

## НОВЫЕ МЕТОДЫ ПРИБЛИЖЕНИЯ К АБСОЛЮТНОМУ НУЛЮ ТЕМПЕРАТУР \*)

*O. Lounasmaa*

*В физике низких температур недавно были разработаны три новых метода, позволяющие понизить температуру, доступную для экспериментальных исследований, до миллиградусов.*

Атомы и молекулы, из которых состоит любое вещество, пребывают в постоянном тепловом движении, причем их средняя скорость тем больше, чем выше температура вещества. В твердых телах молекулы занимают определенные и фиксированные положения в решетке, а их тепловое движение сводится к колебаниям около равновесных точек. В принципе, сверху шкала температур неограничена: по мере усиления теплового движения, решетка разрушается и происходит сначала плавление, а затем испарение вещества. Наконец, при дальнейшем увеличении температуры атомы теряют часть или даже все свои электроны, в результате чего образуется плазма, т. е. газ заряженных частиц. Подобная ситуация реализуется в звездах, где температура достигает многих миллионов градусов.

В противоположность этому, снизу шкала температур ограничена. Теоретически наименьшая возможная температура — абсолютный нуль — достигается тогда, когда полностью прекращается тепловое движение. Эта граница соответствует  $-273,16^{\circ}$  С. Согласно одному из фундаментальных постулатов физики, так называемому третьему закону термодинамики, абсолютный нуль принципиально недостижим вообще. Посредством соответствующих экспериментальных приемов к нему можно подойти все ближе и ближе, однако никакими ухищрениями нельзя охладить вещество до абсолютного нуля.

В физике низких температур обычно используется шкала Кельвина, в которой отсчет ведется от абсолютного нуля (ему соответствует  $0^{\circ}$  К), причем масштаб этой шкалы совпадает с масштабом шкалы Цельсия. Таким образом, по шкале Кельвина температура плавления льда равна  $273,16^{\circ}$ . Температуру по этой шкале, обозначаемую буквой  $T$ , часто называют абсолютной температурой. И действительно, отношение двух абсолютных температур  $T_1/T_2$ , как правило, оказывается более существенным, нежели их разность  $T_1 - T_2$ . Отношения температур  $T = 300^{\circ}$  К и  $T = 100^{\circ}$  К равно отношению температур  $T = 3^{\circ}$  К и  $T = 1^{\circ}$  К, и фундаментальное утверждение состоит в том, что уменьшение абсолютной температуры вещества от  $300$  до  $100^{\circ}$  К столь же существенно отражается на его свойствах, как и ее уменьшение от  $3$  до  $1^{\circ}$  К. Это обстоятельство

\*) O. V. Lounasmaa, New Methods for Approaching Absolute Zero, Sci. American 221 (6), (1969). Перевод И. И. Ройзена, В. К. Игнатовича.

Автор статьи О. Лоунасмаа — профессор технической физики Технического университета в Хельсинки, Финляндия.

можно наглядно представить себе, используя в качестве шкалы температур не саму температуру  $T$ , а  $\lg T$  (рис. 1). При таком подходе недостижимость абсолютного нуля становится очевидной, поскольку температура  $T = 0^\circ\text{K}$  отодвигается влево по логарифмической шкале в бесконечно удаленную точку. На практике обычно все же используется линейная шкала, но важно подчеркнуть, что на этой шкале расстояния, скажем, от  $10$  до  $1^\circ\text{K}$  эффективно столь же велико, как и расстояние от  $0,01$  до  $0,001^\circ\text{K}$ .

Основная задача физики низких температур состоит в постоянном расширении области температур, доступной для экспериментальных исследований по направлению к абсолютному нулю. Для этого стремления имеются по крайней мере две веские причины. Первая из них состоит в том, что некоторые фундаментальные и важнейшие свойства материи,

такие, как, скажем, сверхпроводимость и сверхтекучесть, проявляются только при очень низких температурах. Кроме того, всегда существует вероятность, что, получив возможность экспериментировать при еще более низких температурах, мы обнаружим новые, быть может, совершенно неожиданные и столь же интересные свойства. Вторая причина для экспериментирования вблизи абсолютного нуля — это стремление изучить свой-

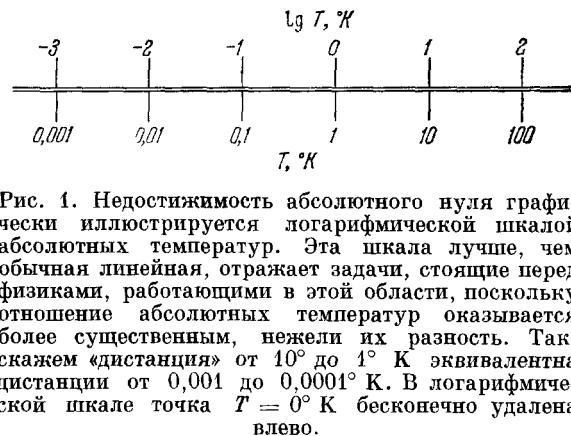


Рис. 1. Недостижимость абсолютного нуля графически иллюстрируется логарифмической шкалой абсолютных температур. Эта шкала лучше, чем обычная линейная, отражает задачи, стоящие перед физиками, работающими в этой области, поскольку отношение абсолютных температур оказывается более существенным, нежели их разность. Так, скажем «дистанция» от  $10^\circ$  до  $1^\circ\text{K}$  эквивалентна дистанции от  $0,001$  до  $0,0001^\circ\text{K}$ . В логарифмической шкале точка  $T = 0^\circ\text{K}$  бесконечно удалена влево.

ства веществ при условиях, когда тепловой «хаос» сведен к минимуму. Типичным примером является исследование углового распределения  $\gamma$ -квантов, излучаемых радиоактивными ядрами. Ядро можно рассматривать как сферу или эллипсоид, имеющий определенную магнитную ось с северным и южным полюсами. Обычно из-за теплового движения эти элементарные ядерные магниты ориентированы случайным образом. Даже самые сильные магнитные поля, которые удается получать в лабораторных условиях, недостаточны для того, чтобы сориентировать ядра, до тех пор пока охлаждением исследуемого образца до  $0,1^\circ\text{K}$  или ниже тепловое движение не подавлено в достаточной степени. Когда же вещество охлаждено до таких температур, открывается принципиальная возможность экспериментально изучать излучение  $\gamma$ -квантов поляризованными ядрами. Соответствующие эксперименты действительно были осуществлены, и в результате этого обнаружено, что при таких условиях интенсивность излучения уже перестает быть изотропной (т. е. одинаковой по всем направлениям). Это открытие, ставшее возможным благодаря достижениям техники низких температур, было очень важным для развития ядерной физики. В ряде случаев, чтобы «навести порядок» в изучаемой системе, требуются температуры порядка  $0,01^\circ\text{K}$  и ниже.

