что исходя из теории тепловых квантов, гелий-2 можно рассматривать, как бы состоящим из двух частей - сверхтекущей и нормальной. При этом, со сверхтекущей частью связывается какая-то доля плотности - S_1 , а с нормальной - S_2 ; ясно, что $S_1 + S_2 = S$ - плотность реального. Скорость движения гелия определяется также по формуле $\sigma T = S_1 v_s + S_2 v_n$, где T - скорость движения гелия, как целого, v_s и v_n - соответствующие скорости сверхтекущей и нормальной частей.

Нелесообразность такого разделения видна хотя бы из следующего опыта. Если заставить в гелии-2 медленно колебаться стопку дисков, расположенных очень близко один от другого, то тепловые кванты, т.е. нормальная часть гелия-2, будет полностью увлекаться, а сверхтекущая останется в покое. Так, по изменению момента инерции, можно определить, какая часть гелия связана теплозапасом квантов и какая остается сверхтекущей. Такие опыты были проведены Абденикадами /27/ и результаты их находятся в хорошем согласии с теорией.

В опытах Даунта и Бенделльсона /23/, скорость перетекания пленки, при низких температурах, более или менее постоянна, но с 1.50К она начинает сильно падать и обращается в куль в λ -точке, как видно из сканка в б. Однако, если учесть, что перетекает только сверхтекучая часть гелия-2 то для сверхтекучей части скорость перетекания, а следовательно и критическая скорость, оказывается изважицами от температуры.

Теплопередача в гелии-2 осуществляется также весьма своеобразно конвекционными потоками. В одном направлении движется нормальная часть гелия-2 и несет с собой всю тепловую энергию, а кавитации ей движется сверхтекущая часть, не обладающая тепловой энергией. Такой перенос тепла во много раз эффективнее теплопроводности через самые лучшие проводники тепла.

Чтобы понять такое движение гелия, самого в себе, приведем следующую аналогию из гидродинамики.

Как известно, всякая бегущая волна несет с собой некоторый импульс $p = \frac{W}{u}$, где W -энергия, переносимая волной в единицу времени, а u -скорость распространения волны. Поэтому, если, в неком инбудь заминутон об'еме жидкости с массой M , от одной стени к противоположной идут звуковые волны, то чтобы вся жидкость никак не перемещалась, необходимо принять, что она движется как целое, со скоростью $v = \frac{M}{Mu}$ в направлении, противоположном движению звука.

Это же явление можно описать иначе.

Примеч, что со звуками должен связана не вся масса

жидкости, а только ее часть $M_1 = \frac{W}{\mu c}$, тогда сумма оставшейся части M_1 и M_2 будет равна общей массе $M_1 + M_2 = M$. А так как жидкость поконится, то должно быть $M_1 \dot{v}_1 + M_2 \dot{v}_2 = 0$, т.е. настрему и внутри друг друга движущие две части жидкости.

Именно так обстоит дело и в гелии-2, только с разбужденной частью связано не регулярное заужение движение, а хаотическое генеральное движение, т.е. движение фонтанов и рогатин.

В λ -точке в тепловое движение вовлекается вся масса гелия и он, теряя все свои замечательные свойства, превращается в обычную жидкость — гелий-1.

Заметим, что разделение на сверхтекучую и нормальную части совсем не означает, что при этом часть атомов гелия находится в сверхтекучем, а часть — в нормальном состоянии, как это предполагается Лондоном и Тиссой, это означает лишь, что движение гелия-2 можно (органичным образом) разбить на две части, непосредственно не взаимодействующие между собой, если только их скорости не превышают критических.

Как в опытах по подъему плавки, так и в опытах перетекания через щели и капилляры, наблюдалась критические скорости для движения сверхтекучей части гелия-2 относительно стекки. Однако, критические скорости замечались и в свободном гелии-2 при движении нормальной части относительно сверхтекучей.

Стрелков /28/, пытаясь измерить теплопроводность гелия-2, обнаружил, что в случае прорезки, свободно винчущейся в гелии, при достаточно больших нагрузках, вокруг прорезки образуется цилиндрическая оболочка газообразного гелия. При увеличении

нагрузки газовой оболочки, оставалась устойчивой, возрастала до диаметра 0,5^{мм} лишь после этого она размылась и из нее выходило вверх что-то вроде фанелов.

В случае проволоки, зажатой между двумя параллельными стеклянными пластинками, при увеличении нагрузки, в некоторый момент времени, с обеих сторон проволока образовывались газовые полоски. Дальнейшее увеличение нагрузки сразу вызывало неустойчивость поверхности раздела и образование разовых фанелов.

Оценка коэффициента теплопроводности для случая свободной проволоки, приводила к величине почти в тысячу раз меньшей, чем для случая проволоки, зажатой между пластинками.

Причина такого расхождения, в то время, была не ясна. Однако, если посмотреть какова, при таком потоке тепла, скорость встречного движения нормальной части, по отношению к сверхтекущей, то оказывается, что в обоих случаях они остаются приблизительно одинаковыми и различия 10 - 50 см/сек, т.е. второго порядка, что и критические скорости для движения единой сверхтекущей части. Оценка скоростей произведена довольно грубо, так как в работе Стрелкова не приведено всех, необходимых для расчета, данных.

Понятным становится и расширение газовой рубашки вокруг свободной проволоки при увеличении нагрузки. Размер поверхности устанавливается таким, чтобы на границе раздела скорость не превышала критическую. Стого говоря, скорость будет несколько больше критической, чтобы возникла, в результате критического режима, разность температур обеспечила разновре-

ске о газах вокруг прозрачка, который находится под гидростатическим и капиллярным давлением жидкого гелия. Однако, эта поправка не очень велика.

Таким образом, критические скорости наблюдаются не только в целях и капиллярах, но и в свободном гелии при интенсивном тепловом потоке.

Как указывалось выше, пленки, тонкие цепи и капилляры проницаемы для сверхтекучей частики гелия-2, но непроницаемы для нормальной частики, т.-е. для газа тепловых квантов.

В случае осмоса в растворах, пористые перегородки также пропускают молекулы растворителя, но не пропускают молекул растворенного вещества. При этом, если по одни сторону перегородки концентрация раствора выше, то возникает так называемое баротическое давление и уровень жидкости с этой стороны устанавливается более высоким, чем с другой стороны.

Газ тепловых квантов тоже можно рассматривать, как бы "растворенный" в сверхтекучем гелии. Если по одни стороны пленки, капилляра или пленки концентрация тепловых квантов, т.-е. температура выше, то, по аналогии с осмосом, в растворах следует ожидать, что и уровень жидкого гелия там установится более высоким.

Это явление "осмоса" газа тепловых квантов или, как его называют, термомеханический эффект, действительно наблюдался на опыте.

Стрелка /30/, нагревая одну из двух сообщающихся через ванну проходок, наблюдала в ней повышенное уровня гелия-2, с

однозначным понижением уровня в другой.

Обратный эффект наблюдала Даунт и Недельсон,^{/29/} они заметили падение температура в дифракционе, при атаке на из него гелия-2 через фильтр из великого вакуумного порошка, т.е. через фильтр прозрачный только для сверхтекучей части гелия.

Наиболее тщательные и подробные исследования термохимического эффекта проведены Капицей ^{/4/}. Капица установил, что общий напор, под которым перетекает сверхтекучий гелий, определяется формулой $P = \rho g h + \rho Q \frac{\Delta T}{T}$, где P - общий напор, ρ - ускорение силы тяжести, h - разность уровней жидкого гелия, ρ - плотность гелия, Q - теплота, необходимая для превращения атакующей сверхтекучей части гелия в обычный гелий-2, T - абсолютная температура и ΔT - разность температур. Данные для Q , полученные из этой формулы, в форме из непосредственного определения теплоты, подавленной в адиабатических условиях при атаках сверхтекучего гелия, приведены на схеме № 4.

Сопадение данных для Q из обоих экспериментов привели Капицу к выводу, что процесс перетекания полностью обратим. Последнее возможно только при ^{измен.} атаке на прозрачную перетекающего гелия, равной нулю, поэтому Q просто равно $Q = TS$.

Аналогичные выводы были сделаны несколько ранее Лоддом ^{/31/ /32/}, при термодинамическом исследовании термохимического эффекта в гелии-2. Лоддон также приводит соотношение $Q = TS$ и $(\frac{\partial P}{\partial T})_0 = \rho S$, что сопадает с результатами Капица.

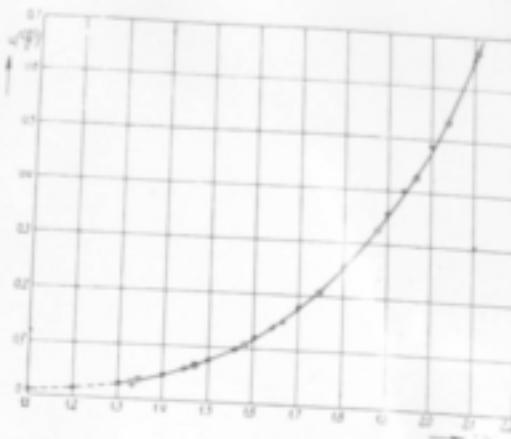


Fig. 5. The curve showing the dependence of the heat content Q of helium flowing through a slit on the absolute temperature T° K. The points obtained from experiments with the flow are plotted by crosses (+). The points obtained from experiments with measurements of the temperature difference which is produced by pressures are plotted by circles (◎) and the data obtained from L. Landau's theory are plotted by dots (●).

Снимок № 4 Кривая зависимости Q от температуры по измерениям Капицы.

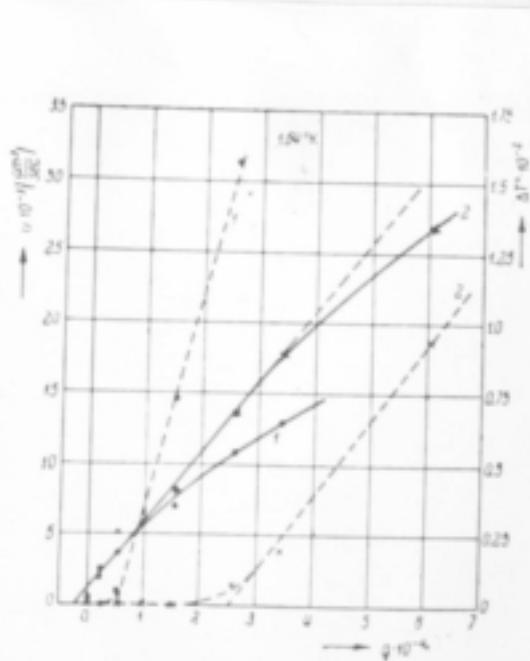


Fig. 4. The dependence of v (continuous curve) and ΔT (broken curve) on the heat q supplied by the heater when the helium flows at a temperature of 1.64° K; the curve 1 is for a slit with a width $d = 0.3\mu$ and curve 2 for a slit with a width $d = 3.0\mu$.

Снимок № 5 Зависимость скорости перетекания гелия через щель и разности температур от мощности подводимой в нагреватель из опытов Капицы.

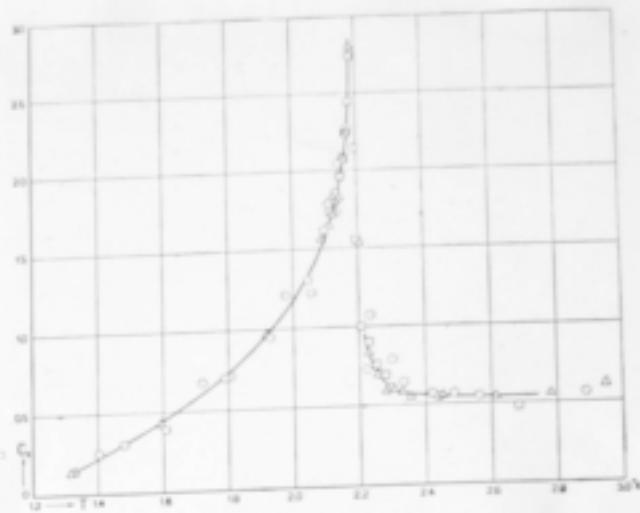


Fig. 4.15. Specific heats (cal/g.deg) of liquid helium.

△ Measurements of April 21, 1932.

□ Measurements of April 28, 1932.

○ Keezom and Clusius.

Снимок № 6 Зависимость теплоемкости гелия от температуры по данным Кеезома и Кеезом.

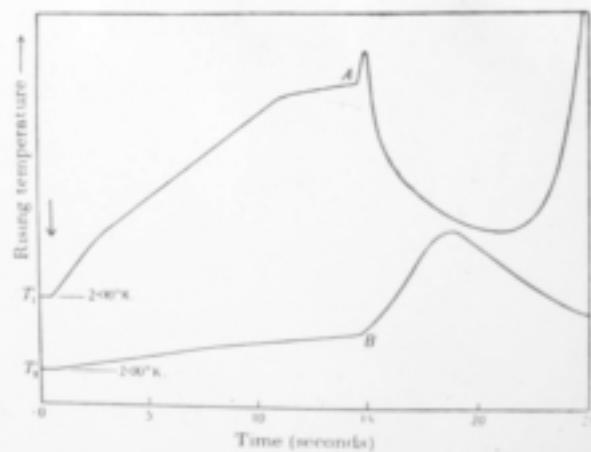


Fig. 6.26. Record of temperatures in experiment which shows a heat wave propagating along a capillary filled with helium II.

Снимок № 7 Запись температур в экспериментах Ганца по распространению тепловых волн в капилляре.

Действительно, после установления равновесия $P = 0$ и разность давлений устанавливается равной $\Delta P = \rho_1 c_{\text{т}} \frac{\Delta T}{T} = 3,8$.

Капица обнаружил также, что после достижения критических скоростей, дальнейшее повышение скорости передвижения сопровождается возникновением и быстрым ростом разности температур, что наглядно видно на снимке № 5.

Термохимический эффект и явление, связанные с критическими скоростями, являются причину неизобразимой путаницы в экспериментах по теплопроводности и вязкости гелия-2.

Например, все данные для теплопроводности поддаются делению теплового потока на разность температур, но разность температур в гелии-2 возникает только в том случае, когда превышены критические скорости. При этом, хотя при дальнейшем перемещении в закритическую область разность температур увеличивается, однако между теплопроводом и разностью температур, как видно из снимка № 5, нет прямой пропорциональности. Поэтому, в зависимости от решения, можно получать значения "теплопроводности", варьирующие в очень широких пределах и характеризующиеся только той общей закономерностью, что величина так "теплопроводность" увеличивается с уменьшением нагрузки.

Упомянутая закономерность действительно отмечается в опытах Капица /3/ с калийлармик, в опытах Альба и Гиль³³/ с трубкой, заполненной магнитным порошком и у ряда других авторов.

В опытах Кеезома, Сариса и Невера /34//35/ происходила теплопередача по заполненному гелием-2 капилляру от одного замкнутого сосуда к другому. При этом встречные потоки нормальной и смерктечной частей гелия разы между собой, так как гелий, как цвое, покоятся. В таких условиях наличие потока тепла всегда вызывало движение внутри капилляра нормальной части гелия-2, что, естественно, приходило к появлению градиента температуры.

Так как вся тепловую энергию в гелии-2 несет с собой нормальная часть, то между средней скоростью ее движения и плотностью потока тепла существует соотношение $W = \rho Q V_n$.

Расчеты скорости движения нормальной части, по этой формуле, приводят к численам порядка 10 см/сек. Если для плотности нормальной части принять значение $\rho_n = 0.07$ гр/см³, а для вязкости $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$ паз, то числа Рейнольдса будут порядка $R_e = 3 \cdot 10^3$, т.-е. движение тепловых вихрей внутри капилляра должно быть турбулентным. Кроме того, уже средняя скорость нормальной части составляет около 10 см/сек, а если учесть, что режим турбулентный, то нужно предполагать, что скорости превышают критические.

Ясно, что при таких условиях нельзя ожидать никак-либо простых закономерностей теплопередачи. Авторы, правда, приводят для теплопроводности формулу $\lambda = 0.623 \frac{T^5}{(T+273)^2}$, но она оказывается более или менее справедливой только в интервале температур от 1.1° до 1.6°К. Однако, общая закономерность, т.-е. увеличение "теплопроводности" с уменьшением

нагрузки, наблюдалась и в последнем случае.

Термомеханический эффект обнаружил и лабораторный эффект, открытый Алленом и Джонсом /36/ — эффект соптанизации.

Если опустить в растворитель трубку с полуупрочиненной перегородкой на дно, и, затем, непрерывно подводить в нее молекулы растворенного вещества, то из-за явления осмоса, растворитель начнет проникать через перегородку в трубку, постепенно повышая в ней уровень жидкости. Уровень может подняться настолько, что раствор станет переливаться через край трубы.

Аналогичное явление наблюдало в гелии-2 Аллен и Джонс /36/ а затем Аллен и Рики /33/. Они поместили в гелий-2 трубку, нижняя часть которой была забита мелкими квадратными порошком, и затем нагревали гелий внутри трубы. Повышение температуры, т.-е. увеличение концентрации раза тепловых квантов, вызывало "осмогическое" течение сверхтекущей части гелия-2 внутрь трубы. Так как сверхтекущая часть не испытывает сил трения, то гелий стекал через квадратный порошок очень быстро, уровень внутри трубы поднимался почти мгновенно и из трубы началась бурная гелия, поднимавшаяся на высоту до 30 см.

Еще одно явление, подтверждавшее теорию раза тепловых квантов, наблюдал Стрелков /30/, исследуя радиометрический эффект.

Если радионегр, т.-е. прибор, состоящий из двух плоско-выпуклых линз, подведенных на тонкой нити за середину соединяющей перегородки, поместить в жидкость или плотный газ, а затем бросить во него луч света, то свет будет поглощаться и нагревать покрашенные плоские стороны линз. Возникающие,

при этом, конвекционные потоки как бы вспомогают линзочкам притягиваться к жидкости почернелыми плоскостями, что вызывает закручивание нити, так как нить плавает осью симметрии радиометра.

