

С 393
Н-11
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЖЭТР, 1966, т. 50, в. 6,
с. 1445-1457

24/11-66



P-2480

Б.С. Негапов, Н.С. Борисов , М.Ю. Либург

МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР,
ОСНОВАННЫЙ НА РАСТВОРЕНИИ He^3 В He^4

АБОРТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

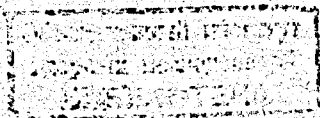
1965

P - 2480

Б.С. Неганов, Н.С. Борисов^{x/}, М.Ю. Либург^{x/}

3983/1 чф.
МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР
ОСНОВАННЫЙ НА РАСТВОРЕНИИ He^3 В He^4

Направлено в ЖЭТФ



В в е д е н и е

Существующий метод получения сверхнизких температур, основанный на адиабатическом размагничивании парамагнитных солей, может быть в принципе использован для получения сверхнизких температур в стационарном режиме путем периодического повторения процесса намагничивания и размагничивания этих солей. Однако практическое осуществление циклически действующих магнитных установок, не говоря об их сложности, наталкивается на принципиальные трудности, и если идти по этому пути, то вряд ли удастся построить рефрижераторы, имеющие холодопроизводительность существенно большую, чем 1 эрг/сек при $T = 0,01^{\circ}\text{K}$. Примером установки такого типа может служить холодильная машина, построенная Дуантом и др.^{1/}, в которой адиабатическое размагничивание повторялось с периодом 2 мин. Минимальная температура, достигнутая в этой установке, была $0,2^{\circ}\text{K}$, и холодопроизводительность — 50 эрг/сек при $T = 0,2^{\circ}\text{K}$.

Поскольку основная трудность заключается в плохой передаче тепла на границе двух сред, тепловое сопротивление которой растет пропорционально $1/T^3$, вряд ли на этом пути могут быть достигнуты существенные успехи; по-видимому, выход следует искать в другом направлении.

Новый способ получения сверхнизких температур, предложенный Лондоном, Кларком и Мендосой в 1960 году^{2/}, основан на использовании скрытой теплоты растворения жидкого He^3 в He^4 . Этот способ, как теперь стало ясно, позволяет создать установки с рядом преимуществ по сравнению с разрабатываемыми магнитными рефрижераторами. Преимущества заключаются в простоте, надежности, большой холодопроизводительности, стабильности и регулируемости температуры и возможности охлаждения любого вещества в любом виде без применения металлических холодопроводов, существенно мешающих во многих измерениях. Благодаря этому, новый метод должен найти более широкое применение, чем магнитный способ охлаждения; он позволит произвести многие исследования в чистых условиях, по крайней мере, при температурах порядка сотых долей градуса, ранее недоступных для многих задач физики твердого тела.

Разработка метода растворения была начата в Лаборатории ядерных проблем в

конец 1981 года в связи с необходимостью создания простой холодильной машины для поляризации ядер при сверхнизких температурах и других целей. К сожалению, первые попытки длительное время не давали положительных результатов, и работа была на некоторое время прекращена. Причина неудач заключалась в том, что, желая избежать ненужной циркуляции He^3 и He^4 (чтобы не иметь дело с чрезмерно большими потоками газов и подводимого ими тепла), мы шли по неправильному пути, пытались использовать для разделения изотопов термоосмос при $T < 1^{\circ}K$. Единственный положительный результат, полученный в этих опытах, заключался в том, что удалось создать систему, способную поглощать подводимое извне тепло без изменения температуры ванны растворения, благодаря непрерывной циркуляции и растворению в ней He^3 при $T = 0,3^{\circ}K$. В то же время разовое смешивание He^3 с He^4 , выполненное нами тогда при $T = 0,3^{\circ}K$, доказывало существование эффекта охлаждения при этой температуре и, следовательно, возможность создания холодильной ступени.

Обнаруженный эффект стабилизации температуры использовался нами позднее в некоторых опытах для создания хорошего теплового контакта с ванной He^3 на значительном расстоянии от нее с помощью трех капилляров, как это показано на рис. 1. Циркуляция He^3 , He^4 и их смеси возникает автоматически при подводе тепла к ванне А в направлениях, указанных стрелками, и тепло, подводимое к ванне А, эффективно передается в ванну Б, имеющую хороший тепловой контакт с ванной He^3 , поддерживающей температуру ванны Б равной $0,3^{\circ}K$.

Дальнейшая работа над методом растворения была продолжена после опубликования работы Лондона, Кларка и Мендозы в конце 1982 г. ^{/3/}, разъяснившей нам некоторые важные вопросы. Наиболее перспективным из трех вариантов решения задачи, предложенных в этой работе, на наш взгляд, был третий, принадлежащий проф. Н.Е. Hall ^{/3/}, и поэтому вся дальнейшая работа производилась только в этом направлении. В этом варианте отрицалась необходимость в циркуляции He^4 вообще и предлагался, как и в других вариантах, "естественный" способ разделения изотопов, основанный на сильном обогащении газовой фазы легким изотопом над слабым раствором He^3 в He^4 , что и позволило сравнительно просто решить всю задачу.