Простейший и наиболее употребительный метод создания условий для экспериментирования при низких температурах состоит в помещении исследуемого образца в охлажденную жидкость. Обычно для этого используются азот, кипящий при  $77^\circ\text{K}$ , и гелий, кипящий при  $4,2^\circ\text{K}$ . Температуру любой жидкости можно понизить, откачивая газ из резервуара,

в котором она находится (рис. 2). При этом удаляются молекулы, находящиеся в парообразной фазе, и их место занимают наиболее энергичные молекулы из жидкой фазы, уменьшая тем самым среднюю скорость теплового движения в жидкости, а следовательно, и ее температуру. К сожалению, независимо от используемого вещества, число молекул пара, приходящихся на единицу объема, уменьшается с абсолютной температурой очень быстро. В результате вскоре достигается такая температура, при которой в парообразной фазе присутствует настолько мало молекул, что дальнейшее охлаждение с помощью указанного способа становится невозможным. У обыкновенного жидкого гелия  $\text{He}^4$ , ядра атомов которого

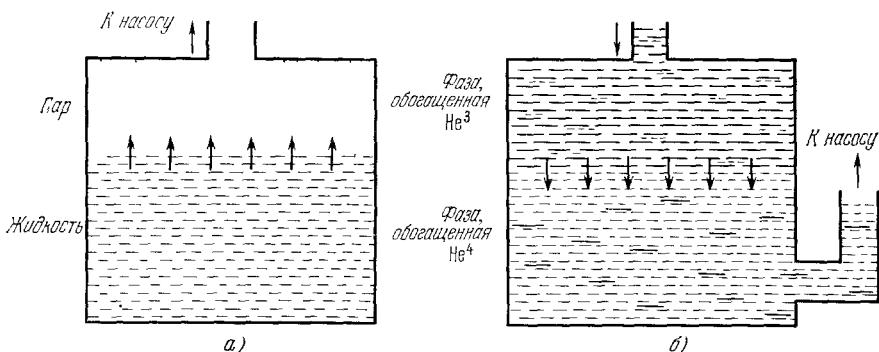


Рис. 2. а) Принцип работы обычного испарительного рефрижератора, в котором охлаждение жидкости достигается путем откачки ее паров, в результате чего наиболее энергичные молекулы или атомы переходят из жидкой фазы в парообразную (это показано стрелками, направленными вверх), уменьшая тем самым тепловое движение, а следовательно, и температуру жидкости. б) В криостате растворения (ср. с рис. 2, а), в котором разделяются две смеси изотопов гелия, в одной из которых преобладает  $\text{He}^3$  (верхняя фаза), а в другой —  $\text{He}^4$  (нижняя фаза), охлаждение происходит по мере того как атомы  $\text{He}^3$  переходят из первой фазы во вторую (это показано стрелками, направленными вниз). При температурах ниже  $0,05\text{ }^{\circ}\text{K}$  верхняя фаза целиком состоит из  $\text{He}^3$ , в то время как нижняя представляет собой 6,4%-ный раствор  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ .

состоит из двух протонов и двух нейтронов, упомянутый предел приходится на  $0,9\text{ }^{\circ}\text{K}$ , а у его редкого изотопа,  $\text{He}^3$ , в ядрах которого на один нейtron меньше, — на  $0,3\text{ }^{\circ}\text{K}$ . У всех остальных веществ эта предельная температура значительно выше.

В течение многих лет единственным способом, позволявшим практически получать температуры ниже  $0,3\text{ }^{\circ}\text{K}$ , было так называемое магнитное охлаждение. Используя подходящую парамагнитную соль, можно при благоприятных условиях подойти к абсолютному нулю на расстояния вплоть до  $0,003\text{ }^{\circ}\text{K}$ . Я сейчас не буду подробно останавливаться на этом методе, так как мне придется вернуться к нему в дальнейшем. Здесь уместно только отметить, что его главным недостатком является однократность, а не непрерывность действия и сравнительно малая хладопроизводительность. Есть много типов важных экспериментов, которые невозможно осуществить, пользуясь криостатом с магнитным охлаждением. Кроме того, очень важно располагать возможностью дальнейшего расширения в сторону абсолютного нуля области температур, доступной для экспериментальных исследований.

В последнее время были разработаны три новых метода получения температур в миллиградусной ( $0,001\text{ }^{\circ}\text{K}$ ) и субмиллиградусной областях. Они известны под названиями метода растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ , метода Померанчука и метода ядерного охлаждения. Первый из них позволяет непрерывно поддерживать температуру от  $0,01$  до  $0,02\text{ }^{\circ}\text{K}$  при наличии

сравнительно большого притока тепла. С помощью второго метода температура может быть понижена вплоть до  $0,002^{\circ}\text{K}$  при использовании сравнительно простой аппаратуры. Третий метод дает возможность охлаждать вплоть до  $0,00085^{\circ}\text{K}$ , и совершенно ясно, что, будучи усовершенствован, рефрижератор этого типа откроет путь к осуществлению многих экспериментов в субмиллиградусной области.

Принципиальная идея криостата растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$  была впервые предложена в 1962 г. Х. Лондоном, Дж. Кларке и Е. Мендозой — сотрудниками английского центра по атомным исследованиям в Харуэлле, а экспериментально ее впервые удалось осуществить в Советском Союзе Б. Неганову, Н. Борисову и М. Либургу в конце 1965 г., а затем в начале 1966 г.— Г. Холлу, П. Форду и К. Томпсону в Англии. С тех пор было сконструировано множество криостатов этого нового типа, которые успешно использовались в самых различных экспериментальных целях вплоть до температуры  $0,01^{\circ}\text{K}$ .

Работа криостата растворения основана на специфических свойствах, присущих при низких температурах смеси  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$ . Когда температура становится ниже  $0,8^{\circ}\text{K}$ , жидкая смесь двух этих изотопов спонтанно разделяется на две компоненты, в одной из которых преобладает  $\text{He}^3$ , а в другой  $\text{He}^4$ . В силу меньшей плотности первая из них вслывает и оказывается поверх второй (см. рис. 2). По мере дальнейшего уменьшения температуры относительные концентрации  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  в этих двух фазах изменяются, и при охлаждении ниже  $0,05^{\circ}\text{K}$  верхняя, или обогащенная  $\text{He}^3$ , фаза состоит уже из практически чистого  $\text{He}^3$ , а нижняя или обогащенная  $\text{He}^4$  представляет собой 6,4%-ный раствор  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ . Сохранение и постоянство растворимости  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$  вплоть до абсолютного нуля имеет решающее значение для успешной работы криостата растворения.