Иная картина получается, когда помещают радиометр в разряженный газ, где длина свободного пробега разных молекул сравнима с размерами линз радиометра. Здесь условия для образования конвекционных потоков весьма затруднены и предопределяют другой эффект. Газовые молекулы, после удара о нагретую почернелую поверхность линзы, имеют большую скорость, чем до удара, поэтому радиометр конструирует реактивные склоны и закручивающие поверхности его как бы отталкиваются газом.

Стрелков поместил радиометр в гелий и обнаружил, что выше λ -точки гелий-1 ведет себя, как обычная жидкость, радиометр в нем притягивается почернелыми поверхностями. Быстро, гелий-2 ведет себя, как разряженный газ.

С точки зрения теории газа тепловых квантов, это явление объясняется весьма просто. На почерневших поверхностях происходит нагревание, т.е. образование тепловых квантов, а уходящие от поверхности тепловые кванты реакции они слабо отталкивают крыльшки радиометра.

Еще более убедительное доказательство реактивного действия теплового потока дано в весьма изящном опыте Каплицы^{/3/}.

Каплице изготовлен "паучек", представляющий из себя огромное колесо, по которому висит трубка, подвешенная между жидкостью, у него был испанский дурник с почерненной внутренней стенкой. Таким образом, весь "паучек" представлял из

себя замкнутый об"ен, сообщающий с Гелием-2 только через отверстия сопел сегнерова колеса.

Лаучек подавалась в Гелий-2 на крючочку и, затем, освещалась светом. При этом он начинал вращаться со скоростью, достигающей 2 оборотов в секунду, хотя никакого движника гелия, как такого, не наблюдалось.

Падение этого также об"ясняется реакции действия потока тепловых квантов, образующих на вогнувшейся поверхности внутри дверочки и вытекающих из сопел сегнерова колеса.

Теория тепловых квантов предсказывает явление еще более подчеркивающее аналогию между газом тепловых квантов и обычным газом.

В обычном газе периодические уплотнения и разрежения передаются в виде звука. В гелии-2 уплотнения газа тепловых квантов называют позиционе не давления, а температуры, поскольку звук, образуемый колебанием газа тепловых квантов или, как его называл Ландеу, второй звук, также проявляется в колебаниях температуры. Колебания давления возникают только постольку, поскольку существуют отличия от купл. коэффициент тепло-вого расширения, который в гелии-2 является величиной малой.

В обычных веществах распространение тепла управляется уравнением теплопроводности, дающим для периодических процессов в плоском случае, решения в виде затухающих в $e^{-\frac{t}{T}}$ раз на длине волны. Из-за симметрии сфероконечности, теплопроводность в Гелии-2 полностью иссушается и заменяется своеобразным конвективным процессом переноса тепла, при котором превалирует свойство внутренней поверхности газа тепловых квантов, способность сжимать

импульс. Последнее обстоятельство приводит к аналогии с волнаами, происходящими в реальном газе, если только давление обычного газа противопоставить "давление" газа тепловых квантов, т.е. температуру.

Например, если в реальном газе создать резкое уплотнение, то волна уплотнения побежит со скоростью звука. По аналогии, в гелии-2 можно ожидать, что тепловой импульс побежит со скоростью второго звука. Подтверждение этому соображению можно найти в работе Ганца /37/.

Ганц предпринял попытку определить скорость распространения тепла в гелии-2. Для этой цели он нагревал один конец заполненного гелием-2 капилляра, другой конец которого находился в теплоизолированной с гелиевой ванной температуры 2°К. Температура в капилляре регистрировалась при помощи двух бронзовых термометров сопротивления, расположенных на расстоянии 2 метра друг от друга и, соответственно, на 2 и 5 см. от горячего и холодного концов капилляра.

На скрине № 7 приведены записи температур T_1 — горячего и T_2 — холодного конца капилляра, диаметром в 0.2 мм. при мощности нагревателя $1.7 \cdot 10^{-3}$ кал/сек. Падение пика у А на кривой для T_1 автор приписывает переходу через λ -точку.

Из анализа кривых Ганц заключает, что холодный конец, не позже, чем через 0.05 сек,чувствует вспышки температуры на горячем конце.

Таким образом, скорость распространения тепловых импульсов в гелии-2, по измерениям Ганца, оказывается порядка

20 м/сек, т.-е. совпадает со скоростью второго звука, что подтверждает высказывание раньше предложенного.

К сожалению Ганцу ничего не было известно о существовании второго звука и он находился под именемок, расплодившимся тогда взглядом о чрезвычайно высокой теплопроводиче по поверхности слоя. Кроме того, дальнешие опыты, поставленные в чрезвычайно сложных условиях, для весьма неопределенные результаты и окончательно запутала Ганца.

В следующих опытах Ганц создавал тепловой импульс на конце капилляра разрядом конденсатора через нагреватель, при этом почти мгновенно образовывался разовый пузырь, что, естественно, приводило к возникновению обычной звуковой волны.

В этих опытах вдруги капилляра помещалось два термометра сопротивления. Термометр, расположенный на 2 см от нагревателя, всегда регистрировал 2 наклонуна через 0.15 и 0.7 секунды после подачи теплового импульса. Второй термометр, на расстояниях до 25 см от нагревателя, дав различную наклонуны, во дальше они перекрывались и были неразличимы. В то же время термометр, находящийся на расстоянии 1 м от нагревателя начинал чувствовать тепловой импульс не более, чем через 0.01 сек.

По всей вероятности, первый термометр отвечал наклонуны связанные с процессами испарения и конденсации. Высокая же скорость распространения начала вступления импульса определяется скоростью распространения обычного звука. Газовые и упругие, называемые в капилляре звуковой волной, должны создаваться, в основном, за счет подвижной сверхтекущести

части гелия-2, а не за счет сильно сжатого со стороны нормальной, последнее же означает зависимость изменения нормальной части к поверхности, т.е. значительное изменение температуры, которая и отвечает второму термометру. Последнее явление аналогично фильтрации звука на полуцилиндрической перегородке, что будет подробнее рассмотрено в следующем параграфе.

Ганц также провел опыт, когда внутри калиндара была только поверхность пленки гелия-2. При этом наблюдалась лишь один максимум температуры, но термометр в расстоянии 1м от нагревателя, спазг начинал чувствовать тепловой импульс не позже, чем через 0.01сек.

Так как точность отсчета составляла также 0.01 сек, Ганц на основании своих опытов, заключил, что скорость распространения тепла в гелии-2 не менее 100 м/сек.

Однако, как в калиндаре, заполненном гелием-2, так и в калиндаре с поверхностью пленкой, при разрыве кондакса горячее испарение безусловно вызывало обычную звуковую волну, а явление фильтрации создавало, при прохождении звука, значительный тепловой эффект. Поэтому, в последних опытах Ганца, быструю реакцию второго термометра на тепловой импульс следует приписать скорости распространения обычного звука.

И так, все основные эксперименты по изучению свойств гелия-2, даже те, кого, на первый взгляд, можно было бы пропустить, качественно прекрасно об'ясняются теорией газов тепловых квантов.

Однако, недостатки количественных результатов, не

основания которых я определила постулаты в теории Ландau, являются лишь измерения теплопроводности Кеевсона и ячес Кеевсона/18/ и измерения вибропотенциала Калини/4/. Практиче зависимости $Q = TS$ и теплопроводности от температуры приводят на симметрии к ρ_0 . Причем, теплопроводность и вибропотенциал в данном вопросе, являются дублирующими, ибо через соотношение $S = T \frac{\partial S}{\partial T}$, они определяются друг из друга.

Второй звук представляет собой совершенно новые данные, изучение которого выясняет более поздно свойства гелия-3. Подлежащие измерению скорости распространения второго звука дают возможность количественной проверки теории Ландau и, как мы увидим в дальнейшем, приводят к необходимости некоторого ее изменения.

2. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ И УСЛОВИЯМИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИЗМЕНЕНИЯ ВТОРОГО ЗВУКА.

Для вывода уравнений распространения звука в гелии-2, когда вариации температур, давлений, а также скоростизвуковых колебаний являются величинами малыми, и их квадратичными членами можно пренебречь, Ландau^[1] использует следующую систему уравнений:

$$\begin{array}{ll} /1/ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot j = 0 & /2/ \frac{\partial j}{\partial t} + \nabla p = 0 \\ /3/ \frac{\partial \rho S}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \nabla j = 0 & /4/ \frac{\partial \nabla j}{\partial t} + \nabla \phi = 0 \\ /5/ \quad \rho = \rho_1 + \rho_n & /6/ \quad j = j_1 v_1 + j_n v_n \\ /7/ \quad \nabla p = \rho S \nabla T + \rho \nabla \phi \end{array}$$

где ρ - плотность гелия, j - плотность потока гелия, S - энтропия, p - давление, T - абсолютная температура, ϕ - термодинамический потенциал, ρ_1 - плотность сверхзвуковой части, ρ_n - плотность нормальной части, v_1 - скорость сверхзвуковой части, v_n - скорость нормальной части.

Первые два уравнения пригодны для любой жидкости, /5/ и /6/ являются определениями, а /7/ получалось, как следствие термодинамического соотношения

Отметим, что перенос тепла, определенный в обычных жидкостях уравнением теплопроводности, в гелии-2 определяется уравнением /3/.

Полное решение указанной системы уравнений приводит к довольно сложным соотношениям, однако, если пренебречь тепло-

зим расширением Гелия-2, представляющим из себя весьма малую величину $\alpha = \frac{\partial \varphi}{\partial T} \sim 10^{-2}$, то вычисления значительно упрощаются, кроме того, в этом приближении оба звука распространяются независимо друг от друга.

Действительно, если $\alpha = 0$, то

$$/8/ \quad (\frac{\partial p}{\partial \varphi})_S = (\frac{\partial p}{\partial \varphi})_T = \frac{\partial p}{\partial \varphi}, \text{ а}$$

$$/9/ \quad (\frac{\partial S}{\partial T})_p = (\frac{\partial S}{\partial T})_S = \frac{\partial S}{\partial T} = \frac{C}{T} \quad : \text{ где } C \text{ - тепло-$$

емкость гелия.

Учитывая /8/, уравнение /2/ можно записать в виде

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial \varphi} \nabla \varphi = 0$$

дифференцируя его и /1/ соответственно по времени и пространству и комбинируя, получим

$$/10/ \quad \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial p}{\partial \varphi} \Delta \varphi \quad : \text{ т.-е. уравнение для распространения обычного звука со скоростью}$$

$$/11/ \quad U_i = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \varphi}}$$

С другой стороны уравнение /3/, с учетом /9/, дает

$$\frac{\partial C}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + S \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + g \operatorname{div} \vec{v}_a \right) = 0$$

Подставив сюда /11/ и учитывая /6/ и /5/, получим

$$/12/ \quad \frac{\partial C}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} + g_s S \operatorname{div} (\vec{v}_i - \vec{v}_a) = 0$$

Далее, из /4/ и /7/ имеем

$$g_s S \nabla T = \nabla p + g \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad , \text{ принимая во внимание /2/}$$

и учитывая /6/ и /5/, получим

$$/13/ \quad g_s S \nabla T = g \frac{\partial}{\partial t} (\vec{v}_i - \vec{v}_a)$$

Дифференцируя и комбинируя /12/ и /13/ получим и уравнение

ию для распространения второго звука:

$$/14/ \quad \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = \frac{T S^2 \rho_2}{C \beta_2} \Delta T.$$

При этом скорость распространения второго звука равна

$$/15/ \quad u_2 = \sqrt{\frac{T S^2 \rho_2}{C \beta_2}}.$$

Либштадт /14/ провел численные расчеты скорости второго звука и пришел к выводу, что скорость обращается в 0 в λ -точке, затем, при понижении температуры, быстро растет и, достигнув при 1.0° значения 25 м/сек, остается практически постоянной до 1.1° . При дальнейшем понижении температуры скорость второго звука monotonно возрастает, достигая при $0^\circ K$ значения, равного скорости обычного звука, деленной на $\sqrt{3}$. Кривая зависимости скорости второго звука от температуры приведена на снимке № 2.

Исходя из теории Ландуа, Либштадт получил следующие соотношения, связывающие колебания давления и температуры со скоростями "нормального" и "сверхтекучего" гелия.

Если положить

$$/16/ \quad V_n = a \mathcal{V}_s, \quad p' = b \mathcal{V}_s, \quad T' = c \mathcal{V}_s$$

где \mathcal{V}_n и \mathcal{V}_s - скорости "нормальной" и "сверхтекучей" составляющей, p' и T' - переменные части давления и температуры, то в случае обычного звука

$$/17/ \quad a_1 = 1 + \frac{\alpha \theta u_1^2 u_2^2}{S \beta_2 (u_1^2 - u_2^2)}, \quad b_1 = g u_1, \quad c_1 = \frac{\alpha T u_1^2}{C (u_1^2 - u_2^2)}$$

в случае второго звука

$$/18/ \quad a_2 = -\frac{\theta_2}{S} + \frac{\alpha \theta u_1^2 u_2^2}{S \beta_2 (u_1^2 - u_2^2)}, \quad b_2 = \frac{\alpha \theta u_1^2 u_2^2}{S (u_1^2 - u_2^2)}, \quad c_2 = -\frac{u_2}{S}$$

Из этих соотношений видно, что в обычном звуке основными будут колебания давления, температура же меняется лишь в

результате адабатического сжатия и расширения. При этом гелий колебается как целое, т.е. $v_n = v_s$

Во втором звуке, наоборот, основными будут колебания температуры, а колебания давления возникают лишь в результате теплового расширения и сжатия. При этом $j = g_1 v_1 + g_2 v_2 = 0$. Т.е. гелий, как целое, покоятся и происходят лишь колебания тепла.

В своей работе Лифшиц рассчитал, также, условия излучения звука при различных способах возбуждения и, как уже упоминалось ранее, пришел к выводу, что колеблющаяся плоскость излучает практически лишь обычный звук. Интенсивность второго звука в $5 \cdot 10^5$ раз меньше чем обычного.

Более благоприятны для изучения второго звука, оказывается случай колеблющейся сферы, где при длине волны значительно превышающей диаметр сферы, интенсивность второго звука может быть в тысячу раз больше, чем интенсивность обычного звука.

Лифшиц также пришел к выводу, что в случае возбуждения, предложенного Капицей, когда пластина или пачка пластинок совершают колебания в своей плоскости, интенсивность второго звука будет, примерно, в тысячу раз больше интенсивности обычного.

Далее, обозначим скорости "сверхтекущих" частей гелия для обычного и второго звуков через

$$/19/ \quad v_{s1} = A_1 e^{-i\omega(t-\frac{\lambda}{c})}, \quad v_{s2} = A_2 e^{-i\omega(t-\frac{\lambda}{c})},$$

он пишет:

"Что более выгодно для "второго звука" излучение от поверхности с периодически меняющейся со временем температурой.

"Рассмотрим плоскую твердую поверхность, температура которой меняется по закону

$$T' = T_0 e^{-i\omega t}$$

"В качестве условий на этой поверхности надо потребовать, в соответствии с точными граничными условиями изучения нормальной компоненты полного потока вещества

$$j = g_s V_s + g_n J_n \quad \text{и равенства температур жидкости и стекки.}$$

"Что касается потока тепла от стекки в жидкость, то он определяется по полученному решению, как произведение $\rho S T J_n$. Именем решения в виде /19/ я имею в виду, что изменение температуры в звуковой волне связано с V_s посредством $T' = c \delta / \rho$, где c определяется формулами /17/ и /18/ плюс граничные условия в виде

$$g_s / A_1 + A_2 / * \quad g_n / a_1 A_1 + a_2 A_2 / = 0, \quad c_1 A_1 + c_2 A_2 = T_0 / *$$

"Для интересующего нас отношения A_2 / A_1 имеем

$$/20/ \quad \left| \frac{A_2}{A_1} \right| = \frac{g_n a_1 + g_s}{g_s a_2 + g_n} \approx \frac{S}{\alpha u_s^2}$$

"Как при всяких колебаниях, средняя / по времени/ потенциальная энергия равна средней кинетической энергии. Поэтому полная плотность энергии в звуковой волне в режиме 2 равна

$$\overline{g_s V_s^2} + \overline{g_n J_n^2} = \frac{1}{2} A l^2 (g_s + g_n a_s^2)$$

"Поток энергии получается последующим умножением на соответствующую скорость звука u_s . С помощью выражений для A_1, A_2 и значений a_1, a_2 получаем, таким образом, для отношения

интенсивностей i_1, i_2 излучаемых волн "первого" и "второго" звуков.

$$/24/ \quad \frac{J_2}{J_1} = \frac{C}{\alpha^2 T_{i_1} i_1}$$

"При $T = 2^0\text{K}$ эта величина равна $5 \cdot 10^3$, а при более высоких температурах - еще больше. Таким образом, в отношении интенсивности здесь излучается практически лишь "второй звук". Для отыскания амплитуд колебаний давления и температуры получаем"

$$/25/ \quad \frac{P_2'}{P_1'} = \frac{i_2}{i_1}, \quad \frac{T_2'}{T_1'} = \frac{C}{\alpha^2 T_{i_1} i_1}$$

"При $T = 2^0\text{K}$, $\frac{P_2'}{P_1'} = 0,1$, так что условия для наблюдения "второго звука" по изменению давления здесь все еще не благоприятны. Условия же для наблюдения второго звука по изменению температуры, напротив, весьма благоприятны.

"Наконец, необходимо сделать еще следующее общее замечание. Как известно, свойство сверхтекучести нарушается при скоростях, превышающих некоторое критическое значение. Самое значение критической скорости зависит от температуры, а также и от характеристических размеров задачи. При больших размерах сосуда с гелием-2 критические скорости, повидимому, довольно мали - порядка сантиметров в секунду. Для беспрепятственного наблюдения второго звука необходимо, чтобы скорости движений жидкости в звуковой волне не превышали критических значений /при 2^0K скорости $v_s = 1 \text{ см/сек.}$ соответствует $T^* = 2 \cdot 10^{-4}/\text{сек.}$

Последний способ возбуждения, рассмотренный Гацценом, однако, оказался применен. При высоких температурах излучение звука в гелии, теплопроводность металлов оказывает зас

цнгольно большей, чем теплопроводность газа, поэтому создать плоскость с периодически меняющейся температурой не представляет труда. Венге/38/ действительно построил такой термостат и провел его исследование.