Действительно, при низких температурах между термодинамическими свойствами жидких  $\text{He}^4$  и  $\text{He}^3$  существует замечательное различие. Обычный изотоп,  $\text{He}^4$ , проявляет себя почти полностью инертным, а его удельная теплоемкость при температурах ниже  $0,3^{\circ}\text{K}$  практически равна нулю. Удельная теплоемкость жидкого  $\text{He}^3$ , наоборот, в этой области температур очень велика. Поэтому можно думать, что в обогащенной  $\text{He}^4$  фазе он выступает только лишь в роли среды, или эфира, несущего атомы  $\text{He}^3$ . С этой точки зрения можно провести интересную и полезную параллель между принципами действия обычного испарительного рефрижератора и криостата растворения  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ . Обогащенная  $\text{He}^3$  фаза в криостате растворения, в которой атомы  $\text{He}^3$  расположены близко друг к другу, играет роль жидкой фазы в обычном испарительном холодильнике. В то же время обогащенная  $\text{He}^4$  фаза, содержащая только 6,4% атомов  $\text{He}^3$ , аналогична парообразной фазе в испарительном холодильнике. Таким образом, в этих двух системах относительное расположение жидкой и парообразной фаз взаимно противоположно. В испарительном рефрижераторе температура понижается по мере того, как молекулы переходят из жидкой фазы в газообразную, двигаясь по направлению вверх. В криостате растворения то же самое происходит, когда, смещаясь вниз, атомы  $\text{He}^3$  переходят из фазы, обогащенной  $\text{He}^3$ , в фазу, обогащенную  $\text{He}^4$ . В этом состоит принцип действия криостата растворения.

Теперь легко понять, почему так существенна 6,4%-ная растворимость  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$ . В то время как в обычном испарительном рефрижераторе парообразная фаза с понижением температуры быстро обедняется, в криостате растворения концентрация атомов  $\text{He}^3$  в «парообразной» фазе

остается неизменной и равной 6,4%, несмотря на охлаждение. Поэтому поток атомов  $\text{He}^3$  через границу фаз в этом случае не зависит от температуры. Причина, по которой таким способом все же нельзя достичь абсолютного нуля, состоит в том, что «теплота испарения» каждого атома  $\text{He}^3$  падает вместе с абсолютной температурой. Например, при переходе от 0,02 °К к 0,01 °К хладопроизводительность криостата растворения падает в четыре раза.

Разъяснив принцип работы криостата растворения, я перехожу к тому, каким образом достигается непрерывность действия такой машины (рис. 3). Охлаждение происходит в объеме, называемом растворительной камерой, путем перехода атомов из верхней фазы в нижнюю. Этот процесс можно сделать непрерывным посредством циркуляции атомов в системе с откачкой при комнатной температуре. Поступающий газ предварительно охлаждается и снижается в конденсоре, который примыкает к камере с  $\text{He}^4$ , где поддерживается температура около 1 °К. При этом давление  $\text{He}^3$  путем сужения змеевика до размера капилляра поддерживается достаточно высоким, чтобы могла происходить конденсация. Затем жидккий  $\text{He}^3$  поступает в испарительный теплообменник с температурой около 0,7 °К и проходит через концентрический теплообменник и три теплообменника из спеченной меди, прежде чем поступить в растворительную камеру. После перехода границы между фазами атомы  $\text{He}^3$  под действием градиента осмотического давления проходят через все теплообменники в обратном направлении и поступают в испарительную ванну  $\text{He}^3$ . Отсюда пары газа удаляются путем откачки, причем они на 90% состоят из  $\text{He}^3$ , поскольку давление паров  $\text{He}^4$  при температуре, поддерживаемой в этой ванне, практически пренебрежимо мало. В результате по системе циркулирует в основном  $\text{He}^3$ , что как раз необходимо для эффективности работы рефрижератора. Для поддержания достаточной скорости циркуляции газа необходимо, чтобы температура в испарительной ванне не падала слишком низко. Этого добиваются путем установки специального нагревателя.

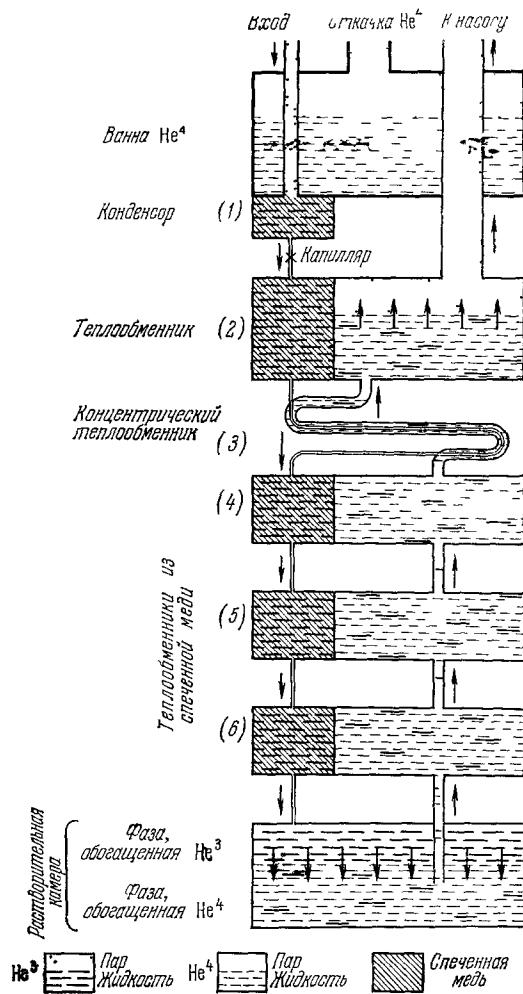


Рис. 3. Схема непрерывной работы криостата растворения. Для простоты предполагается, что в системе циркулирует только  $\text{He}^3$ . В реальных рефрижераторах в нем содержится 8%-ная примесь  $\text{He}^4$ .

Рис. 3. Схема непрерывной работы криостата растворения. Для простоты предполагается, что в системе циркулирует только  $\text{He}^3$ . В реальных рефрижераторах в нем содержится 8%-ная примесь  $\text{He}^4$ .