При малой температуре теплопроводность гелия-3 значительно больше, чем теплопроводность металлов и создание плоскости с заданной вариацией температура при произвольном тепловом потоке представляет из себя чрезвычайно сложную задачу.

В нашей работе было применено два метода возбуждения второго звука - тепловой и метод фильтрации.

В первом случае излучающая поверхность покоятся, а звук возбуждается переменным тепловым потоком. Границными условиями при этом будут равенство кинетического потока гелия

$$/23/ \quad j = \beta_1 v_1 + \beta_n v_n = 0$$

и равенство потоков тепла,

$$/24/ \quad W = g S T v_n$$

где W - поток тепла с единицей поверхности излучателя.

Здесь, как и в разобранном Лиценом случае, излучение от плоскости с периодически меняющейся температурой, из условия /23/ следует, что отношение интенсивности второго звука к интенсивности обычного, равно выражению /21/. Это отношение в интервале температур $1.3 - 2.1^{\circ}\text{K}$ имеет порядок $2 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$, поэтому, с достаточной для эксперимента точностью, можно сказать, что таким образом излучается только второй звук.

Если излучение второго звука производить при помощи охлаждающего нагревателя, пропуская через него переменный ток, то поток тепла

$$/25/ \quad \frac{E^2 \cos^2 \omega t}{\lambda_1 R} = \frac{E^2}{2RQ_1} (1 + \cos \omega t)$$

здесь E - амплитуда подводимого тока

ω - частота тока

R - сопротивление нагревателя

Q_1 - площадь нагревателя

Исключая постоянную составляющую потока тепла, для этого граничного условия будем иметь

$$/26/ \quad \frac{E^2 \cos \omega t}{2RQ_1} = W = g ST v_1$$

Таким образом, если излучается плоский бегущий звук, то амплитуда колебаний v_1 полностью определяется из равенства

$$/27/ \quad V_1 = \frac{W}{gST} = \frac{E^2}{2RQ_1 gST}$$

Амплитуда колебаний температура определяется из /27/, /18/,

/16/ и /15/ и будет

$$/28/ \quad T' = \frac{W}{gC_{u_2}} = \frac{E^2}{2RQ_1 g C_{u_2}}$$

Другой способ излучения второго звука заключается в периодическом продавливании гелия-2 через фильтр. При этом, если бы фильтр был из очень тонких капилляров, то через него проходил бы лишь сверхтекущий гелий и граничными условиями было бы

$$/29/ \quad g_1 v_1 = g_1 (A_1 + A_2) = \rho e^{i\omega t}, \quad v_1 = a_1 A_1 + a_2 A_2 = 0$$

где ρ - амплитуда колебаний потока гелия, приходящего на единицу поверхности фильтра.

Отсюда $\frac{A_2}{A_1} = - \frac{g_1}{g_2} \approx - \frac{g_1}{g_2}$ для отношения интенсивностей

/30/ $\frac{J_2}{J_1} = \frac{g_1 A_2}{g_2 A_1}$ эта величина при 2°К составляет около 0.1, а при более низких температурах - еще меньше.

Таким образом, здесь интенсивность обычного звука значительно больше, чем интенсивность второго звука, однако, если рассматривать отношение амплитуд колебаний температуры, то

$$/31/ \quad \frac{T_1'}{T_1} = \frac{c_1 A_1}{c_2 A_2} = \frac{S(u_1^2 - u_2^2)}{\alpha u_1 u_2^2} \approx \frac{S}{\alpha u_1 u_2}$$

при 2°К эта величина порядка 20, а при 1.63° - около 10.

Амплитуды колебаний температуры в бегущей волне будут соответственно

$$/32/ \quad T_1' = \frac{\alpha T_0 u_1}{3C} \rho, \quad T_2' = \frac{u_2 \rho n}{3S} \rho$$

Рассмотрим, теперь, случай стоячих волн в цилиндрической трубке, один конец которой закрыт плоским излучателем, а другой - плоским отражателем. Предположим, что затухание на единицу длины трубы равно γ , т.е. решение звуковой задачи будет иметь вид $v = A e^{i\omega t + (\gamma + \frac{i\omega}{u_1})x}$. Если излучение ведется тепловым методом, то можно считать, что распространяется только второй звук. Тогда граничные условия записутся в виде

$$\text{при } x = 0 \quad j = 0 \quad v_n = \frac{We^{i\omega t}}{3ST}$$

$$\text{при } x = l \quad j = 0 \quad v_n = 0, \quad \text{где } l - \text{длина трубы.}$$

Решение, в данном случае, получается как сумма двух бегущих в противоположном направлении волн

$$v_n = v_{n1} e^{i\omega t - (\gamma + \frac{i\omega}{u_1})x} + v_{n2} e^{i\omega t + (\gamma + \frac{i\omega}{u_1})x}$$

позволяет

$$/33/ \quad v_{n1} + v_{n2} = \frac{W}{3ST}$$

$$/34/ \quad v_{n1} e^{-(\gamma + \frac{i\omega}{u_1})l} + v_{n2} e^{(\gamma + \frac{i\omega}{u_1})l} = 0 \quad \text{отсюда}$$

$$/35/ \quad v_{n1} = \frac{W}{3ST[1 - e^{2(\gamma + \frac{i\omega}{u_1})l}]}$$

Из предыдущей формулы видно, что резонанс будут при

$$/35/ \quad \frac{\omega\delta}{\omega_2} = n\bar{\delta}, \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots, \text{ при этом,}$$

если γC мало

$$/36/ \quad V_{n\bar{\delta}} = \frac{W}{eST(1-\bar{\delta}^2)} \approx \frac{W}{eST\bar{\delta}/C}$$

При небольшой расстройке, т.е. при $\frac{\omega\delta}{\omega_2} = n\bar{\delta} + \frac{\omega\delta}{\omega_2}$

$$\text{где } \frac{\omega\delta}{\omega_2} \text{ мало}$$

$$/37/ \quad V_{n\bar{\delta}} = \frac{W}{eST\bar{\delta}(C + \frac{\omega\delta}{\omega_2})} = \frac{We^{\bar{\delta}}}{eST\bar{\delta}(C\bar{\delta})^2 + (\frac{\omega\delta}{\omega_2})^2}$$

Как видно из /35/ и /36/, на отражющей и излучающей

поверхностях образуются узлы колебаний V_n .

Чтобы определить колебания температуры, нужно принять во внимание, что для зонд в разного направления коэффициента в формулах /17/ и /18/ имеют разные знаки, поэтому из /16/ имеем

$$/38/ \quad T' = \frac{\omega_2 \rho_2}{S \rho_1} (V_{n\bar{\delta}} - V_{n\bar{\delta}})$$

При небольшой расстройке на границах

$$/39/ \quad T' = \frac{We^{\bar{\delta}}}{eSi\sqrt{C\bar{\delta}^2 + (\frac{\omega\delta}{\omega_2})^2}} = \frac{2STV_{n\bar{\delta}}}{Si_2}$$

Таким образом, на границах поверхностей образуются пучности колебаний температуры и узлы колебаний скоростей "сверхзвуковой" и "нормальной" частей гелия-2.

Если расстроить резонансный обмен так, что амплитуда колебаний температуры уменьшится в корень из двух раз, то при этом

$$/40/ \quad \gamma C = \frac{\omega\delta_0}{\omega_2}$$

т.е. так можно измерить коэффициент затухания второго звука.

При резонансе $\delta = 0$, поэтому из /40/ и /41/ имеем

$$/41/ \quad T' = \frac{W}{eSi\omega_0}$$

В случае излучения методом фильтрации надо обстоит несколько сложнее — здесь нужно учитывать оба звука. Будем иссле-

решение в виде суммы частотных волн

$$V_3 = A'_1 e^{-(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})x} + A''_1 e^{(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})x} + A'_2 e^{-(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})x} + A''_2 e^{(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})x}$$

Границные условия записываются таки при $x = 0$, согласно /29/

$$\begin{aligned} A'_1 + A''_1 + A'_2 + A''_2 &= \frac{\varphi}{S_3}, & a_1/A'_1 + A''_1 + a_2/A'_2 + A''_2 &= 0 \\ \text{при } x = l & \quad V_1 = 0, \quad V_2 = 0 \\ A'_1 e^{-(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})l} + A''_1 e^{(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})l} + A'_2 e^{-(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})l} + A''_2 e^{(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})l} &= 0 \\ a_1 \left(A'_1 e^{-(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})l} + A''_1 e^{(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})l} \right) + a_2 \left(A'_2 e^{-(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})l} + A''_2 e^{(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})l} \right) &= 0 \end{aligned}$$

Как видно из этих выражений, решения для обоих звуков независимы друг от друга.

$$/43/ \quad A'_1 = \frac{\varphi}{3 \{1 - e^{2(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})l}\}}, \quad A''_1 = \frac{\varphi}{3 \{1 + e^{2(\kappa_1 + \frac{i\omega}{\omega_1})l}\}}$$

$$/44/ \quad A'_2 = \frac{g_2 \varphi}{3 S_3 \{1 - e^{2(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})l}\}}, \quad A''_2 = \frac{g_2 \varphi}{3 S_3 \{1 + e^{2(\kappa_2 + \frac{i\omega}{\omega_2})l}\}}$$

Здесь опять, как и в предыдущем случае, на границах оказываются узлы колебаний V_1 и V_2 , и, следовательно, пучности колебаний температуры.

При тех же самых предположениях о малости затухания и расстройки, для амплитуды колебаний температуры в пучностях получается

$$/45/ \quad T^1 = \frac{a_1 \varphi T \varphi}{3 C \sqrt{(\kappa_1 l)^2 + (\frac{\omega}{\omega_1})^2}} \quad \text{соответствует обычному звуку}$$

$$/46/ \quad T^2 = \frac{a_2 \varphi \varphi}{3 S_3 \sqrt{(\kappa_2 l)^2 + (\frac{\omega}{\omega_2})^2}} \quad \text{соответствует второму звуку}$$

При резонансе всегда устанавливается такая амплитуда колебаний, при которой потери в резонаторе полностью компенсируются энергией возбудителя, поэтому представляется интересно определить величину энергии, поступающей в резонатор.

В случае возбуждения второго звука тепловым методом, поток энергии с каждой единицы поверхности нагревателя, как указывалось в цитате из работы Либенца, равен, в среднем,

$$q = \frac{1}{2} (\beta_1 U_1^2 + \beta_2 U_2^2) u_1$$

или, принимая во внимание, что здесь $\beta = \beta_1 U_1 + \beta_2 U_2 = 0$, имеем

$$q = \frac{\beta_1 \beta_2 U_1^2}{2 \beta}$$

При стоячих волнах этот поток определяется как разность между уходящей и приходящей энергией, т.е.

$$/47/ \quad q = \frac{\beta_1 \beta_2 u_1}{2 \beta} (U_{n1}^2 - U_{n2}^2)$$

При резонансе и малом затухании, на основании /34/, будет

$$/48/ \quad q = \frac{\beta_1 \beta_2 u_1 U_{n1}^2}{2 \beta}$$

Поток энергии во втором звуке можно выразить также и иным способом. Действительно, употребляя комплексный метод, формулу /47/ можно записать в виде

$$/49/ \quad q = \operatorname{Re} \frac{\beta_1 \beta_2 u_1 (U'_{n1} - U''_{n1}) (U'^*_{n1} + U''^*_{n1})}{2 \beta s}$$

Используя формулы /33/ и /37/, получим

$$/50/ \quad q = \operatorname{Re} \frac{T' W^*}{2 T}$$

Последнее выражение является, до некоторой степени, аналогом вектору Пойнтинга в электромагнитных колебаниях. В него не входит ни одной величины специфической для гелия-2 и оно однаково справедливо как для второго звука, так и для обычных тепловых волн. Последнее обстоятельство лежит в основе подчеркивает, что второй звук, по сути дела, является тем же самым тепловыми волнами, но только из-за квантовых закономерностей тепловые волны в гелии-2 не затухают, а распространяются в виде колебаний, подобных звуковым.

Для другой зоны, на границе борта /51/ и /52/,
где зону можно записать в виде $\varphi = \frac{2\pi f T}{2\pi} \cdot \alpha$, - здесь
свободность зону в бордовой зоне второго звука равна
 $\frac{2\pi f T}{2\pi}$. Такие определения только обозначи-
вают величину.

В акустике употребляются выражения, что звуки
представляют из себя общий звук. В реальности же звуки
затухают, фильтруясь, определяется типами и законами распро-
странения из отдельных и распространяющихся через них зонами раз-
ногода. Однако, помимо под /4/ какого-то обобщенного выраже-
ния, которое гашает аппликатуру концепции звука к конеч-
ной зоне, можно считать, что значение формулы будут
приблизительно правильными, и тогда, на основании формулы /41/,
мы будем иметь

$$/51/ \quad \varphi Q_1 = \frac{2Q_2 \cdot U_n^2 \cdot \delta}{\beta_2}$$

отсюда выражение определяет полную мощность, расходующую
на концепцию звука.

Потеря, в общем случае, можно разделить на три части:
1 - общий потери, 2 - потери на поверхности и 3 - потери
на краях.

Общие потери поверхности определяются свойствами газа-
и, такие же как и в случае обычного звука, характеризуют кон-
стантой зависимости от числа Рейнольдса.

Поверхностные потери состоят из вязкости и турбулент-
ности. Согласно теории Галлоу /12/ вязкотные потери могут быть
оценены. Согласно этой теории, в газах с вязким движением
участвует только вязкость вязкого потока, поэтому уравнение вязкого
движения у стены имеет вид

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial U_0}{\partial z}$$

где скорость направлена вдоль поверхности, а z - координата, направленная перпендикулярно к поверхности.

Для случая звука, когда $U_n = U_{n0} e^{i\omega t}$ имеем

$$i\omega_0 U_0 = \frac{i\omega_0}{C_0 \rho},$$

$$/52/ \quad U_n = U_{n0} (1 - e^{-\frac{C_0 z}{\lambda}}) e^{i\omega t}$$

Глубина проникновения вязких волн при $T = 1.3^{\circ}\text{K}$ и $V = 100 \text{ см/с}$ $\lambda = \sqrt{\frac{2k}{\omega_0}} \sim 10^{-3}$, а при более высоких температурах и больших частотах это меньше; поэтому $z \gg \lambda$ и можно, пренебрегая кривизной поверхности, рассчитывать потери для плоского случая, приняв за U_{n0} - амплитуду колебаний второго звука.

Расчет потерь при распределении скоростей, согласно формуле /52/ для обычных жидкостей известен /39/, и приводит, после усреднения по времени, к значению

$$/53/ \quad U_n^2 \sqrt{\frac{\rho_0 Q}{6}}$$

на каждую единицу поверхности

То, что в данном случае вместо полной скорости и плотности входит скорость и плотность только нормальной части, характерно для гелия-2, но не имеет вида с формулой.

В скользких волнах U_n меняется вдоль резонатора по закону синуса с амплитудой вибрации, равной $2U_n$; поэтому усреднение /53/ по длине резонатора приводит к значению

$$/54/ \quad U_n^2 \sqrt{\frac{\rho_0 Q}{2}}$$

в среднем, на каждую единицу поверхности.

Тепловые потери на поверхности также могут быть рассчитаны. Так как теплоемкость твердых тел при низких температурах значительно меньше теплоемкости гелия, то можно считать, что

потери, в этом случае, незначительны, и на границе твердого тела амплитуда колебаний температуры задается колебанием температуры второго звука.

При данных граничных условиях задача теплопроводности внутри твердого тела, согласно $C_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ при $T = T_0 e^{i\omega t}$ приводит к решению вида $T_0 = T_0 e^{-\sqrt{\omega/\lambda} z}$, где C_1 - обобщенная теплопроводность твердого тела, а λ - его теплопроводность.

Поток тепла внутри поверхности определяется как

$$W = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z_0} = T_0 \sqrt{i\omega \lambda C_1}$$

Поэтому, на основании формулы /50/ для поглощенной энергии получаем

$$/55/ \quad q_T = \frac{T_0^2}{2T} \sqrt{\frac{i\omega C_1}{2}}$$

Умножение по всей поверхности и использование формул /40/ и /15/ дает

$$/56/ \quad q_T = \frac{q_n U_{n1}^2}{g_s C} \sqrt{\frac{i\omega C_1}{2}}$$

Таким образом общее выражение для потерь может быть записано в виде

$$/57/ \quad q Q_1 = \frac{2 Q_1 g_s i\omega b U_{n1}^2}{g_s} = \left\{ \frac{2 Q_1 g_s i\omega b l}{g_s} + \right. \\ \left. + Q_2 \left(\sqrt{\frac{i\omega b l}{2}} + \frac{q_n}{g_s C} \sqrt{\frac{i\omega C_1}{2}} \right) + K \right\} U_{n1}^2$$

где Q_1 - общая поверхность, на которой происходят потери, или

$$/58/ \quad \omega b = g_s l U_{n1} + \frac{q_n}{2 Q_1} \left(\frac{3 g_s}{g_s^2} - \sqrt{\frac{3 g_s^2}{2}} + \frac{l}{g_s C} \sqrt{\frac{i\omega C_1}{2}} \right) + \frac{g_s K}{2 Q_1 g_s}$$

где K - коэффициент, определяющий краевые потери. Вычисление значения коэффициента K единиц предсказывает возможной и он может быть определен только экспериментально.