В любом рефрижераторе важно сохранить тот холод, который в нем создается. Значительная часть этой задачи выполняется теплообменниками, в которых поступающий  $\text{He}^3$  постепенно охлаждается выходящей, более холодной жидкостью. В этой системе все теплообменники, за исключением одного, сделаны из спеченной меди. Существенная особенность их конструкции состоит в том, что большая поверхность, необходимая

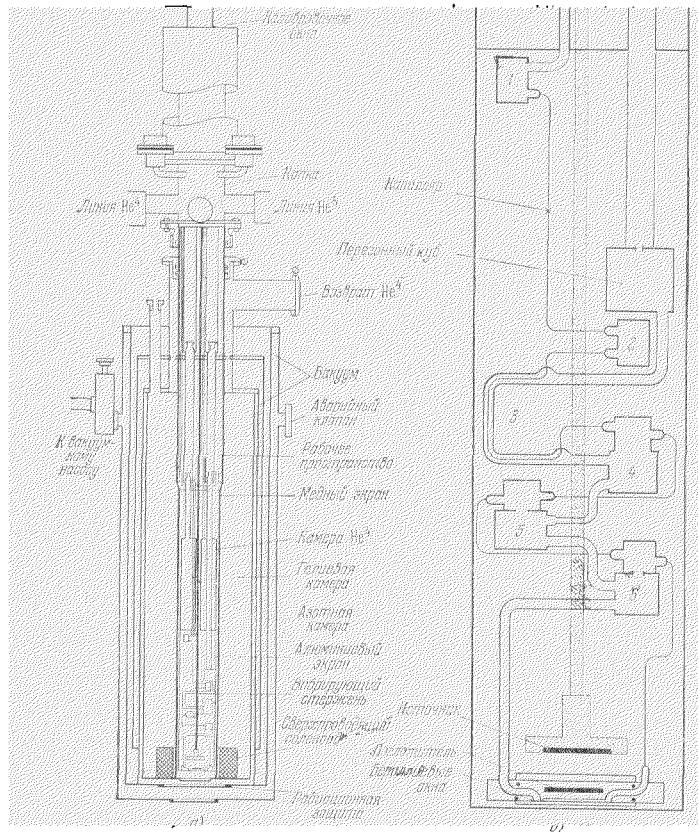


Рис. 4. а) Схема действующего криостата растворения, построенного группой автора для ядерных исследований при низких температурах, в разрезе. Техлоизоляция от внешней среды достигается последовательно расположенным вакуумными зазорами и слоями все более холодной жидкости, окружающими внутреннюю часть криостата. б) Увеличенный разрез внутренней части криостата. Цифры соответствуют обозначениям, принятым на рис. 3.

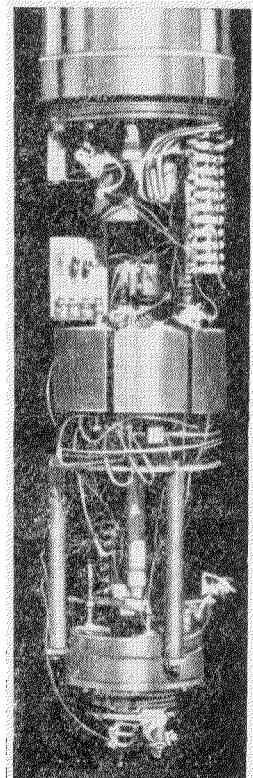


Рис. 5. Внутренний вид криостата охлаждения, схема которого показана на рис. 4. Теплообменники вынесены наверх. Растворительная камера расположена сразу же под нижним концом вибрирующего стержня.

особенно в низкотемпературной части системы, достигается путем покрытия стенок медным порошком и последующим нагреванием системы примерно до  $1100\text{ }^{\circ}\text{K}$ , чтобы произошло спекание частиц друг с другом и медными стенками. Один теплообменник в этой системе представляет собой две концентрические трубы, смотанные в спираль.

В реальном криостате растворения, используемом для ядерных исследований при низкой температуре, теплоизоляция достигается путем окружения внутренней части рядом вакуумных зазоров и слоев жидкости с постепенно понижающейся температурой (рис. 4, 5). Притоку тепла

сверху препятствует изготовление соединительных труб из материалов с плохой теплопроводностью, таких, как, скажем, нержавеющая сталь или же сплав меди с никелем.

На практике работа криостата растворения протекает следующим образом. После охлаждения криостата сначала жидким азотом до температуры 77 °К, а затем жидким гелием до температуры 4,2 °К заполняется ванна жидкого Не<sup>4</sup>. После этого путем откачки паров из этой ванны температура внутренних частей уменьшается до 1,2 °К и начинается конденсация смеси Не<sup>3</sup>/Не<sup>4</sup>. Далее в криостате растворения начинается циркуляция Не<sup>3</sup> и температура падает еще ниже, в результате чего в растворительной камере начинается разделение фаз. Это служит началом описанного выше процесса, и через один или два часа в рефрижераторе достигается минимальная температура.

Несмотря на то, что криостат растворения еще очень «молод», он уже доказал свои возможности как исследовательского инструмента в экспериментах, которые прежде не удавалось осуществить при низких температурах. Его основными достоинствами являются непрерывность охлаждения и большая хладопроизводительность. После того как ключи к его созданию были найдены, его постройка и эксплуатация стали, возможно, даже проще, чем криостата, в котором охлаждение достигается адиабатическим размагничиванием. Ярким свидетельством успеха растворительного принципа охлаждения является то, что рефрижераторы этого типа производятся теперь для коммерческих целей.

В 1950 г. советским физиком И. Я. Померанчуком был предложен новый метод охлаждения, основанный на уникальных свойствах жидкого и твердого Не<sup>3</sup> при низких температурах. Увенчавшиеся частичным успехом эксперименты по охлаждению методом Померанчука были выполнены Ю. Ануфриевым в Москве в Институте физических проблем в 1965 г., а в начале 1969 г. сотрудникам Калифорнийского университета в Сан-Диего Р. Джонсону, Р. Розенбауму, О. Сымко и К. Уитли удалось с помощью этого нового метода достигнуть температуры в 0,002 °К. Однако, прежде чем объяснить сущность метода Померанчука, мне придется рассмотреть фазовую диаграмму и свойства энтропии Не<sup>3</sup>.

Из фазовой диаграммы видно, в частности, как границы различных агрегатных состояний вещества зависят от температуры и давления. На фазовой диаграмме Не<sup>3</sup> (рис. 6) показана кривая плавления, разделяющая жидкую и твердую фазы, особенность которой состоит в том, что имеется глубокий минимум при температуре 0,318 °К и давлении 28,9 атм. Это обстоятельство имеет решающее значение для метода Померанчука. Если систему, состоящую из жидкого и твердого Не<sup>3</sup> и находящуюся в состоянии равновесия, которое на кривой плавления обозначено буквой A, подвергнуть сжатию, то жидкый Не<sup>3</sup> станет постепенно затвердевать и система, продолжая оставаться на кривой плавления, будет охлаждаться и перейдет в точку B. При температуре

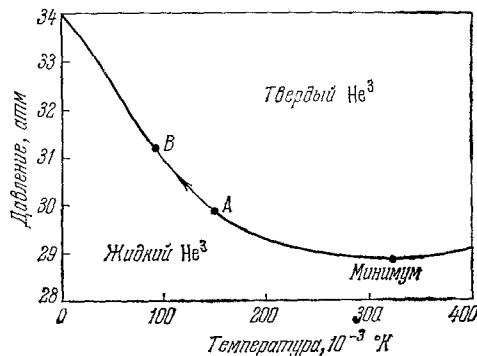


Рис. 6. Фазовая диаграмма Не<sup>3</sup> при низких температурах и давлениях, близких к криевой плавления.