Для обнаружения второго звука, в настоящей работе был использован термометр сопротивления. Так как колебания тепло-

ратура со втором звуке незначительны, то сопротивление термометра можно представить в виде

$$R_t = R_0 \{1 + \beta T' \cos \omega t\} \quad , \text{ где } \beta = \frac{dR}{R_0 dT}$$

Если к такому сопротивлению приложить напряжение

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos(\omega t - \varphi) \quad , \text{ то ток}$$

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R} \approx \frac{\mathcal{E}_0}{R_0} \cos(\omega t - \varphi) \{1 - \beta T' \cos \omega t\}$$

$$I = \frac{\mathcal{E}_0}{R_0} \left[\cos(\omega t - \varphi) - \frac{\beta T'}{2} \cos(2\omega t - \varphi) \right] - \frac{\beta \mathcal{E}_0}{2 R_0} T' \cos \varphi$$

поскольку в цепи, кроме первичного, появится еще и постоянный ток

$$/59/ \quad I_g = - \frac{\beta \mathcal{E}_0}{2 R_0} T' \cos \varphi$$

величина которого зависит как от амплитуды колебаний температуры, так и от разности фаз между колебанием температуры и поступающим на термометр током.

Таким образом, изменения разность фаз φ , можно по величине выпрямленного тока определить амплитуду колебаний температуры.

$$/60/ \quad T' = \frac{2 R_0}{\beta \mathcal{E}_0} I_g$$

Можно, также, пропустить через термометр постоянный ток, тогда падение напряжения на нем будет

$$\mathcal{E} = I_0 R_0 (1 + \beta T' \cos \omega t) \quad , \text{ т.е. кроме постоянного}$$

падения напряжения появятся переменные составляющие

$$/61/ \quad E_T = I_0 R_0 \beta T' \cos \omega t$$

отсюда по амплитуде определяется и амплитуда колебаний температуры.

3. ПЕРВЫЙ ОПЫТ.

В первых опытах по обнаружению второго звука, в качестве излучателя употреблялся нагреватель, изгибающий плоскость, способную излучать быстропеременный поток тепла. В качестве индикатора служил термометр сопротивления из тончайшей проволоки фосфористой бронзы.

Для термометра были изготовлены, путем протяжки без отката, проволки различных диаметров. Зависимость сопротивления проводок фосфористой бронзы от температуры приведена на рис. № 1. На графике даются относительные величины, причем за единицу принято сопротивление при комнатной температуре.

Идея опытов заключалась в следующем. Если в гелий-2 тепловые волны от нагревателя действительно распространяются в виде незатухающих колебаний, т.-е. в виде второго звука, то поместив в гелий термометр, способный реагировать на быстрые колебания температуры, и перенеся его относительно нагревателя, мы должны будем заметить характерные для данного волнового процесса изменения фазы и амплитуды колебаний.

В первом приборе, построенным с этой целью, для измерения быстропеременных температур был применен метод детектирования переменного тока на периодически меняющемся сопротивлении бронзового термометра, для которого справедлива формула /50/ предыдущего параграфа.

Схема прибора изображена на рис. № 2. Ток от звукового генератора частоты $\frac{1}{2} \omega$ поступает в нагреватель, изготовленный в виде плоской сетки из 20 никелевой контактовой про-

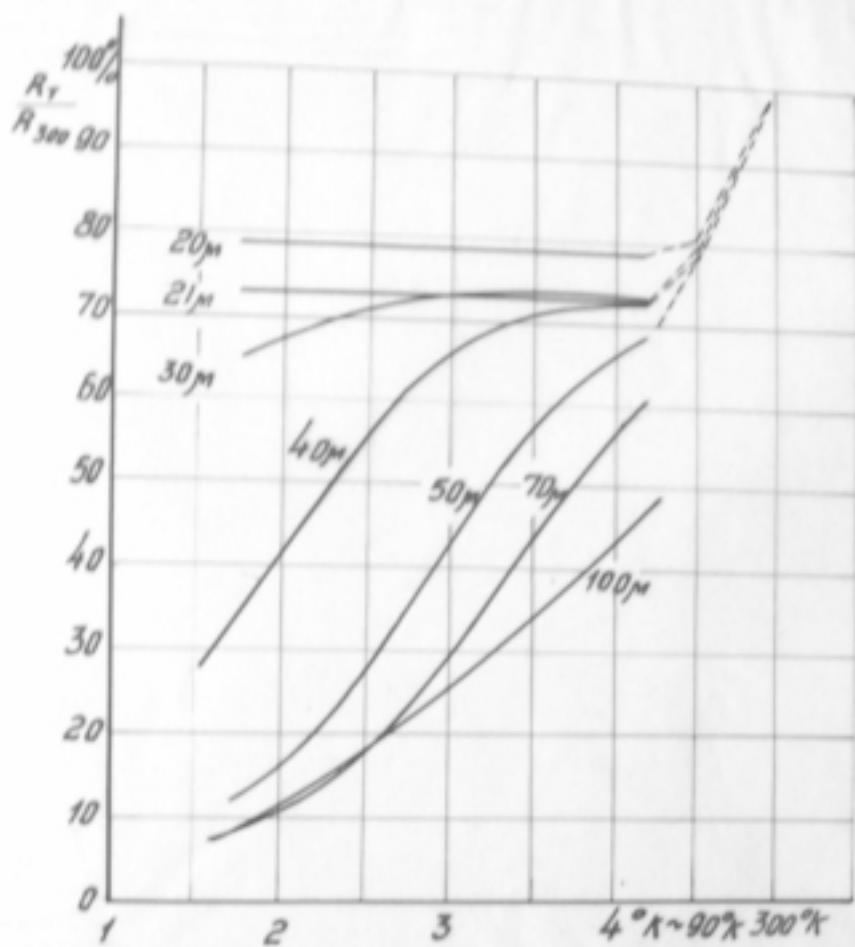


Рис. № 1 Зависимость сопротивления проволок
фосфористой бронзы от температуры.

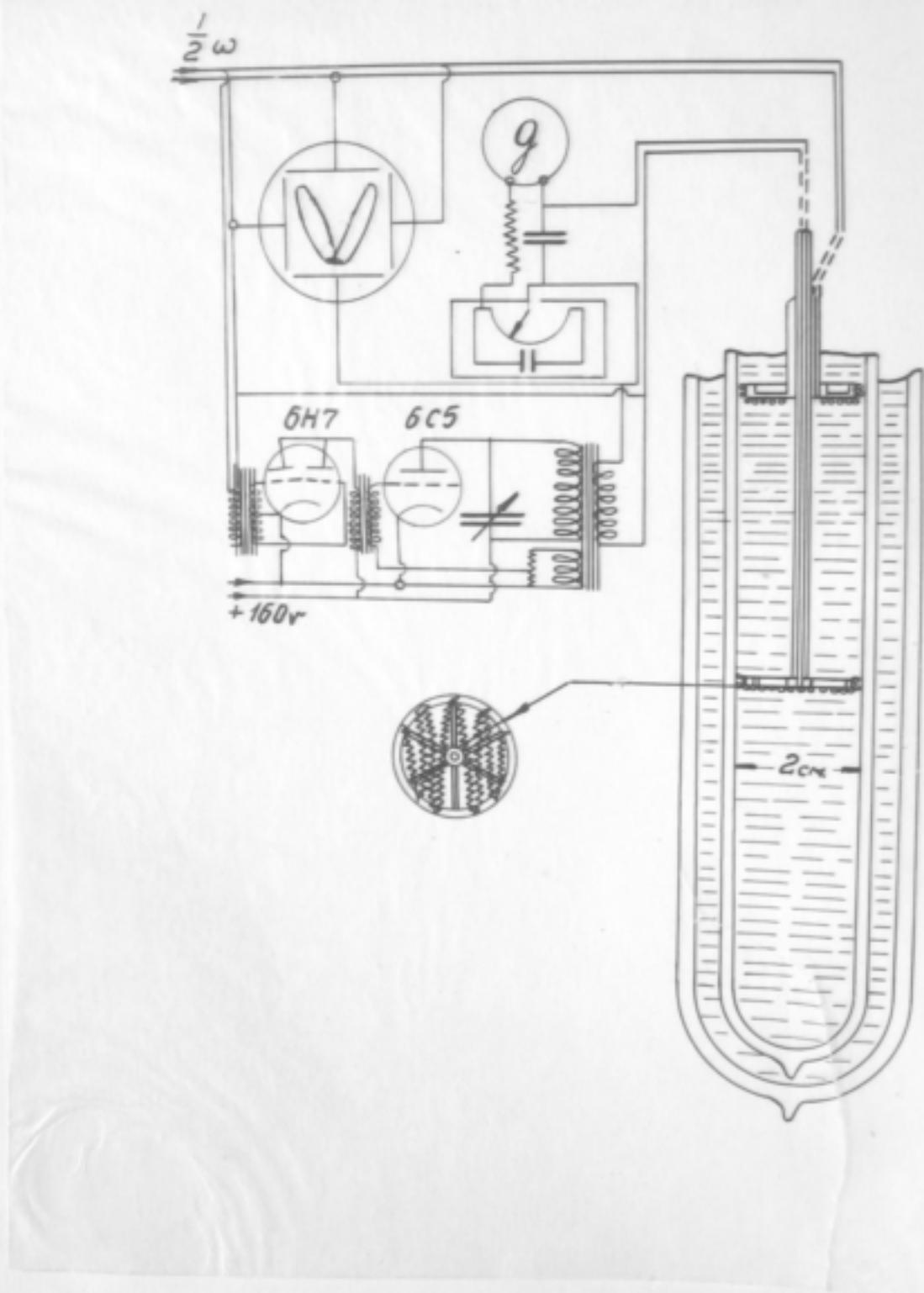


Рис. № 2 Первый вариант прибора для наблюдения
второго звука.

волоки, и возбуждает в гелии-2 второй звук частоты ω . Одновременно он идет в резонансный удвоитель частоты и оттуда на термометр сопротивления. Термометр представлял из себя изогнутоеобразно нагнутое на торце фиброзного кольца спираль, диаметром 0,3мм, изготовленную из 30-никронной проволоки со стойкой бронзой.

Резонансный контур в входной цепи лампы 606 выделял колебания частоты ω и позволял, при помощи переменного конденсатора, менять настройку контура, что приводило к изменению разности фаз между приходящими и удвоенными колебаниями. Контроль работы удвоителя частоты производился на катодном осциллографе по фигурам Лиссажу.

Так как в поступающем на термометр тоже присутствовали гармоники, то постоянный ток получался при выключении нагревателя. Основной ток вызывал периодические изменения температуры термометра удвоенной частоты, а обертка, с частотой, равной удвоенной, детектировалась на переменном сопротивлении, согласно формуле /50/. Поэтому самодetectированный ток компенсировался потенциометром и затем наблюдалась разность показаний гальванометра / ϑ / при выключенном и включенном нагревателе. Чтобы зажигок гальванометра не дрожал, последовательно с гальванометром включалось значительное сопротивление, кроме того гальванометр и сопротивление шунтировались большой емкостью, как показано на рис.К2.

Передавая термометр относительно нагревателя, действительно удалось обнаружить периодически меняющееся отклонение гальванометра, что подтвердило существование второго звука.

в гелий-2. Отклонения, правда, получались малыми и точность измерений незначительной.

Более точные результаты и значительно большие амплитуды колебаний были получены в случае стоячих волн, для стеклянной трубки, в которой помещалась нагреватель и термометр, закрывалось плоским стеклянным диском, а нагреватель помещался на торце диска из скелевой кости. Настройка на резонанс производилась при покоях передвижения нагревателя.

При сопротивлении в цепи термометра порядка $R = 150 \Omega$, напряжении подаваемом на термометр $E_s = 2 \text{ V}$ и $\beta = 0.2$ доброта генератора тока достигала $3 \mu\text{A}$, поэтому, на основании формулы /60/

$$T^* = 0.002^\circ$$

При $T = 1.5^\circ\text{K}$, согласно формула /16/ и /18/

$$V_1 = 2 \text{ см/сек.} \quad V_2 = 20 \text{ см/сек.}$$

При $T = 2^\circ\text{K}$ наблюдалось $T^* = 0.0007^\circ$, $V_2 = 4 \text{ см/сек.}$

$$V_1 = 3 \text{ см/сек.}$$

Для приведенных амплитуд колебаний еще никаких назеноз на критические скорости обнаружено не было.

Хотя методом стоячих волн здесь получились довольно точные результаты, однако сам процесс настройки на резонанс, из-за инертности вертикального гальванометра, занимал довольно продолжительное время. Кроме того, одновременная настройка на резонанс и подбор соответствующей фазы в усилителе, также представляли затруднения, поэтому основание эксперимента по измерению скорости второго звука проводилось на другом приборе.

4. ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ВТОРОГО ЗВУКА.

Для точного измерения скорости распространения второго звука был разработан метод наблюдения усиленных колебаний на катодном осциллографе. Если через термометр пропустить постоянный ток, то при периодических изменениях температуры сопротивление термометра, а, следовательно, и падение напряжения на нем, также будет периодически меняться. В этом случае справедлива формула /61/. Максимальные колебания температуры в предыдущих опытах достигали $0,002^{\circ}$, а ρK было порядка $50 \Omega/\text{град}$, что при токе 5mA для колебаний напряжения дает $\xi = 5 \cdot 10^{-4} \text{ дж.}$

Нижний предел чувствительности такого метода будет определяться шумами ламп и сопротивлений, имеющих порядок $1-2 \mu\text{J}.$

Так как для заметного отклонения луча катодного осциллографа необходимо напряжение порядка $10-20$ вольт, то общее усиление можно доводить до 10 миллионов раз. Создание такого усилителя встречает большие затруднения из-за опасности самовозбуждения, однако экранировкой и разделением каскадов усиления эти трудности были преодолены и усиливаемая схема работала успешно.

Прежде всего для данного метода являлась его безнерцкость, что во много раз сократило время экспериментов.

Схема прибора изображена на рис. IV. В дверце с гелием-2 укреплялась стеклянная трубка /3/, диаметром 2 см и длиной 25 см. Дно трубки закрывалось плоским стеклянным диском /10/.

Внутри трубы помещался нагреватель /7/ и термометры сопротивления /8/ и /9/. Нагреватель из 20-микронной константной проволоки наматывался в виде бифидарной спирали на торце диска из слоновой кости /6/. Термометр /8/ из 30-микронной проволоки фосфористой бронзы также наматывался в виде бифидарной спирали на торце колесика из слоновой кости. Он был похож на маленькую паутинку, почти такую же тонкую, но только более частую.

Диск /6/ укреплялся на стальной тонкостенной трубке /4/ и легко передвигался вдоль стеклянной трубы. Зазор между стенкой трубы и диском был около 0,1мм. Термометр сопротивления /8/ укреплялся на 2 мм стальной трубке /5/ и также мог передвигаться вдоль стеклянной трубы. Благодаря рёбре /1/ и конусам /2/ положение термометра и нагревателя фиксировалось с точностью до 0,1 мм.

Термометр /9/, выполненный в виде зигзагообразной спирали диаметром 0,3 мм, изогнулся из 40-микронной проволоки фосфористой бронзы и укреплялся на дне.

Колебания температуры в этом приборе обнаруживались иначе, чем в приборе №1. Здесь ток от батареи /15/ шел через большое сопротивление /14/ и, затем, через термометры /8/ и /9/. Так как сопротивление /14/ было значительно больше, чем сопротивление термометров, то ток в цепи был практически постоянным. При периодических изменениях температуры, сопротивления термометров, а, следовательно, и падение напряжения на них менялось также периодически. Колебания напряжения либо от термометра /8/, либо от термометра /9/, через

переключатель /13/, поступали на усилитель, а затем на одну из пар отклоняющих пластин катодного осциллографа. На другую пару пластин подавалось напряжение, питавшее нагреватель /7/. На осциллографе опять наблюдалась фигура Лисажу.

Гелий-2, находящийся в стеклянной трубке между двумя дисками /6/ и /10/, образует резонатор, аналогично воздушному столбу в опытах Каплике. Поэтому, если включить схему, а затем начать перемещать диск с нагревателем, то при положениях диска, когда внутри трубы укладывается целое число полуволн, можно наблюдать резко выраженное явление резонанса. Амплитуда дает резкий всплеск, а фаза быстро меняется. Максимум оказывается настолько острый, что при изменении расстояния между дисками на 0,3% амплитуда уменьшается в 2 раза. При этом на концах трубы у стеклянного диска и диска из слюдяной кости, как следует из формул /33/, /34/ и /39/, оказывается пучность колебаний температур и узел колебаний потока тепла.

Так как самым выгодным положением термометра является пучность колебаний температуры, то бронзовый термометр /9/ помещался именно в наиболее благоприятное для измерений место.

Измерения скорости проводились как при помощи переключения термометра /8/ и отсчета пучностей и узлов, так и по радиотракции последовательных положений диска /6/ при настройке на резонанс. В последнем случае отсутствие или наличие термометра /8/ внутри об'ёма никак не влияло на результаты измерений.

Был также произведен опыт, когда весь нижней часок трубы был заполнен затвором. В последнем случае от нагревателя шла волна и передавалась в затвор бегущая волна, что легко обнаруживалось

при передвижении термометра /8/. При этом амплитуда колебаний оставалась постоянной, а фаза постепенно менялась. Длины волн для случая бегущей и стоячей волн, одинаковой частоты, совпадают.

Для снятия температурной зависимости скорости звукового излучения проводились на частоте переменного тока 200 и 800 герц.

Частота звукового генератора контролировалась при помощи катодного осциллографа по канеконному генератору. Последний проверялся по точным часам при помощи синхронного мотора и счетчика оборотов. Таким образом частота определялась и поддерживалась с точностью до 0.1-0.2%.

Температура измерялась по упругости пара гелия. Кроме того, потенциометром /16/ определялось сопротивление термометра, а по сопротивлению и температура. Относительная точность измерения температуры по бронзовому термометру была значительно выше, чем по упругости пара гелия — можно было отсчитывать с легкостью десятичные доли градуса.

При одновременном измерении сопротивления и наблюдении резонансов нужно, чтобы потенциометр лишь немногого ослаблял колебания напряжения на бронзовом термометре, что легко достигалось включением в цепь бронзового сопротивления /17/, /6.000 омов по сравнению с 300 омами термометра/.