$T > 0,318^{\circ}\text{K}$  система ведет себя обычным образом, т. е. при сжатии нагревается.

Еще более удобно для понимания метода Померанчука рассмотреть свойства энтропии  $\text{He}^3$ . Энтропия — это величина, описывающая степень неупорядоченности в физической системе. К примеру, при повышении температуры тепловое движение становится все более хаотическим, положение атомов в системе разупорядочивается и, следовательно, ее энтропия возрастает. В твердых телах атомы занимают определенные положения в решетке, в то время как в жидкости такого порядка нет. Поэтому обычно при заданной температуре энтропия жидкости больше, чем энтропия соответствующего твердого тела. Диаграмма энтропии особенно удобна для количественного изучения адиабатических процессов, т. е. таких

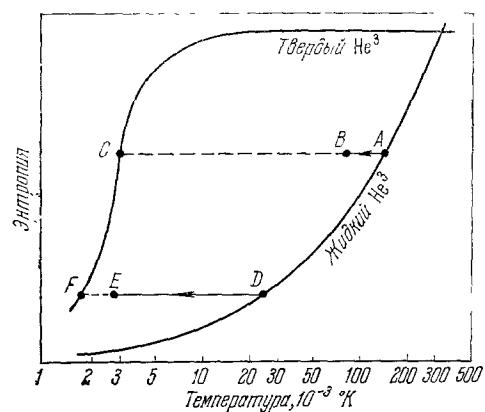
процессов, которые протекают в условиях, когда изучаемая система не обменивается теплом с окружающей средой. В этом случае ее энтропия остается неизменной.

Диаграмма энтропии твердого и жидкого  $\text{He}^3$  вдоль кривой плавления (рис. 7) подобно фазовой диаграмме также обладает совершенно исключительным свойством, которое состоит в том, что при  $T < 0,318^{\circ}\text{K}$  энтропия твердой фазы больше, чем энтропия жидкой, и, следовательно, жидкая фаза оказывается более упорядоченной, чем твердая. Мы не можем здесь вдаваться в теоретические причины возникновения такой удивительной ситуации.

Рис. 7. Диаграмма энтропии  $\text{He}^3$  вдоль кривой плавления.

Скажем только, что это объясняется ориентацией магнитных моментов ядер  $\text{He}^3$ . На энтропийной диаграмме охлаждение методом Померанчука выглядит следующим образом. Точка  $A$  расположена на энтропийной кривой, соответствующей жидкой фазе: при этом в рассматриваемой системе содержится лишь очень небольшая примесь твердого  $\text{He}^3$ . По мере адиабатического сжатия жидкий  $\text{He}^3$  постепенно затвердевает и точка, описывающая на энтропийной диаграмме состояние системы, двигаясь по горизонтали (так как энтропия остается неизменной) переходит в положение  $B$ . Если продолжать сжатие, температура упадет еще более, пока, наконец, в точке  $C$  в системе не останется одна лишь твердая фаза. Этим охлаждающие возможности системы исчерпываются. Пользуясь энтропийной диаграммой, не представляет никакого труда вычислить процент содержания в системе твердой фазы в зависимости от сжатия, а также проанализировать хладопроизводительность метода Померанчука.

Хотя действительность метода Померанчука сразу же была общепризнана, ряд трудностей, обусловленных в основном проблемой адиабатического сжатия  $\text{He}^3$  (т. е. сжатия, при котором не происходило бы нагревания трением), в течение многих лет удерживали экспериментаторов даже от попыток опробовать этот метод. Одна из таких экспериментальных трудностей связана с неудобством сжатия  $\text{He}^3$  из-за минимума на кривой плавления. Трубка, заполненная  $\text{He}^3$ , в которой температура повышается из области  $T < 0,318^{\circ}\text{K}$  в область  $T > 0,318^{\circ}\text{K}$ , при темпе-



туре, соответствующей минимуму,  $T = 0,318 \text{ }^{\circ}\text{K}$ , забивается твердым  $\text{He}^3$ , как только давление увеличивается до  $28,9 \text{ atm}$ . Поэтому при таком давлении камеру с  $\text{He}^3$ , температура которой ниже  $0,318 \text{ }^{\circ}\text{K}$ , необходимо отключить от внешнего резервуара, из которого в нее поступает  $\text{He}^3$ . В результате дальнейшее сжатие уже не может происходить путем добавления  $\text{He}^3$  в эту камеру, а должно достигаться каким-либо другим способом, например, сдавливанием самой камеры.

Криостат, который Уитли с сотрудниками использовали в своем эксперименте по охлаждению методом Померанчука (рис. 8), состоит из трех концентрических расположенных частей. Самой внешней из них является растворительная камера криостата растворения, который служит теперь для предварительного охлаждения; средняя часть предназначается для жидкого  $\text{He}^4$ , который используется для скатия  $\text{He}^3$  после образования твердой пробки в трубе, по которой он заливается, и, наконец, самая внутренняя часть представляет собой непосредственно померанчуковскую камеру. Для конструирования системы используется эпоксидная смола и медно-никелевые трубы. Верхняя, гибкостенная часть камеры  $\text{He}^3$  изготавливается путем почти полного сплющивания одного из концов медно-никелевой трубы. Для измерения температуры на дно камеры с  $\text{He}^3$  помещаются пилюли соли церий-магниевого нитрата, служащие частью магнитного термометра.