Вдали от λ -точки, где скорость мало меняется с температурой, измерение велось установкой на резонанс диска /6/. Вблизи λ -точки скорость зависит от температуры очень сильно, поэтому синхронизацию прохождения резонансов при недлинном

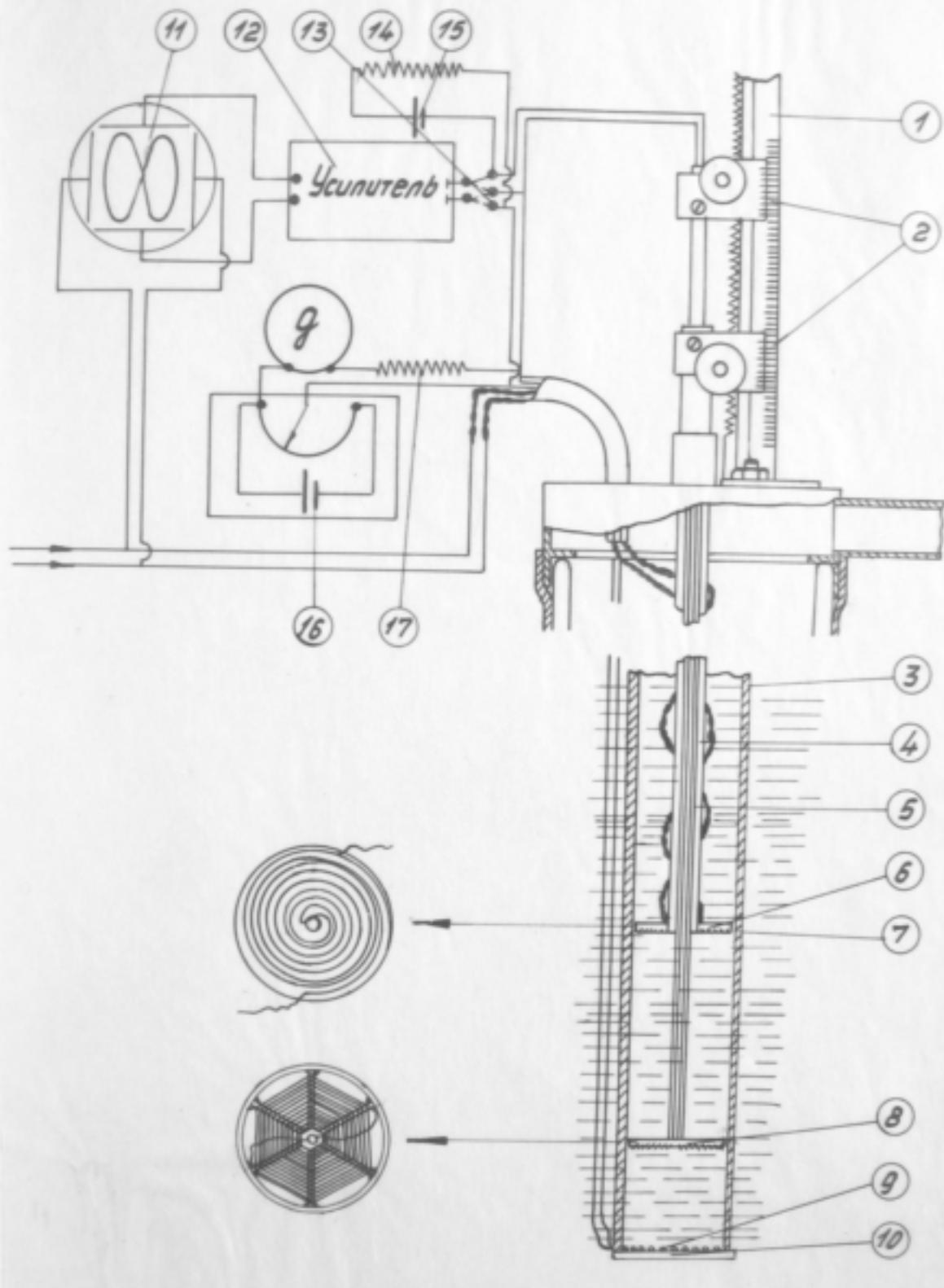


Рис. № 3 Второй вариант прибора для наблюдения
второго звука.

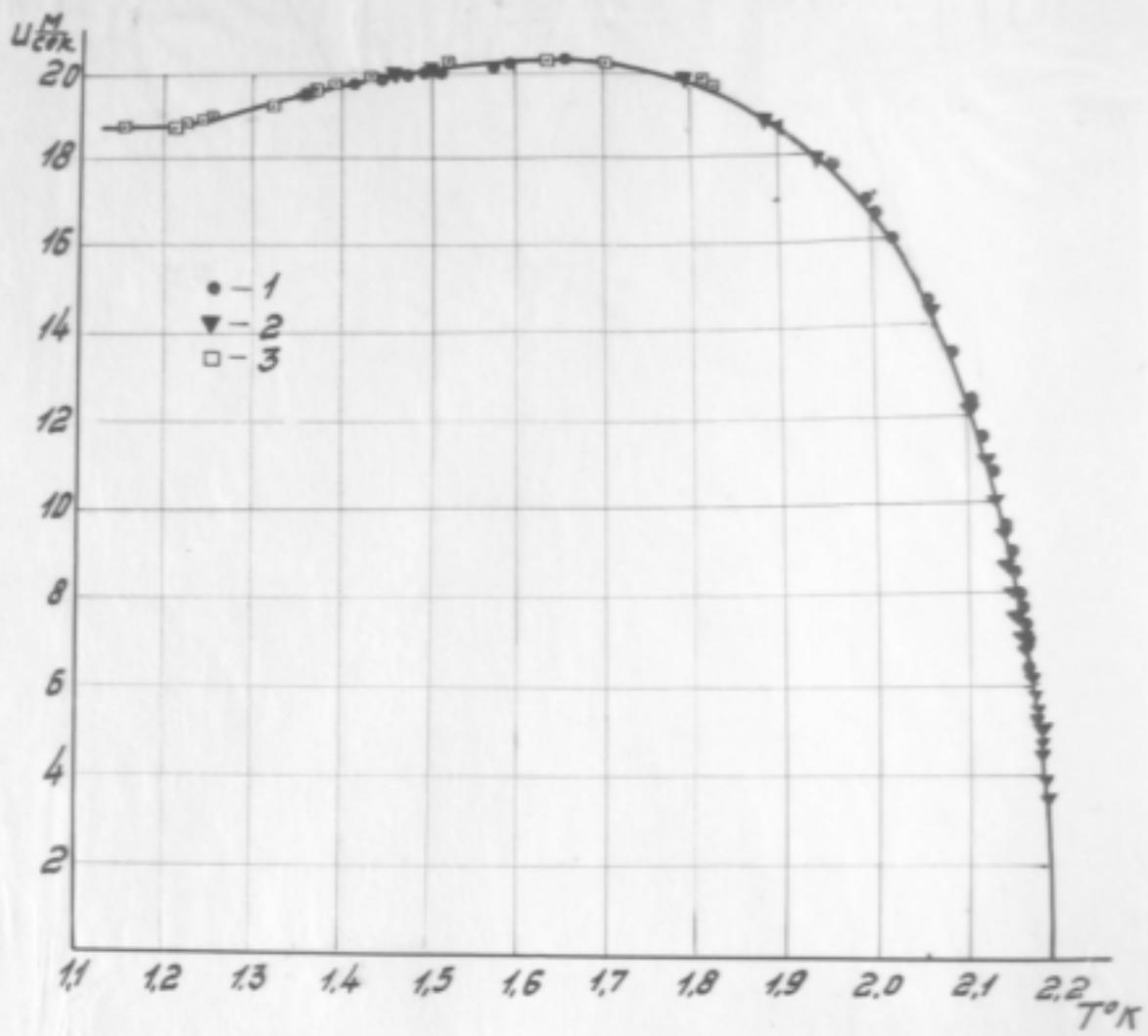


Рис. № 4 Кривая зависимости скорости второго звука от температуры.

1 - опыт 9/1 1945г.

2 - опыт 16/1 1945г.

3 - опыт 6/4 1945г.

повышении температуры при постоянных частоте и расстояниях между дисками.

В непосредственной близости от λ -точки разокансы проходят так быстро, что успевать отсчитывать температуру можно только наблюдать непосредственное отклонение гальванометра. Обычно потенциометр компенсировался где-нибудь около $2.14\text{--}2.15^{\circ}\text{K}$ и это служило первой реперной точкой. Затем, при повышении температуры измерялось увеличивающееся отклонение гальванометра. В λ -точке, из-за резкого изменения теплоотдачи при переходе из гелия-2 в гелий-1, происходил скачок сопротивления. Точка скачка принималась за 2.19°K и служила второй реперной точкой.

Непосредственно в опытах измерялась длина ℓ , на которой укладывалось n полуволны, и частота v . Скорость вычислялась по формуле

$$/62/ \quad u_2 = \frac{2\ell v}{n}$$

Результаты измерения скорости второго звука, указанные выше методом, приведены в таблице №1 и нанесены на графике рис. №4.

Таблица № 1

Опыт 9/1-1945г.		Опыт 16/1 - 1945г.	
$T^{\circ}\text{K}$	$u \frac{\text{м}}{\text{сек}}$	$T^{\circ}\text{K}$	$u \frac{\text{м}}{\text{сек}}$
1.36	19.52	1.46	20.00
1.41	19.73	1.50	20.12
1.44	19.81	1.63	20.30
1.47	19.91	1.79	19.88
1.49	19.98	1.88	18.88
1.51	20.05	1.936	17.96
1.57	20.20	2.00	16.53
1.59	20.25	2.073	14.18
1.63	20.31	2.101	12.0
1.65	20.36	2.116	10.9

$T^{\circ}K$	$\frac{d\frac{ds}{dt}}{dt}$	$T^{\circ}K$	$\frac{d\frac{ds}{dt}}{dt}$
1.70	20.25	2.127	10.0
1.795	19.64	2.134	9.2
1.896	18.78	2.139	8.6
1.954	17.80	2.143	8.0
1.99	16.94	2.150	7.5
2.022	16.02	2.157	7.1
2.058	14.56	2.162	6.7
2.083	13.35	2.165	6.3
2.102	12.32	2.168	6.0
2.115	11.45	2.171	5.7
2.126	10.70	2.173	5.4
2.133	10.01	2.174	5.2
2.139	9.43	2.176	5.0
2.144	8.9	2.177	4.8
2.148	8.4	2.178	4.6
2.152	8.0	2.179	4.4
2.155	7.6	2.180	4.3
2.158	7.3	2.181	4.2
2.160	7.0	2.182	3.9
2.162	6.4	2.183	3.9
2.164	6.2	2.184	3.4
2.165	5.9		

Точность измерения скорости в интервале 1.36-2.00°К составляет 0,3%. При более высоких температурах точность значительно падает из-за погрешностей при определении температуры. Значения для максимума скорости определялись особы и были получены следующие данные - опыт 11/1 1945г.

$T = 1.63^{\circ}K \quad = 20.33 \text{ м/сек, опыт 2/2 1945г.}, T = 1.63^{\circ}K$

$= 20.31 \pm 0.03 \text{ м/сек.}$

Для измерения скорости второго звука вплоть до более низких температур был использован дифар меньшего размера. В него вставлялась стеклянная трубка диаметром 1 см и длиной 15 см. Концы трубки были закрыты плоскими стеклянными дисками. На одном конце трубки находился нагреватель, а на другом - термометр сопротивления. Гелий в трубку затекал через зели между торцом трубки и стеклянными дисками.

Измерение скорости производилось опыт по наблюдению

изменения частоты звукового генератора.

Результаты измерений приведены в таблице №2 и наложены на график рис.№ 4.

Таблица № 2

Опыт №4 1945 г.	
ТОК	М/СЕН.
1.15	18.7
1.21	18.7
1.22	18.75
1.24	18.8
1.25	18.95
1.32	19.2
1.37	19.6
1.39	19.7
1.43	19.9
1.52	20.0
1.63	20.4
1.70	20.3
1.74	20.2
1.79	20.0
1.81	19.85
1.82	19.7

При температуре максимума скорости, т.-е., при $T = 1.63^{\circ}\text{K}$, была проведена попытка обнаружить дисперсию, однако в интервале частот от 100 до 10.000 $\mu\text{Гц}$ скорость второго звука остается неизменной, по крайней мере, с точностью до 0.1%.

На основании полученных результатов можно определить отношение $\frac{\rho_2}{\rho_1}$. Согласно теории Ланду /7/ скорость второго звука в гелии-2 равна $v_2 = \sqrt{\frac{S^2 T \rho_2}{C}}$. Принимая во внимание, что $\rho_1 + \rho_2 = \rho$ — плотности гелия, мы получим

$$/63/ \quad \frac{\rho_2}{\rho} = \frac{1}{1 + \frac{C}{S^2 T}}$$

Если в последнюю формулу подставить для С значения из кривой, построенной на основании данных Невзома и инос Невзома /18/ для S значения из кривой, построенной по данным

Калици/4/, а для и значений из кривой рис. № 4, то для $\frac{S}{g}$ получим величины, приведенные в таблице № 3 и нарисованные на графике рис. № 5. Для сравнения на графике нарисованы данные, полученные Андроникашвили/27/ из спектра со стопкой ядер голубицкод в гелии-2.

Таблица № 3

TOK	$\frac{S}{g}$	E_K	$\frac{E_K}{m_{He}}$
1.3	0.047	9.42	13.1
1.4	0.076	9.36	12.1
1.5	0.119	9.32	11.6
1.6	0.163	9.30	11.3
1.7	0.222	9.13	10.3
1.8	0.336	9.09	9.8
1.9	0.450	9.00	9.4
1.95	0.518		
2.0	0.593	8.99	9.3
2.05	0.680		
2.1	0.785	8.8	8.9
2.15	0.901		

Как видно из рис. № 5 значения для $\frac{S}{g}$, полученные совершенно разными методами, с точностью до ошибок эксперимента, совпадают между собой. Для вычислённой кривой ошибки составляют около 5-6%, а для данных Андроникашвили около 4%.

По имеющимся данным можно также вычислить минимальную энергию, необходимую для образования рогов - Δ и эффективную массу рогов - m_{He} .

По теории Ландау /11/ энтропия роговой части

$$S_z = \frac{1}{3} \left(\frac{\mu K}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} T^{\frac{1}{2}} \Delta e^{-\frac{\Delta}{kT}} \left(1 + \frac{\Delta}{2\Delta} \right), \text{ а } \frac{S_z}{g} = \frac{4}{3} \left(\frac{\mu K T}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta}{kT}}$$

Комбинируя эти уравнения мы получим

$$/64/ \quad S_z = \frac{K}{3} \left(\frac{\rho_{He} K T_0}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta}{kT}} \left(\frac{\Delta}{kT} + \frac{1}{2} \right)$$

$$/65/ \quad \frac{4}{m_{He}} = \frac{K \rho_{He} \left(\frac{\Delta}{kT} + \frac{1}{2} \right)}{m_{He}^0 S_z}$$

здесь m_{He} - масса атома гелия.

Ротонную часть энтропии можно определять как разность полной энтропии и фоновой ее части. Последняя, согласно теории Ландау, равна

$$/55/ \quad S_{ph} = \frac{R^2 K}{90 \pi^2 g} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{T^4}{u_e^3} \right) \approx 1.8 \cdot 10^{-3} T^3 \frac{erg}{deg}$$

$$S_2 = S - S_{ph}$$

Если взять S из спектров Халида, а $\frac{g}{\rho}$ из таблицы ИЭ, то для $\frac{\Delta}{K}$ из уравнения /54/ мы будем иметь данные, приведенные в таблице ИЭ. Значения приведены для величины $\frac{\Delta}{K}$, измеренной в градусах. Точность определения Δ составляет около 4%. Для температур $1.3^\circ - 1.4^\circ K$ возможны значительно большие ошибки из-за экстраполяции данных для S и S_2 .

На основании полученных результатов можно считать, что при низких температурах, когда плотность газа гелиевих квантов мала, $\frac{\Delta}{K}$ равно 9.3° . Уменьшение Δ , начиная с $1.7^\circ K$ можно присоединить увеличению взаимодействия между ротонами при повышении их плотности и, следовательно, несправедливию формулы /15/, выведенной в предположении идеальности ротонного газа.

Принимал $\frac{\Delta}{K} = 9.3^\circ$ и использовал для S и $\frac{g}{\rho}$ те же данные, что и в предыдущем расчете, для $\frac{u_e}{m_e}$ мы получим по формуле /55/ величины, приведенные в последнем столбце таблицы ИЭ.

Эффективная масса ротона μ измерена в масках атома гелия и определена с точностью около 10%.