В начале эксперимента вся система предварительно охлаждается до температуры, приблизительно равной  $0,1 \text{ }^{\circ}\text{K}$ , причем в  $\text{He}^3$  поддерживается давление, немного меньшее  $28,9 \text{ atm}$ , а в  $\text{He}^4$  — давление около  $0,1 \text{ atm}$ . Затем камера с  $\text{He}^3$  медленно доливается до тех пор, пока в результате повышения давления не образуется пробка из твердого  $\text{He}^3$ . После этого с помощью криостата растворения система охлаждается до температуры, приблизительно равной  $0,025 \text{ }^{\circ}\text{K}$ . На эту стадию эксперимента уходит 2—3 дня из-за очень плохого теплообмена при низких температурах между растворительной камерой и камерой с  $\text{He}^3$ . Далее, посредством внешнего воздушного насоса начинают повышать давление  $\text{He}^4$  со скоростью примерно  $0,1 \text{ atm}$  в минуту, сдавливая таким образом камеру с  $\text{He}^3$ . В результате давление  $\text{He}^3$ , бывшее вначале около  $29 \text{ atm}$ , начинает возрастать. Когда при давлении примерно равном  $33 \text{ atm}$  система выходит на кривую плавления, начинает работать померанчуковский механизм охлаждения. Эта начальная точка обозначена буквой  $D$  на энтропийной диаграмме (рис. 7). Вначале с повышением давления  $\text{He}^4$

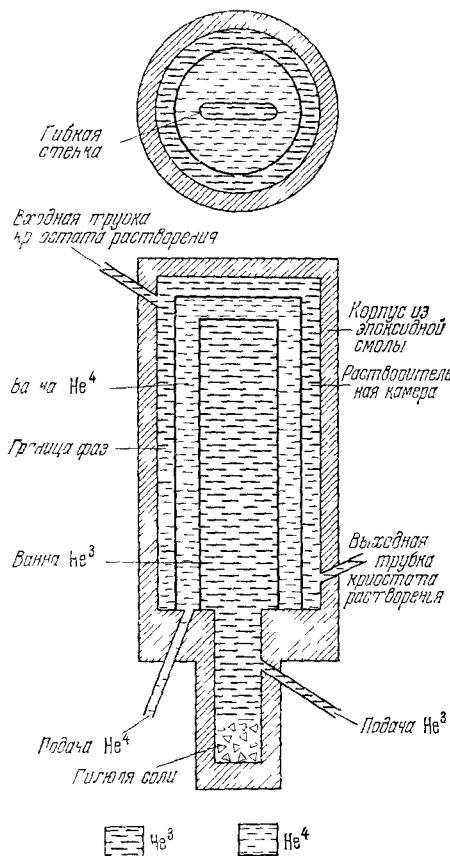


Рис. 8. Схема криостата, сконструированного Уитли с сотрудниками и работающего по методу Померанчука.

температура падает почти линейно. В конечной стадии сжатия скорость охлаждения уменьшается, так как при температурах  $T < 0,004$  °К энтропия  $\text{He}^3$  быстро падает, и, наконец, охлаждение вообще прекращается. Благодаря плохому теплообмену между растворительной камерой и камерой  $\text{He}^3$  нет нужды в установке теплового ключа между этими двумя частями системы.

При взгляде на энтропийную диаграмму может создаться впечатление, что окончательная температура, достижимая с помощью метода Померанчука (которой соответствуют точки  $C$  и  $F$  на рис. 7), не очень сильно зависит от той, при которой начинается сжатие. На практике это оказывается не так. Дело в том, что когда в камере с  $\text{He}^3$  твердого  $\text{He}^3$  становится достаточно много (около 30%), дальнейшее охлаждение прекращается из-за нагревания, обусловленного трением твердых частиц друг о друга. Если начать сжатие при температуре 0,15 °К (точка  $A$  на энтропийной диаграмме), то тридцатипроцентное содержание твердой фазы  $\text{He}^3$  достигается уже при температуре 0,8 °К (точка  $B$ ). В то же время, если систему предварительно охладить до 0,025 °К (точка  $D$ ), то такая концентрация достигается только при температурах ниже 0,003 °К (точка  $E$ ). Таким образом низкая начальная температура является весьма существенной для успешных и эффективных приложений метода Померанчука.

Использование  $\text{He}^4$  в качестве посредника при передаче давления имеет определенные практические преимущества. Необходимая аппаратура при этом сравнительно проста, и, кроме того, удается избежать фрикционного нагрева системы. Как уже отмечалось выше, при соответствующих температурах удельная теплоемкость  $\text{He}^4$  пренебрежимо мала, следовательно, нет нужды бороться с нагревом  $\text{He}^4$  поступающей в камеру с  $\text{He}^4$  более теплой жидкостью. Конечно, можно было бы предложить и другие способы сдавливания камеры с  $\text{He}^3$ , скажем, различного рода механические устройства. По всей видимости, с ними, во всяком случае, неизбежно был бы связан какой-то фрикционный нагрев, и, кроме того, соответствующая аппаратура стала бы намного сложнее, поскольку подвижные части системы пришлось бы провести извне в самую низкотемпературную часть криостата.

Сейчас еще слишком рано говорить, какое влияние окажет метод Померанчука на технику охлаждения до очень низких температур. Это покажет тщательное изучение его потенциальных возможностей. Можно ожидать, что этот метод приобретет важное значение для получения температур от 0,002 до 0,01 °К. Особенное практическое значение имеет то, что в этой области температур, перекрывающей на порядок возможности криостата растворения, он обладает большой хладопроизводительностью. Эффект Померанчука интересен также и сам по себе: если сжатие  $\text{He}^3$  производить в присутствии сильного магнитного поля, то в результате получится твердый  $\text{He}^3$  с очень сильно поляризованными ядрами.

Ядерное охлаждение или же адиабатическое размагничивание, при котором используются не электронные, а ядерные магнитные свойства вещества, было впервые предложено сотрудниками Оксфордского университета Н. Курти и Ф. Симоном и сотрудником Лейденского университета К. Кортером еще в 1934 г., однако на практике этот метод не был реализован вплоть до 1955 г. С тех пор новый значительный прогресс в этом направлении был достигнут лишь совсем недавно, в первую очередь сотрудниками Калифорнийского университета в Сан-Диего Е. Огудом и Дж. Гудкиндом и сотрудником Оксфордского университета О. Сымко. Сейчас ядерное адиабатическое размагничивание находится на пути

к тому, чтобы стать полезным методом, открывающим возможности экспериментирования в субмиллиградусной области.

В начале статьи мы вкратце уже упоминали об обычном адиабатическом размагничивании, при котором для охлаждения используются магнитные моменты электронов в соответствующих парамагнитных солях. Основной принцип электронного и ядерного адиабатического размагничивания один и тот же, однако на практике различие между этими методами очень велико. Поскольку размеры ядер примерно в 2000 раз меньше, чем размеры атомов, начальная температура, необходимая для охлаждения посредством адиабатического размагничивания ядер, значительно

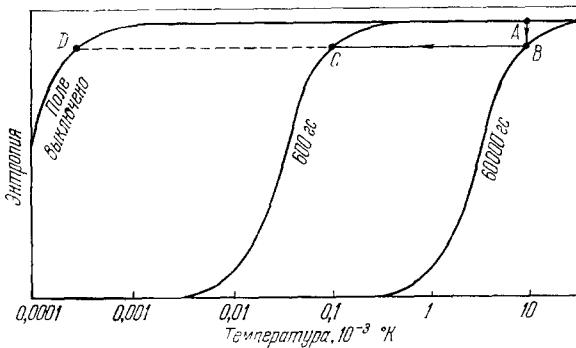


Рис. 9. Энтропия меди как функция температуры во внешнем магнитном поле. При полном размагничивании точка, изображающая состояние системы на этой диаграмме, должна была бы сместиться в положение  $D$ , чemu соответствует предельная температура  $T_2 \approx 0,000005^{\circ}\text{K}$ , однако при этом система быстро нагревается снова до температуры  $T_1$ .

ниже, чем соответствующая температура для электронов. В первом случае эта температура порядка  $0,01^{\circ}\text{K}$ , в то время как во втором — около  $1^{\circ}\text{K}$ . Кроме того, чтобы намагнитить ядра, нужны значительно большие поля. Поэтому значительные трудности связаны с получением начальных условий, при которых этот метод начинает работать. Однако и вознаграждение за усилия тоже очень большое. Минимальная температура, которая достижима на этом пути, определяется силой взаимодействия между магнитными моментами ядер: невозможно охладить систему ниже такой температуры, при которой наступает их спонтанное упорядочивание. Для электронных моментов эта температура порядка  $0,003^{\circ}\text{K}$ , в то время как для ядерных она приблизительно равна всего лишь  $0,000005^{\circ}\text{K}$ !

Принцип охлаждения путем ядерного и электронного адиабатического размагничивания лучше всего объяснить, используя диаграмму энтропии. В обоих случаях энтропия зависит от двух внешних переменных — температуры и магнитного поля. Ранее уже говорилось о том, что с повышением температуры энтропия тоже возрастает. Имея в виду, что энтропия является мерой неупорядоченности внутри системы, легко понять, что во внешнем магнитном поле, которое ориентирует определенным образом магнитные моменты электронов или ядер и, следовательно, привносит в систему определенный порядок, энтропия должна быть меньше, чем при той же температуре, но в отсутствие магнитного поля.

Прежде чем обсуждать принцип охлаждения размагничиванием и основные конструктивные черты соответствующей экспериментальной установки, мне придется несколько отвлечься от главной темы, чтобы вкратце объяснить, как работает сверхпроводящий тепловой ключ.

В основу этого устройства, играющего важную роль во многих низкотемпературных криостатах, положены два наблюдаемых факта: во-первых, металлы (такие, как свинец, олово или цинк), которые при низких температурах становятся сверхпроводниками, в сверхпроводящем состоянии обладают значительно худшей теплопроводностью, чем в нормальном; во-вторых, даже при достаточно низкой температуре сверхпроводимость можно разрушить и вернуть металл в нормальное состояние, поместив его в сравнительно несильное магнитное поле. Сверхпроводящий тепловой ключ можно изготовить, помещая соответствующий проводник (скажем, оловянную проволоку) внутрь маленькой катушки. Когда по катушке течет достаточно большой электрический ток, магнитное поле внутри ее становится достаточно сильным, чтобы разрушить сверхпроводимость этой проволоки.

При этом происходит теплопередача, т. е. можно сказать, что тепловой ключ находится в положении «включено». При выключении тока тепловой ключ возвращается в сверхпроводящее состояние, т. е. в положение «выключено».

Теперь можно, пользуясь диаграммой энтропии (рис. 9), объяснить принцип охлаждения посредством адиабатического размагничивания, а также описать схематически устройство соответствующей экспериментальной установки (рис. 10). Прежде всего необходимо правильно выбрать металл, используемый в качестве рабочего вещества, так как в противном случае на установление теплового равновесия при минимальных достижимых температурах потребуются недели или даже месяцы. Для этой цели применялись медь и индий. После того как с помощью криостата растворения или электронного размагничивания достигалась необходимая начальная температура  $T_1 \approx 0,01^{\circ}\text{K}$ , рабочее вещество в течение 30 минут намагничивалось посредством увеличения внешнего магнитного поля от нуля до 60 000 гс. При этом температура системы поддерживалась постоянной и равной  $T_1$  путем отвода теплоты намагничивания через сверхпроводящий тепловой ключ.

На энтропийной диаграмме это соответствует переходу системы из точки  $A$  в точку  $B$ . Затем тепловой ключ выключался, чем достигалась теплоизоляция рабочего вещества. После этого начиналось размагничивание путем уменьшения поля с 60 000 гс до 600 гс за время порядка 30 минут. Поскольку этот процесс происходит адиабатически, точка, изображающаяся на энтропийной диаграмме состояния системы, двигаясь по горизонтали, переходит из положения  $B$  в положение  $C$ . Теоретически при этом можно достичь температуры  $0,0001^{\circ}\text{K}$ . Путем дальнейшего ослабления магнитного поля можно было бы получить

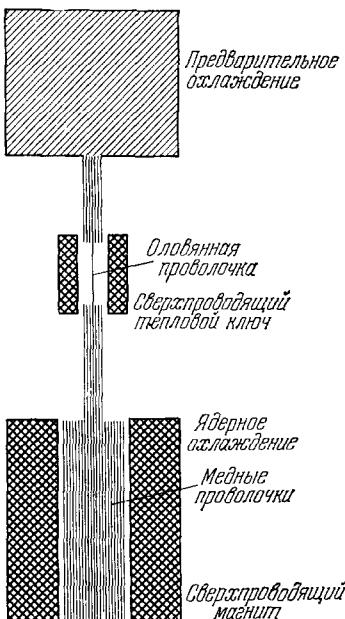


Рис. 10. Схема двух последних стадий охлаждения в криостате, работающем на принципе адиабатического размагничивания. Предварительное охлаждение, которое должно довести систему до температуры порядка  $0,01^{\circ}\text{K}$ , осуществляется либо растворительной камерой криостата растворения, либо адиабатическим электронным размагничиванием парамагнитной соли. Ядерное рабочее вещество состоит из тонких медных проволочек, помещенных внутрь сверхпроводящего магнита, обеспечивающего поле 60 000 гс. Сверхпроводящий тепловой ключ помещается в промежутке между двумя этими частями системы.

путь перехода системы из точки  $A$  в точку  $B$ . Затем тепловой ключ выключался, чем достигалась теплоизоляция рабочего вещества. После этого начиналось размагничивание путем уменьшения поля с 60 000 гс до 600 гс за время порядка 30 минут. Поскольку этот процесс происходит адиабатически, точка, изображающаяся на энтропийной диаграмме состояния системы, двигаясь по горизонтали, переходит из положения  $B$  в положение  $C$ . Теоретически при этом можно достичь температуры  $0,0001^{\circ}\text{K}$ . Путем дальнейшего ослабления магнитного поля можно было бы получить

еще более низкие температуры, принадлежащие уже микроградусной области, что и было сделано Курти с сотрудниками в их первых экспериментах в 1955 г. Однако тут они столкнулись с серьезной трудностью: система нагревалась до первоначальной температуры  $T_1$ , за время порядка всего лишь 2 минут — слишком короткое для проведения соответствующих измерений.