Следует заметить, что минимальная энергия, необходимая для образования ротона Δ , а также эффективная масса ротона μ изменяются когда и меньше, чем ошибки их определения, но все же

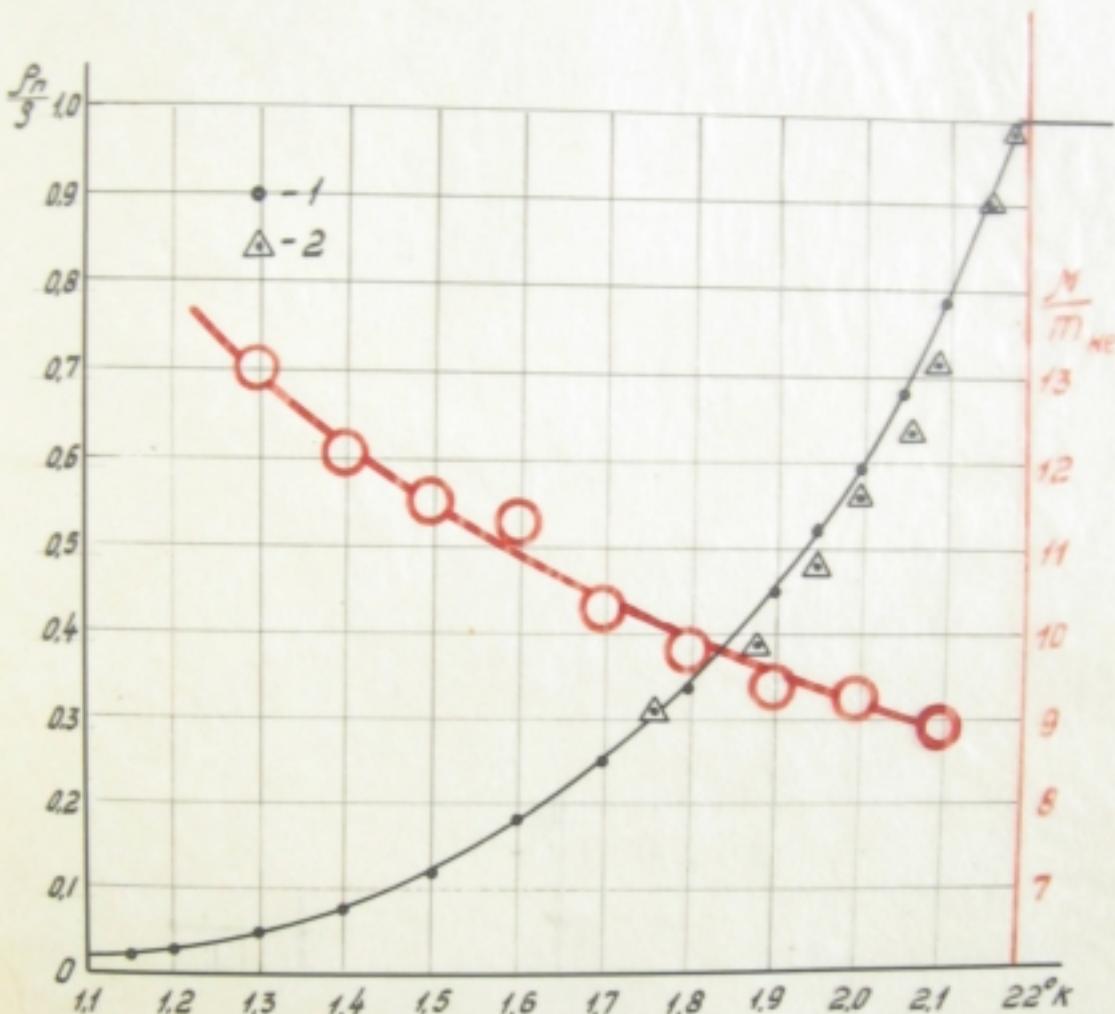


Рис. № 5 Значения $\frac{R_n}{\rho_0}$ и $\frac{M}{m_{Ne}}$, вычисленные из данных для u_2 согласно теории Ландау.

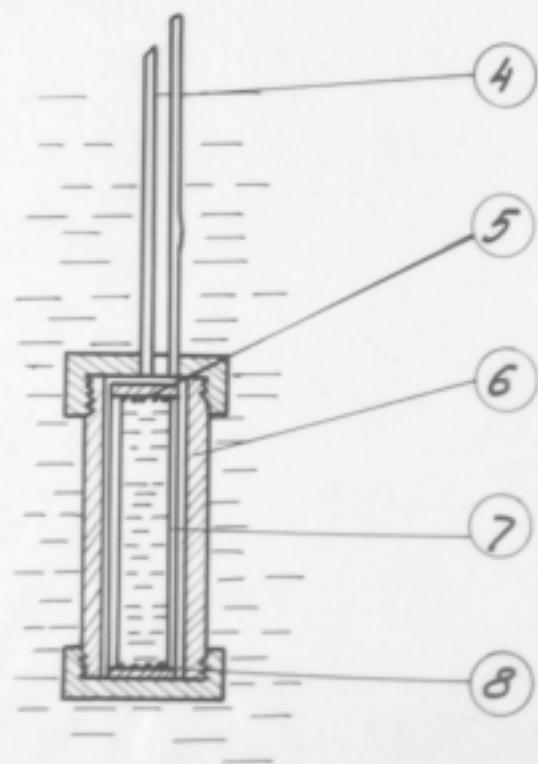
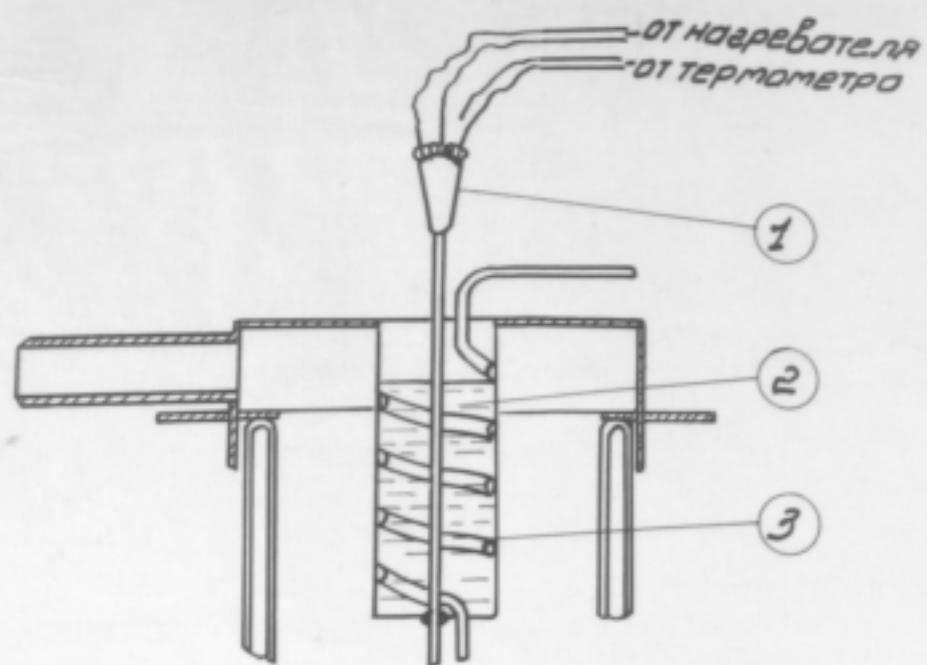


Рис. № 6 Прибор для наблюдения второго звука
при повышенных давлениях.

наблюдается систематический ход их значений с температурой.

Кроме измерений скорости второго звука при давлениях насыщенных паров было также проведено несколько измерений при повышенных давлениях.

Схема прибора для измерения скорости второго звука при повышенных давлениях изображена на рис. №6. В дюзде с гелием-2 помещалась толстостенная медная бомбочка /6/. Внутри бомбочки была стеклянная трубка /7/ диаметром 17мм и длиной 134мм. На торцах трубы, с одной стороны, укреплялся, в виде зигзагообразной спирали, нагреватель /8/, а с другой стороны термометр /5/. Затем к горизонтали при помощи тонкой папиросной бумаги приклеивались плоские стеклянные диски. Провода от термометра и нагревателя выводились через толстостенную Эми стальную трубку /4/ в теплую часть прибора и далее, через резиновые уплотнения в головке /1/ наружу. Бомбочка заполнялась гелием, путем конденсации. Гелий шел сначала через змеевик /2/, окруженный жидким воздухом, а затем конденсировался в бомбочке.

Давление поддерживалось на нужном уровне при помощи манометра со шкалой 50 ат. и двух баллонов объемом по 0.5 литра. В одном из баллонов давление было меньше заданного, а в другом больше, поэтому, в случае необходимости, можно было либо добавить гелий из одного баллона, либо отобрать в другой.

При изготовлении арматуры высокого давления мы пользовались консультацией, любезно предоставленной Б.Ф.Вересагиным. Испытание прибора на высокое давление также производилось в лаборатории Б.Ф.Вересагина.

Измерения скорости второго звука были проведены для двух плотностей гелия-2: $\rho = 0.168 \text{ г/см}^3$, при этом в интервале температур $T = 1.43^\circ - 1.90^\circ\text{K}$ давление менялось от 19.8 ат. до 17.7 ат. и для $\rho = 0.175 \text{ г/см}^3$, при этом давление менялось от 25.8 до 24.2 ат. при изменении температуры от 1.73 до 1.82°K .

Во время измерения поддерживалось определенное соотношение между температурой и давлением, при котором, по данным Кеезома /41/ плотность должна оставаться постоянной.

Плотности гелия-2 были выбраны такие, для которых Кеезом /42/ измерил теплопроводность.

На рис. № 7 приведены результаты измерения скорости второго звука при повышенных давлениях. Точность измерений около 1%.

Согласно теории Ландса скорость второго звука при понижении температуры от λ -точки сначала должна быстро возрастать, затем оставаться более или менее постоянной и затем снова возрастать.

По теории Тисса при понижении температуры скорость быстро возрастает и затем, достигнув максимума, должна монотонно падать.

При давлении насыщенных паров и зависимости от температуры намечается тенденция к увеличению скорости для температур меньше 1.3°K , однако на основании имеющейся экспериментальной скептическое сомнение, что такое увеличение имеет место.

При повышенном давлении, как видно из кривой для $\rho = 0.168 \text{ гг/см}^3$, скорость второго звука, достигнув максимума при $T = 1.40^\circ\text{K}$, при дальнейшем уменьшении температуры, действительно начинает возрастать.

Таким образом результаты измерений скорости второго звука подтверждают теорию Ландau и оказываются не только в численном соответствии с теорией Тхоси /расхождение более чем в 2 раза/, но и показывают качественно иной ход зависимости скорости от температуры.

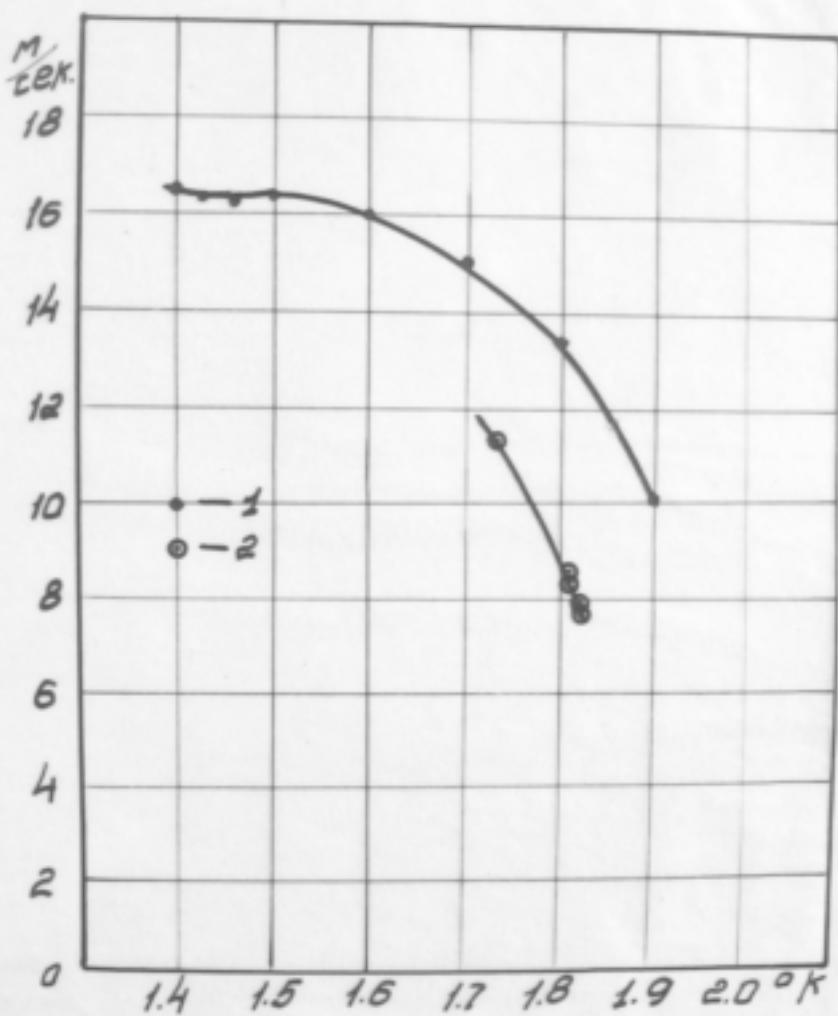


Рис. № 7 Температурная зависимость скорости второго звука при повышенных давлениях.

$$1 - \rho = 0.168 \text{ гр}/\text{см}^3$$

$$2 - \rho = 0.175 \text{ гр}/\text{см}^3$$

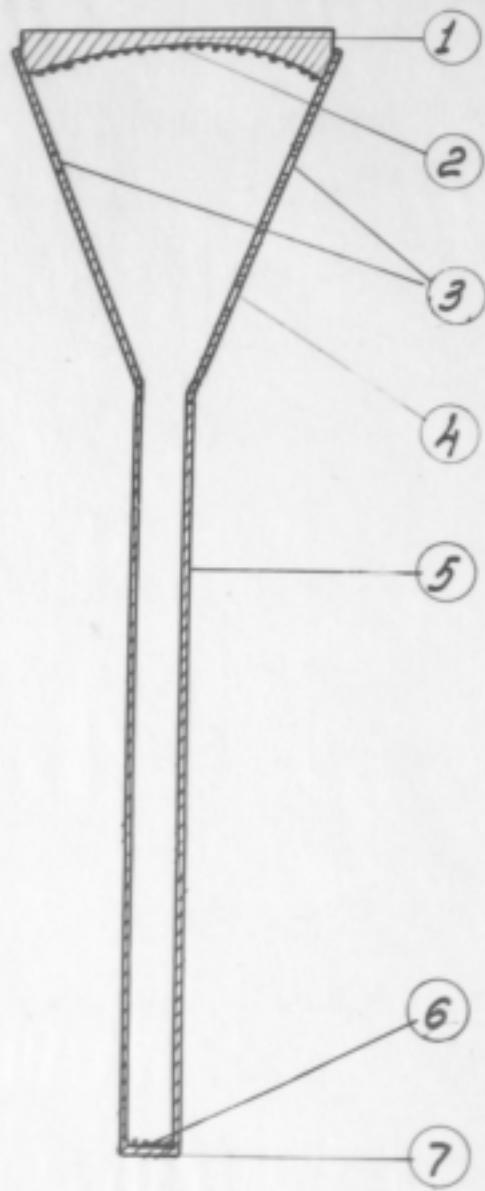


Рис. № 8 Прибор для поисков критических скоростей колебаний второго звука.

5. ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ВТОРОГО ЗВУКА.

Уже первоначальные опыты по исследованию второго звука показали, что вплоть до самых больших нагрузок нагревателя, при которых гелий у нагревателя начинал закипать, никаких срывов, указывающих на наличие критических скоростей не обнаруживается. Чтобы достичь еще больших амплитуд колебаний был изготовлен прибор, изображенный на рис. IV. Здесь второй звук излучался нагревателем /2/, расположенным на крыше /1/, затем, концентрируясь вдоль рупора /4/, пол по трубке /5/ и отражаясь от дна /7/ образовывал стоячие волны.

Обнаружение звука происходило при помощи термометра /6/. Тепло из резонансного об'ема отводилось через отверстия в рупоре /3/.

При оценке величины колебаний в трубке /5/ нужно учесть, что в случае бегущей волны вся энергия, излучаемая нагревателем проходит через трубку, поэтому плотность энергии у нагревателя и в трубке будут относиться как площадь поперечного сечения трубы к поверхности нагревателя, а амплитуды колебаний, как корень квадратный из этого отношения. Аналогичное положение будет и в случае стоячих волн.

Таким образом, амплитуда колебаний температуры у нагревателя определилась формулой /42/, а в пучностях колебаний внутри трубы будет в корень квадратный из отношения площадей больше.

Непосредственного измерения жирины резонансной кривой в данном приборе не производилось, но измерения в аналогичных

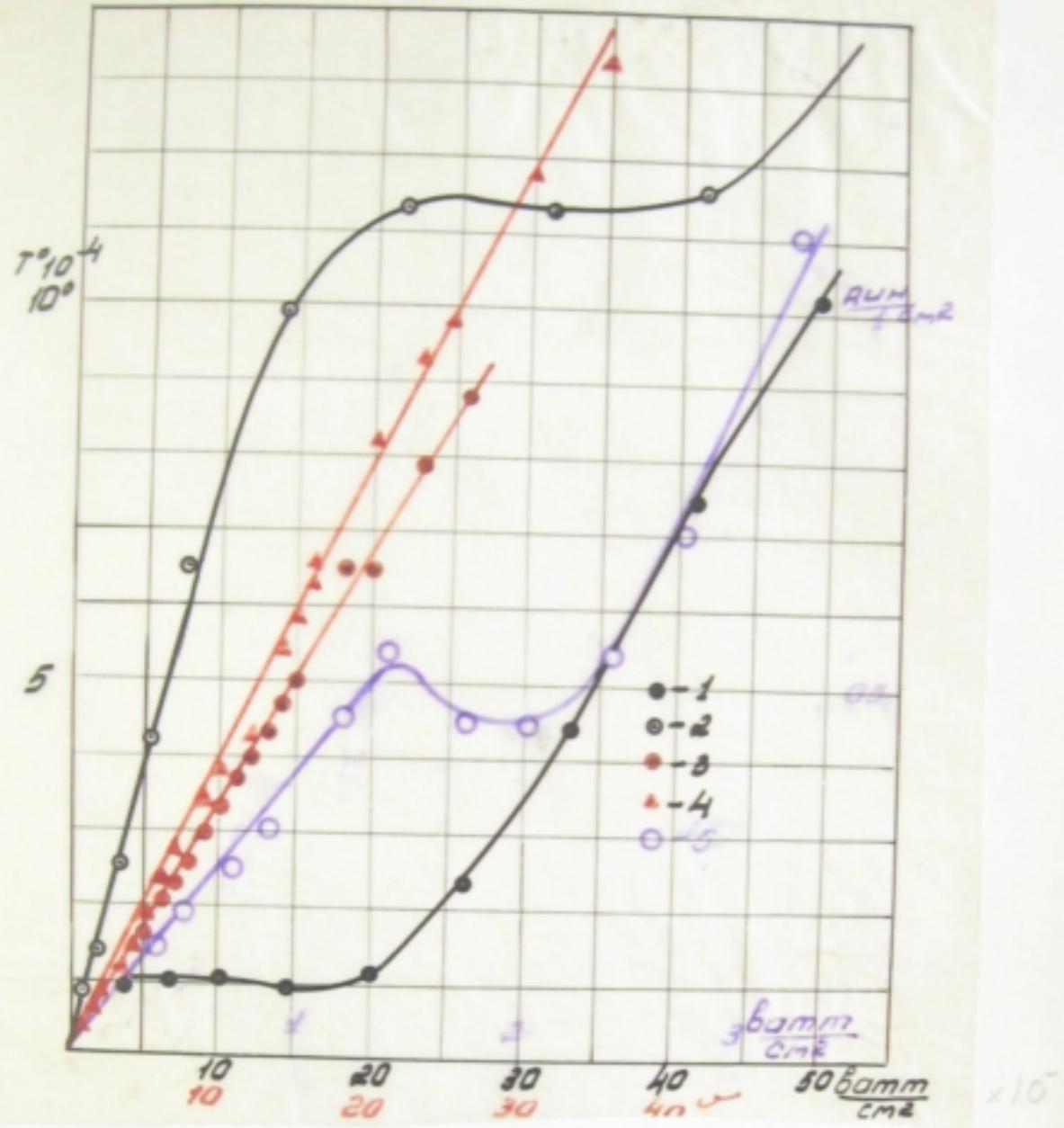


Рис. № 9 Зависимость амплитуды колебаний температуры

во втором звуке от подводимой мощности.