Если же приостановить размагничивание при внешнем магнитном поле средней силы, скажем, порядка 600 Гс, то можно достичь субмиллиградусных, если не микроградусных, температур и удержать их в течение времени, достаточного для проведения необходимых измерений. Таким путем Сымко удалось охладить систему до  $0,0017^{\circ}\text{K}$  и поддерживать в криостате температуру ниже  $0,01^{\circ}\text{K}$  в течение двух с половиной часов, а Огуд и Гудкинд сумели дойти до температуры  $0,00085^{\circ}$  и продержать рабочее вещество при температуре ниже  $0,001^{\circ}\text{K}$  в течение 7 часов. Хотя эти эксперименты и знаменуют собой значительный вклад в технику ядерного магнитного охлаждения, совершенно ясно, что мы еще очень далеки от теоретически достижимой температуры.

Уместно подчеркнуть, что в этих экспериментах основная трудность состоит не в охлаждении системы до очень низких температур, а в том, как предотвратить ее слишком быстрый нагрев, как распространить охлаждение от одних частей системы к другим и как измерить такие температуры.

Выше уже отмечалось, что для предотвращения быстрого нагревания системы внешнее магнитное поле никоим образом не следует уменьшать до нуля. Другое требование состоит в том, чтобы предельно уменьшить неизбежный приток тепла к рабочему веществу от окружающей среды, который необходимо сделать меньше одного эрга в минуту. Подобный теплоприток может быть обусловлен, например, небольшой вибрацией помещения, в котором смонтирован криостат, равно как и акустическими шумами или электрическими полями, излучаемыми радиостанциями и т. п. Криостат необходимо тщательно оградить от действия этих возмущений.

Чтобы изучать образцы, которые сами не могут служить рабочим веществом для охлаждения путем адиабатического размагничивания ядер, нужно располагать возможностью осуществлять теплообмен между образцом, подлежащим изучению, и рабочим веществом. Это также выдвигает ряд проблем, поскольку при очень низких температурах большинство веществ обладает весьма высоким теплосопротивлением.

Мы не будем сейчас рассказывать о термометрах, которые применяются для измерения температур в миллиградусной области. Этот вопрос требует отдельного рассмотрения. Скажем только, что многие из них, в том числе магнитный термометр, использующий для измерений

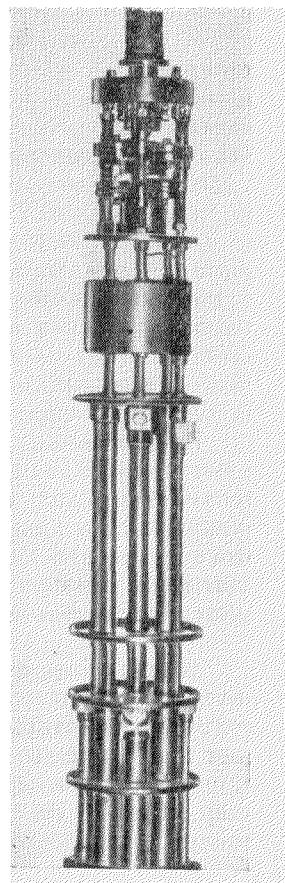


Рис. 11. Криостат ядерного магнитного охлаждения, строящийся автором с сотрудниками и представляющий собой наиболее перспективный тип ультранизкотемпературного криостата, который, будучи усовершенствован, должен обеспечить возможность экспериментирования в субмиллиградусной области абсолютных температур.

магнитную восприимчивость церий-магниевого нитрата, вообще непригодны для измерения температуры в субмиллиградусной области. В связи с этим были предложены новые пути решения проблемы термометрии, и ряд термометров нового типа уже испытывается на практике. Сейчас еще слишком рано говорить о том, какой из них окажется лучшим.

В криостате, который конструируется сейчас автором и его сотрудниками (рис. 11), растворительное охлаждение и адиабатическое ядерное размагничивание будут использованы последовательно с целью получения и поддержания температур до  $0,0002\text{ }^{\circ}\text{K}$ . Его разработка уже в достаточной мере завершена. В этом криостате будут последовательно происходить семь стадий охлаждения: первая — охлаждение жидким азотом до температуры  $77\text{ }^{\circ}\text{K}$ , вторая — охлаждение в ванне жидким гелием до  $4,2\text{ }^{\circ}\text{K}$ , третья — охлаждение в камере с жидким  $\text{He}^4$  до  $1,2\text{ }^{\circ}\text{K}$ , четвертая — охлаждение в ванне с  $\text{He}^3$  до  $0,3\text{ }^{\circ}\text{K}$ , пятая — охлаждение с помощью криостата растворения, шестая — магнитное охлаждение с использованием церий-магниевого нитрата и, наконец, седьмая — адиабатическое ядерное размагничивание тонких медных проволочек. Для уменьшения механических и электрических помех криостат смонтирован на бетонной опоре в заэкранированном помещении.

Из описанных здесь трех новых методов получения низких температур в настоящее время реально работает только один — криостат растворения. Он будет широко использоваться вместо обычного магнитного охлаждения и даже вместо простого рефрижератора на  $\text{He}^3$ . С помощью этого криостата уже осуществлены многие недоступные прежде эксперименты при температурах ниже  $0,3\text{ }^{\circ}\text{K}$  и еще большее их количество планируется поставить в ближайшем будущем.

В прошлом усилия, затраченные на продвижение в область все более низких температур, всегда сторицей вознаграждались новыми фундаментальными открытиями. Не подлежит сомнению, что то же самое ожидает нас и в поныне еще не изведанной области температур. Метод Померанчука и охлаждение путем адиабатического размагничивания атомных ядер, хотя и не обладают непрерывностью действия, весьма вероятно послужат средством экспериментального освоения этой новой области. Только время может показать, какие сюрпризы ожидают нас на бесконечном пути по направлению к абсолютному нулю.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. N. K u r t i, Contemp. Phys. 8 (1), 21 (1967).
2. John C. W h e a t l e y, Amer. J. Phys. 36 (3), 181 (1968).
3. Olli V. L o u n a s m a a, New Methods for Cooling to the Millidegree and Sub-Millidegree Region, Technical University of Helsinki, May 1968.
4. R. T. J o h n s o n, R. R o s e n b a u m, O. G. S y m k o, J. C. W h e a t l e y, Phys. Rev. Lett. 22 (10), 449 (1969).