излучение тепловым методом:

1 - $T = 1.63^\circ$, $\nu = 200$ герц, $p = 6.4$ ммН_ж

2 - $T = 1.63^\circ$, $\nu = 200$ герц, $p = 20$ ат.

излучение методом фильтрации:

3 - $T = 1.63^\circ$, $\nu = 200$ герц, $p = 6.4$ ммН_ж

4 - $T = 1.63^\circ$, $\nu = 700$ герц, $p = 6.4$ ммН_ж

5 - зависимость силы действующей на крыльшко от плотности теплового потока (из опытов Капицы)

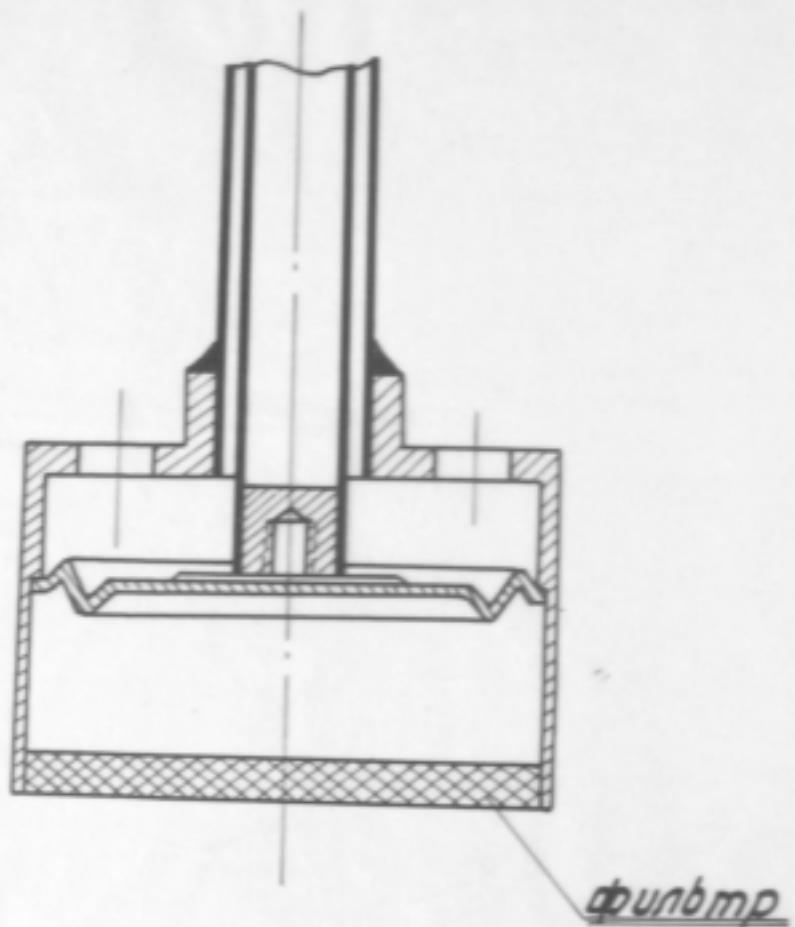


Рис. № 10 Фильтрационный излучатель второго звука.

Рост продолжается вплоть до образования у нагревателя разообразной фазы.

Подобное явление наблюдается и в гелии-2 под давлением. Кривая 2 получилась при $T = 1.630\text{K}$, $V = 200$ герц и давлении $p = 20$ ат.

При других температурах, давлениях и частотах получается аналогичная зависимость между амплитудой колебаний и возбуждающим тепловым потоком, только при увеличении частоты изгибы становятся менее резко выраженными.

Стоит отметить, что в опытах Капицы^{3/} по отклонению крыльшка под действием постоянного потока тепловых квантоз, наблюдалась картина, очень похожая на приведенные выше. Зависимость силы действующей на крыльшко от плотности теплового потока приведена на рис. №9 - кривая 5.

Постоянный поток тепла в гелии-2, при отсутствии потока гелия как целого, можно трактовать как колебания второго звука с кувлевой частотой, поэтому представляется вероятным, что за внешней аналогией скрывается более глубокая причина.

Чтобы выяснить, чем вызвана аномалия в зависимости амплитуды второго звука от подводного теплового потока, был разработан другой метод возбуждения - путем фильтрации.

Вместо диска с нагревателем в последнем случае помещался излучатель, изображенный на рис. №10. Медный фильтр, забезвисто предоставленный профессором Нальниковым, прессовановался с одной стороны цилиндрического об'ема, другая сторона которого закрывалась мембраной. В центре мембранны укреплялась тонкостенная стальная трубка, по которой передавались звуковые колебания. Звуковые колебания возбуждались устройством,

аналогичную обычному динамику, где вместо диффузора к подвижной катушке прикреплялась передающая колебания трубка. Некоторое усложнение вносились тем, что трубка и подвижная катушка должны были помещаться в объеме, сообщающем с двором и изолированном от атмосферы. Для этого подвижная катушка помещалась в тонкостенном латунном колпачке, надетом на полюсы электромагнита. Латунный колпачок прижался к бимс. стальной трубке, которая через сальник входила в двор. На нижнем конце трубы прижималась, как указано на рис. №10, латунный цилиндр с фильтром и мембраной. Трубка и электромагнит прикреплялись к конусу, что позволяло изменять и точно определять положение фильтра в резонаторе.

При колебаниях мембраны некоторая часть гелия периодически продавливалась или засасывалась через фильтр. Так как поры фильтра были весьма малыми, то через фильтр проходила в основном сверхтекущая часть гелия-2, тепловые же волны задерживались вязкими силами, т.-е. создавались условия, вызывающие колебания второго звука и близкие к /29/ из второй части.

Одновременно под фильтром укреплялась спираль из констистовой проволоки, посредством которой можно было возбуждать второй звук тепловым методом, а также создавать постоянный поток тепла.

Как было выяснено во второй части, при возбуждении методом фильтрации интенсивность обычного звука будет больше, чем интенсивность второго звука, однако для колебаний температур имеет место обратная картина. Кроме того, из-за ме-

ности коэффициента теплового расширения, оба звука ведут себя как независимые, поэтому можно было различать резонансы, соответствующие обычному и второму звуку.

Из опыта оказалось, что при $T = 1.63^{\circ}\text{K}$ амплитуда колебаний температуры при резонансе обычного звука в 6 раз меньше, чем при резонансе второго звука. В случае бегущих волн по оценке согласно формулы /31/ отношение амплитуд составляет около 10. При резонансе, согласно формулам /45/ и /46/ отношение амплитуд колебаний температуры будет

$$/67/ \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{S_{\delta_1}}{S_{\delta_2} \cdot \alpha_i \cdot \eta_i}, \quad \text{т.е. отличается от случая бегущих волн на величину отношения коэффициентов затухания.}$$

Так как из-за неидеальности фильтрация это соотношение еще несколько уменьшается в пользу обычного звука, то на основании эксперимента можно заключить, что затухание у обоих звуков одного и того же порядка.

Эксперименты по определению зависимости амплитуды колебаний второго звука от подводимого к динамике напряжения показали, что никаких аномалий здесь не наблюдается. На рис. 59 приведены результаты наблюдений при $T = 1.63^{\circ}\text{K}$ и $V = 200$ герц - кривая 3, и при $T = 1.63^{\circ}\text{K}$ и $V = 700$ герц - кривая 4.

Если же в нагреватель, расположенный непосредственно у фильтра, подать постоянный ток, то иногда происходит очень незначительное изменение амплитуды колебаний, в иногда амплитуда уменьшается процентов на 10 - 15. Особой регулярности при этом не наблюдается.

В опытах Капицы по отклонению крышки от теплового потока на загибах краев, в точках, изображенных на рис. 59 двойными

кружками, также обнаруживается неустойчивый режим, на основании чего можно заключить, что нерегулярности обусловлены турбулентностью тепловых потоков в гелии-2. Поэтому при излучении методом фильтрации, где тепловых потоков нет, для амплитуд колебаний оказывается линейная зависимость, а одновременное включение нагревателя создает турбулентные тепловые потоки и приводит к нерегулярному уменьшению амплитуды второго звука.

Следует заметить, что турбулентность теплового потока только несколько уменьшает колебания второго звука, но не срывает их.

Последнее обстоятельство указывает на весьма большую устойчивость второго звука.

Были, также, проведены опыты по определению затухания второго звука. Одним из способов служило измерение затухания в стоячих волнах при различной длине резонансного обечайки. Измерения велись как по ширине резонансной кривой, так и по величине резонансной амплитуды. Так как точность определения ширины резонансной кривой была не велика /около 10%/, то разность между полуширинами было бы удобнее определять исходя из /42/ по формуле $\delta_1 - \delta_2 = \delta_2 \frac{T'_1 - T'_2}{T'_1}$, где δ_1 и δ_2 — полуширины резонансных кривых для длин резонатора соответственно l_1 и l_2 , а T'_1 и T'_2 — соответствующие им амплитуды колебаний температуры.

Для данного случая формулу /58/ удобнее переписать так

$$/58/ \omega \delta = l \left(4_1 \gamma_2 + \frac{3_1}{2_1^2} \sqrt{\frac{\omega_1^2}{2}} + \frac{1}{2_1^2 C} \sqrt{\frac{\omega_1^2 G}{2}} \right) + \frac{K^2 \gamma_1}{2 \pi^2 g^2},$$

где l — радиус трубки.

Измерив δ для двух длин ℓ_1 и ℓ_2 мы получим

$$/69/ \quad u_1 V + \frac{\beta_3}{\rho_3 C_3} \sqrt{\frac{\omega_3 \rho_3}{\ell_1}} + \frac{1}{\rho_3 C} \sqrt{\frac{\omega \lambda C_1}{2}} = \frac{\omega(\delta_2 - \delta_1)}{\ell_2 - \ell_1}$$

$$/70/ \quad \frac{\beta_3 \delta_1}{\rho_3 C_3} = \frac{\omega(\ell_1 \delta_2 - \ell_2 \delta_1)}{\ell_1 - \ell_2}$$

Измерения в стеклянной трубке при частоте второго звука $V = 400$ и $T = 1.63^{\circ}\text{K}$ дают для /69/ значение 1.5 1/сек., а для /70/ 45 см/сек. Таким образом, потери на краях эквивалентны потерям на 30 см. длины трубы.

Аналогичные измерения при $V = 1500$ герц и той же температуре приводят к значениям 2.5 1/сек для /69/ и 25 см/сек для /70/, т.е. потери на краях уменьшаются, а внутри трубы возрастают.

Как известно /39а/, об"емные потери в обычном звуке пропорциональны квадрату частоты, во втором звуке квадратичная зависимость должна также сохраняться. В то же время, как видно из формулы /58/ или /68/, к вязким и тепловым потерям пропорциональны квадратному корню из частоты, поэтому по частотной зависимости можно определить, какие потери играют преобладающее значение.

Составляя данные для /69/ при $V_1 = 400$ и $V_2 = 1500$, находим, что их отношение равно 1.7, что близко к $\sqrt{\frac{V_2}{V_1}} = 2$, но никак не к $(\frac{V_2}{V_1})^2 = 16$.

Таким образом, основную часть потерь во втором звуке следует приписать не об"емным, а поверхностным потерям.

Был, также, проведен опыт, когда вместо стеклянной была поставлена медная трубка. В последнем случае при $T = 1.63^{\circ}\text{K}$ и $V = 1000$ для /69/ получалось значение 2.0 1/сек., а для

/70/ 27 см/сек, т.е. краевые потери здесь, в соответствии с изменением частоты, несколько больше, чем в стеклянной трубке при $\nu = 1600$, но меньше, чем при $\nu = 400$ герц. Потери на стенах, наоборот, оказываются даже больше, чем в стеклянной, при более высокой частоте, что указывает на тепловой характер этих потерь.

Вязкая часть потерь может быть оценена на основании измерений вязкости гелия-2 Кеезоном и Накрудом^{/26/}, Ланду^{/12/} пересчитав данные Кеезона и Накруда, согласно своей теории, приводит для η значение $2 \cdot 10^{-5}$ пас.

При таком значении η и $\nu = 400$ герц, $T = 1.63^{\circ}\text{K}$
 $\frac{S_1}{Z_1} \sqrt{\frac{\omega_0}{2}} = 0.7 \text{ л/сек}$, т.е. примерно в 2 раза меньше, чем наблюдается на опыте.

При $\nu = 1000 \text{ л/сек}$ $\frac{S_1}{Z_1} \sqrt{\frac{\omega_0}{2}} = 1.1 \text{ л/сек}$, что на много меньше, чем 2.8 л/сек, наблюдавшее в медной трубке. На основании всего этого можно сделать вывод, что тепловые потери на стенах составляют значительную часть общих потерь.

Произведение теплопроводности на об'емную теплопроводность из приведенных экспериментов оценивается для меди, как

$$\lambda C = 1.5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{сек}^2}, \text{ а для стекла } \lambda C = 7.6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$$

Другим методом определения поверхностных потерь было измерение полуширины резонансной кривой δ_0 пустого резонатора и δ_1 резонатора, внутри которого помещена пачка пластин из тонкой нержавеющей стали /толщиной 0.1 мм/
 $\text{пластин из тонкой нержавеющей стали /толщиной } 0.1 \text{ мм/}^2$

Общая поверхность пластины была $Q_2 = 2 \cdot 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Уменьшение об'ема при этом составило всего 1.3%.

Из формулы /58/ для данного случая следует

$$/71/ \sqrt{\frac{\omega_0}{2}} + \frac{S_1}{Z_1} \sqrt{\frac{\omega_0 C_1}{2}} = \frac{28\pi^2 g_{1,0} \omega (\delta_1 - \delta_0)}{Z_1 Q_2}$$

При $T = 1.63^{\circ}\text{K}$ и $V = 400 \text{ л/сек}$ оказалось $2\delta_c = 0.6 \text{ мкм}$,
 $2\delta_s = 2.7 \text{ мкм}$, отсюда для /71/ получается значение, разное
 $4.4 \cdot 10^{-2} \frac{\text{кал}}{\text{сек}}$, а то же время, положив $R = 2 \cdot 10^{-5} \text{ пазу}$,
имеем $\sqrt{\frac{\omega_0}{Z}} = 3.2 \cdot 10^{-2}$, т.е. здесь тепловые потери меньше,
чем у меди и даже меньше, чем у стекла.

Последнее обстоятельство на первый взгляд кажется странным, но нужно принять во внимание, что пластинки перкалевской стали были очень тонкими, а то же время теплопроводность металлов при низких температурах весьма мала, а теплопроводность стали невелика, поэтому длина тепловых волн в стали достигала значений, сравнимых с толщиной пластинок. При таких обстоятельствах колебания температуры пластинок почти не отличались от колебаний температуры в гелии, что, естественно, приводило к уменьшению тепловых потерь.

Эксперименты с пачкой пластинок внутри резонатора, проведенные при различных температурах, показывают, что если принять, что потери на пластинках определяются, в основном, вязкостью, то вязкость в интервале температур от 1.0° до 2.0°K увеличивается примерно в 4 раза.

Нужно заметить, что все измерения по затуханию производились с точностью, достаточной для оценки вида зависимости и порядка величин, определяющих затухание, но недостаточной для точного численного их определения.

ОБСУДЖЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОД.

В настоящее время имеется две теории гелия-2, более или менее полно рассматривающие его основные свойства. Теория Тисса базируется на представлении гелия-2, как зараженного Бозе-Эйнштейновского газа. Теория Ландау стоит на точке зрения существенно квантового характера теплового движения в гелии-2 и рассматривает тепловую энергию в гелии-2, как газ тепловых квантов.

Как та, так и другая теория определяют свои постоянные из данных теплоемкости гелия-2, поэтому естественно, что опыты по тепловым свойствам гелия дают результаты, совпадающие с обеими теориями и не могут служить критерием их правильности.

Для вывода уравнения распространения второго звука, на основании теории Ландау, потребовалось использовать всю систему уравнений движения гелия-2, поэтому опыта со вторым звуком дают более полный материал для оценки правильности теорий, описывавших гелий-2.

По теории Тисса^{9/} скорость распространения второго звука определяется формулой $v_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^5} \frac{\kappa T}{m}$, где $T_c = 2.19^{\circ}\text{K}$. κ - постоянная Больцмана и m - масса атома гелия.

Согласно этой формуле v_2 имеет максимальное значение 52 м/сек при $T = 1.53^{\circ}\text{K}$ и далее monotонно спадает, как при увеличении, так и при уменьшении температуры.

Результаты измерения скорости второго звука, как видно из Рис. №4 и №7 находятся в прямом противоречии с теорией Тисса.

Скорость не только в 2.5 раза меньше, чем следует из теории, но при понижении температуры она начинает возрастать, вместо монотонного убывания.

Таким образом, теория Тисса, базирующаяся на довольно грубых представлениях о жидком гелии, дает не только количественные результаты, но, в некоторых случаях, и качественно неправильную картину свойств гелия-2.

Теория Ландау для зависимости скорости распространения второго звука от температуры дает кривую, приведенную на фотографии №2. Качественно эта кривая хорошо совпадает с экспериментальными данными, однако числовые значения отличаются на 25%, что значительно превышает ошибки измерений и указывает на неточность теории.

Расчеты постоянных теорий Δ и μ , основывающиеся на данных по измерению скорости второго звука, также приходят к выводу, что они меняются с температурой, правда, в пределах почти не превышающих ошибок измерений. Однако, между постоянными вычисленными из теплоемкостных данных $\frac{\Delta}{K} = 8 - 9^{\circ}$, $\frac{\mu}{m_{He}} = 7 - 8$, и вычисленными из измерений скорости второго звука $\frac{\Delta}{K} = 9.3^{\circ}$, $\frac{\mu}{m_{He}} = 11 - 12$ расхождение превышает ошибки измерений.

Таким образом, нужно признать, что теория Ландау значительно более точно отражает реальные свойства гелия-2, но она требует некоторого усовершенствования, чтобы не только качественно, но и количественно правильно описать все известные свойства гелия-2.

Измерения скорости второго звука при повышенных давлениях, а также при более низких температурах, могут дать дополнительный материал, необходимый для усовершенствования теории.

По поводу второго звука при низких температурах следует сделать некоторые замечания. При понижении температуры количество ротонов уменьшается значительно быстрее, чем количество фонов, поэтому при низких температурах основную роль в тепловых свойствах начинают играть фоновы. Именно это обстоятельство, при стремлении температуры к нулю, приводит к значению скорости, равному скорости обычного звука, деленное на корень из трех, как вычислено в работе Лифшица. При этом не учитывается, что с понижением температуры длина свободного пробега тепловых квантов значительно возрастает и может стать больше размеров сосуда.

В последнем случае, как и в случае разреженных газов, периодический процесс уже не может распространяться.

Однако, газ тепловых квантов состоит из двух видов квантов, сильно отличающихся друг от друга. Длина свободного пробега фонов на много больше длины свободного пробега ротонов, поэтому в некоторой области температур длина свободного пробега фонов станет больше размеров сосуда и они не смогут участвовать в колебаниях второго звука. В то же время для ротонов она остается значительно меньшей размеров сосуда и, благодаря этому, второй звук продолжает существовать. При этом скорость второго звука должна быть

Измерения скорости второго звука при повышенных давлениях, а также при более низких температурах, могут дать дополнительный материал, необходимый для усовершенствования теории.

По поводу второго звука при низких температурах следует сделать некоторые замечания. При понижении температуры количество рогонов уменьшается значительно быстрее, чем количество фононов, поэтому при низких температурах основную роль в тепловых свойствах начинают играть фононы. Именно это обстоятельство, при стремлении температура к нулю, приводит к уменьшению скорости, равному скорости обычного звука, деленной на корень из трех, как вычислено в работе Лифшица. При этом не учитывается, что с понижением температуры длина свободного пробега тепловых квантов значительно возрастает и может стать больше размеров сосуда.

В последнем случае, как и в случае разреженных газов, периодический процесс уже не может распространяться.

Однако, газ тепловых квантов состоит из двух видов квантов, сильно отличающихся друг от друга. Длина свободного пробега фононов на много больше длины свободного пробега рогонов, поэтому в некоторой области температур длина свободного пробега фононов станет больше размеров сосуда и они не смогут участвовать в колебаниях второго звука. В同一 же время для рогонов она остается значительно меньшей размеров сосуда и, благодаря этому, второй звук продолжает существовать. При этом скорость второго звука должна быть

на много меньше значений, вычисленных Лифшицем, кроме того должно наблюдаться большое затухание, так как каждое соударение рогона с фононом приводит к диссипации энергии колебаний агрогого звука.

Проявление квантовых свойств при теплопередаче и, следовательно, явления, аналогичные второму звуку возникны в сверхпроводниках и кристаллах, близких к идеальным.

В сверхпроводниках, также как и в гелии-2, сверхпроводящие электроны, обладая нулевой антропией, не переносят тепловой энергии, всю тепловую энергию несут с собой возбужденные электроны.

В агрогом звуке происходит встречное колебание частиц с нулевой антропией относительно нормальной части, поэтому трение колеблющихся нормальных электронов о решетку, должно вызвать очень сильное затухание. Однако, в случае сверхпроводника, при возбуждении тепловых колебаний, можно ожидать некоторого отклонения от закона распространения обычных тепловых волн в сторону уменьшения затухания, по крайней мере в той области, где электронная теплоемкость становится больше теплоемкости решетки.

В идеальном кристалле при низких температурах также существует газ тепловых квантов и кванты, соударяясь, передают импульсы друг другу. Однако, идеальных кристаллов не существует, в реальных кристаллах всегда есть неоднородности и нерегулярности, рассеивающие тепловые кванты.

Поэтому и в случае когада, блажого к идеальности, можно ожидать для тепловых волн меньшего затухания, чем это полагается по закону обычной теплопроводности.

Вопрос о влиянии критических скоростей на распространение второго звука нельзя считать окончательно разрешенным, ибо как при тепловом методе излучения, так и при излучении методом фильтрации, второй звук существует не в чистом виде, а сопровождается либо потоком тепла, либо колебаниями обычного звука.

Картина станет яснее после того, как критические скорости, при относительном движении нормальной и сверхтекучей частей, будут изучены в более простых условиях, например в опытах, аналогичных экспериментам Стрелкова по теплоотдаче проволочек.

Итак, работа, проведенная по исследованию второго звука в гелии-2, позволяет сделать следующие выводы.

Выводы

1. С полной неопровергаемостью, экспериментально, установлено существование в гелии-2 нового явления — второго звука.
2. Выяснено, что так как свойство сверхтекучести гелия-2 приводят к полной маскировке и замене диффузного распространения тепла своеобразным конвективным переносом, при котором проявляется свойство инерционности тепла, тепловые волны, быст

ро затухаюло в обычных веществах, в гелии-2 распространяется в виде незатухающих колебаний - второго звука.

3. Второй звук в гелии-2 весьма эффективно излучается плоскостью, испускающей периодически варьирующий тепловой поток.

Периодическое продавливание и заасасывание гелия через фильтр, также приводит к эффективному излучению второго звука, однако при этом излучается и обычный звук.

4. На основании выведенных для второго звука условий излучения и образования стоячих волн, а также на основании косвенных измерений установлено, что в резонаторе на отражающих плоскостях образуются узлы колебаний потока тепла и пучности колебаний температуры.

5. Спектр по измерению скорости распространения второго звука в гелии-2, для температурной зависимости скорости, при давлении насыщенных паров, дает кривую, изображенную на рис. №4, а для плотностей $\rho = 0.168 \text{ гр/см}^3$ и $\rho = 0.175 \text{ гр/см}^3$ кривые приведены на рис. №7.

Лисперски во втором звуке в интервале частот 100-10000 Герц с точностью до 0.1% не обнаружено.

6. Сравнение результатов измерения скорости распространения второго звука с данными теории Тисса и Ландau показывает, что теория Тисса для скорости второго звука, дает значения, отличающиеся от экспериментальных в 2.5 раза, и

качественно неправильную температурную зависимость. Теория Ланду качественно правильно описывает падение, однако наблюдается количественное расхождение порядка 25%.

Вычисление постоянных теории Ланду Δ и β на основании измерений скорости второго звука, также указывает на необходимость некоторого изменения теории.

7. Значения для β/β_0 , вычисленные из теплопроводности, вязкости и скорости второго звука, с точностью до ошибок определены, совпадают с данными, полученными в экспериментах Айдроникашвили из изменений концентрации ионов в стекле дисков, колеблющихся в гелии-2.

8. Измерения затухания второго звука в гелии-2 показывают, что в резонаторе объемные потери можно не учитывать. Основное затухание вносится за счет тепловых и вязкостных потерь на стенах резонатора и за счет потерь на концах через щели.

9. Характер зависимости амплитуды колебаний второго звука от возбуждающей мощности указывает на большую устойчивость второго звука. Второй звук легко распространяется даже через турбулентный тепловой поток в гелии-2. Последнее обстоятельство заставляет думать, что критические скорости второго звука должны приходить лишь к увеличению затухания, а не к сразу колебаний.

В заключение, считаю своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность академику П.Л.Капице за великолепный интерес и ценные советы по работе, а также проф. Г.Д.Ландau за частные плодотворные дискуссии.

Институт Сибирских Проблем

А.И. СССР

Бышов

З.П.Левков



Общий вид установки для измерения второго звука.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W.H.Keesom and miss Keesom, Physica, 3. 359 (1936)
2. П.Л.КАПИЦА, Д.А.Н. СССР, 18. 28 /1937/
3. П.Л.КАПИЦА, ЖЭТФ, 11. 1 /1941/
4. П.Л.КАПИЦА, ЖЭТФ, 11.581 /1941/
5. F.London, Nature, 141. 643 (1938)
6. L.Tisza, Nature, 141. 913 (1938)
7. L.Tisza, Compt.Rend., 207. 1035 (1938)
8. L.Tisza, Compt. Rend., 204. II86 (1938)
9. L.Tisza, Journ. d. Physique, I. I64 (1940)
10. L.Tisza, Journ. d. Physique, I. 300 (1940)
11. Л.Д.ЛАНДАУ, ЖЭТФ, 11. 592 /1941/
12. Л.Д.ЛАНДАУ, ЖЭТФ, 14. 112 /1944/
13. J.C.Findley, A.Pitt, H.Grayson Smith and J.O.Wilhelm
Phys. Review 54. 506 (1938) , 56. 122 (1939)
14. Е.М.ЛИФШИЦ, ЖЭТФ, 14. 116 /1944/
15. E.F.Burton. Phenomena at the temperature of liquid
helium. New York. 1940.
16. W.H.Keesom. Helium. Elsevier. Amsterdam. 1942.
17. П.Г.СТРЕЛКОВ, Диссертация. 1940
18. W.H.Keesom and miss Keesom, Physica 2. 557 (1935)
19. Л.Д.ЛАНДАУ, в печати.
20. Н.Н.БОГОЛЮБОВ, в печати.

21. J.G. Deaunt and K. Mendelsohn, Nature 141, 911 (1938)
22. J.G. Deaunt and Mendelsohn, Nature 142, 445 (1938)
23. J.G. Deaunt and K. Mendelsohn, Proc. Roy. Soc., A, 170, 423, 439 (1939)
24. A. Bijl, J. de Boer and A. Michels, Physica, 8, 655 (1941)
25. A.K. Kikoin and B.G. Lasarev, Nature, 142, 289 (1938)
26. W.H. Keesom and G.E. Macwood, Physica, 5, 737 (1938)
27. А.Л. АНДРЕЕВАИЧ, ИЗТО, 16, 780 /1946/
28. П.Г. СТРЕЛКОВ, ИЗТО, 10, 1225/1940/, а также диссертация
29. J.G. Deaunt and K. Mendelsohn, Nature, 143, 719 (1939)
30. П.Г. СТРЕЛКОВ, ИЗТО, 10, 743/1940/, а также диссертация
31. H. London, Nature, 142, 612 (1938)
32. H. London, Proc. Roy. Soc., 171, 434 (1939)
33. J.F. Allen and J. Reekie, Proc. Cambr. Phil. Soc. 35, II4 (1939)
34. W.H. Keesom and B.F. Saris, Physica, 7, 241 (1940)
35. W.H. Keesom, B.F. Saris and L. Meyer, Physica, 7, 817 (1940)
36. J.F. Allen and H. Jones, Nature, 141, 243 (1938)
37. E. Ganz, Proc. Cambr. Phil. Soc., 127 (1940)
38. E.C. Wente, Phys. Review (2) 19, 333 (1922)
39. Л.Ландау и Е.Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат /1944/. а - стр.85; - стр.258 /формула /59.6/
40. В.П. Пешков. Д.А.Н. СССР.
41. W.H. Keesom and A.P. Keesom, Commun. Leiden N 224d, N 224e, Proc. Roy. Acad. Amsterdam 36.482.612. (1933)
42. W.H. Keesom and A.P. Keesom, Commun. Leiden N 235d,

ОБОЗНАЧЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ДИССЕРТАЦИИ

- α - коэффициент теплового расширения гелия
 $\beta = \frac{dR_T}{R_T dT}$ для термометра сопротивлений
 γ - затухание на единицу длины
 δ - полужирина резонансной кривой
 Δ - минимальная энергия, необходимая для образования ротона
 ζ - коэффициент вязкости гелия
 χ - коэффициент, определяющий концевые потери в резонаторе
 λ - теплопроводность
 μ - эффективная масса ротона
 V - частота колебаний в герцах
 ρ - плотность гелия
 ρ_1 - плотность нормальной части гелия-2
 ρ_2 - плотность сверхтекучей части гелия-2
 φ - разность фаз
 ω - угловая частота
 A - амплитуда колебаний
 $a = \frac{V_1}{V_2}$
 $b = \frac{\rho'}{V_2}$
 $c = \frac{T'}{V_2}$
 C - теплоемкость гелия
 C_1 - объемная теплоемкость материала стенок резонатора
 E - амплитуда напряжения переменного тока
 \hbar - постоянная Планка $\hbar = 1.05 \cdot 10^{-27}$ эрг.сек.
 I - сила тока
 J - интенсивность обычного звука в гелии-2

I_2 - интенсивность второго звука в гелии-2
 j - поток гелия

K - постоянная Больцмана $K = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/РД
 l - длина резонатора

m_{He} - масса атома гелия

n - число полуволн, укладываемых в резонаторе
 P - давление

φ - амплитуда колебаний потока гелия проходящего через фильтр

ρ - плотность потока энергии во втором звуке

Q - разность теплосодержания между гелием-2 и сверхтекучей его частью

Q_i - плодить нагревателя

Q_t - поверхность, на которой происходит затухание второго звука

r - радиус трубки резонатора

R - сопротивление нагревателя

R_t - сопротивление термометра

S - энтропия гелия

T - абсолютная температура

T' - амплитуда колебаний температуры

v_1 - скорость обычного звука в гелии

v_2 - скорость второго звука

v - скорость движения гелия

v_n - скорость нормальной части гелия-2

v_s - скорость сверхтекучей части гелия-2

W - плотность потока тепла

Φ - термодинамический потенциал

Иллюстрации к диссертации "Второй звук в гелии-2".

- Снимок №1 - Скорость звука в жидким гелии по измерениям Биддел и других..... 4 стр.
- Снимок №2 - Кривая температурной зависимости скорости второго звука в гелии-2 по измерениям Лиццица..... 4 стр.
- Снимок №3 - Скорость перетекания по поверхности пленки по измерениям Даунта и Нандельсона..... 7 стр.
- Снимок №4 - Кривая зависимости Q от температуры по измерениям Каплицы..... 16 стр.
- Снимок №5 - Зависимость скорости перетекания гелия через цель и разность температур из синглов Каплицы..... 16 стр.
- Снимок №6 - Зависимость теплоемкости гелия от температура по данным Каезона и Каезона.. 16 стр.
- Снимок №7 - Запись температур в экспериментах Гавца по распространению тепловых волн в капилляре..... 16 стр.
- Рис. № 1 - Зависимость сопротивления проволок фосфористой бронзы от температуры..... 42 стр.
- Рис. № 2 - Первый вариант прибора для наблюдения второго звука..... 42 стр.
- Рис. № 3 - Второй вариант прибора для наблюдения второго звука..... 48 стр.
- Рис. № 4 - Кривая зависимости скорости второго звука от температуры..... 78 стр.
- Рис. № 5 - Значения $\frac{3}{g}$ и $\frac{4}{m_{\text{ж}}}$, вычисленные из данных для согласно теории Ландеа стр.
- Рис. № 6 - Прибор для наблюдения второго звука при повышенных давлениях..... 52 стр.
- Рис. № 7 - Температурная зависимость скорости второго звука при повышенных давлениях..... 56 стр.
1 - $g = 0.168$, 2 - $g = 0.175 \text{ гр/см}^2$

рис. № 8 - Прибор для поиска критических скоростей колебаний второго звука..... 56 стр.

рис. № 9 - Зависимость амплитуды колебаний температуры во втором звуке от подводимой мощности: при тепловом излучении
1 - $T = 1.63^{\circ}\text{K}$, $V = 200$ герц, $p = 6.4 \text{ ммН}_2$
2 - $T = 1.63^{\circ}\text{K}$, $V = 200$ герц, $p = 20$ ат.
При излучении методом фильтрации:
3 - $T = 1.63^{\circ}\text{K}$, $V = 200$ герц, $p = 6.4 \text{ ммН}_2$
4 - $T = 1.63^{\circ}\text{K}$, $V = 700$ герц, $p = 6.4 \text{ ммН}_2$
5 - зависимость силы, действующей на крыльышко от плотности теплового потока /из опыта Капици/..... 57 стр.

Рис. №10 - Излучатель второго звука методом фильтрации..... 58 стр.

Рис. №11 - Общий вид установки для измерения второго звука 73 стр.

Академия наук СССР

Институт физических проблем

В.И.Пешков

ВТОРОЙ ЗВУК В ГЕЛИИ-2

Диссертация на соискание учёной

степени доктора физико-математических

наук

Москва, 1946

Копия сделана по экземпляру диссертации, хранящемуся в библиотеке ИФП РАН

Дата изготовления копии: 13 февраля 2018 г.