Ниже кратко излагаются физические основы метода, описываются наиболее существенные детали опытного варианта установки и результаты, полученные при ее испытаниях.

Физические основы метода

Эффект охлаждения при растворении жидкого He^3 в He^4 возникает из-за сильного различия между молярными теплоемкостями He^3 и его слабых растворов в He^4 . Так как при растворении никакой химической реакции фактически не происходит, энтальпия в процессе растворения должна подчиняться закону сохранения и, следовательно,

если процесс происходит адиабатически, будет иметь место охлаждение раствора, если его теплоемкость больше средней теплоемкости начальных компонент.

Различие теплоемкостей He^3 и его слабых растворов при достаточно низких температурах возникает из-за проявления принципа Паули, приводящего к упорядоченному состоянию спинов в концентрированном He^3 и вырождению системы при $T \leq 0,45^{\circ}K$. Фактически это означает наличие между фермионами в определенных условиях сугубо квантового коллективного взаимодействия, одним из следствий которого является существование самого принципа Паули. В слабом растворе при той же температуре это взаимодействие отсутствует и вырождение спиновой системы снимается. Поэтому система атомов He^3 (как впервые предположил Померанчук ^{/5/}) должна вести себя в растворе как идеальный газ, находящийся в "вакууме" He^4 , "давление" которого есть осмотическое давление He^3 в растворе, подчиняющееся уравнению Вант-Гоффа, а молярная теплоемкость должна восстанавливаться до классического значения, равного $3/2 R$. Действительно, из-за сверхтекучести He^4 атомы He^3 почти не испытывают столкновений с атомами He^4 , и поэтому длина их свободного пробега определяется в основном только концентрацией раствора. С другой стороны, из-за нулевого спина вклад He^4 в теплоемкость раствора при $T < 0,5^{\circ}K$ становится уже пренебрежимо мал. Поэтому He^4 по отношению к He^3 играет роль такого "вакуума", находясь в котором, атомы He^3 являются как бы свободными частицами, не взаимодействующими между собой.

Такой раствор является единственной и весьма хорошей моделью идеального газа при сколь угодно низких температурах, превышающих температуру разделения фаз. По-видимому, с понижением температуры раствора его равновесная концентрация должна падать по закону $T^{3/2}$, что является следствием постепенного вырождения спиновой системы. Это связано с уменьшением фазового объема и соответствующим возрастанием чисел заполнения квантовых состояний. Для достижения неизменных условий вырождения необходимо, чтобы фазовый объем, приходящийся на одну частицу $r^3 V/N$, оставался постоянным. Поэтому

$$n_0 = r^3 = T^{3/2}, \quad (1)$$

где n_0 — плотность частиц в единице объема, а r — максимальный импульс частиц. Очевидно, что при $T = 0$ любая система будет вырожденной и, следовательно, раствора с подобными свойствами при $T = 0$ не существует.

Таким образом, механизм охлаждения при растворении He^3 в He^4 имеет сугубо квантовый спиновый характер и формально аналогичен процессу адиабатического размагничивания, охлаждение в котором происходит также в результате изменения состояния упорядоченности спиновой системы при взаимодействии с внешним полем. Только в случае процесса растворения роль внешнего поля играет внутреннее взаимодействие

системы, которое снимается при увеличении расстояний между частицами при растворении. Поэтому в отличие от процесса адиабатического размагничивания, энтальпия в котором не сохраняется из-за изменения потенциальной энергии частиц при изменении поля, в случае растворения энтальпия системы на основании закона сохранения энергии будет сохраняться, если межатомная потенциальная энергия частиц остается неизменной. Разность между теплотой испарения He^3 из конденсированного и теплотой испарения из слабого раствора в He^4 является мерой правильности этого предположения, которое, по-видимому, пока не противоречит опыту, как будет показано ниже.

В отличие от адиабатического размагничивания, минимально достижимая температура в котором ограничена температурой Кюри, определяемой энергией взаимодействия между парамагнитными ионами, в методе растворения аналогичного ограничения не существует вообще, поскольку энергия соответствующего диполь-дипольного взаимодействия между атомами He^3 в растворе пренебрежимо мала по сравнению с энергией тепловых возбуждений при любых равновесных концентрациях и температурах.

Если существует явление сверхтекучести He^3 , то это должно проявиться как-то в процессе растворения. Эффект охлаждения ниже температуры перехода мог бы, например, вообще отсутствовать, если раствор по каким-то причинам перестал быть идеальным, а состоял бы из пар связанных атомов He^3 , что, однако, весьма маловероятно.

Метод непрерывного растворения

В принципе возможен ряд способов осуществления процесса непрерывного растворения. Мы рассмотрим простейший из них, показанный на рис. 2. Ванны А и Б, соединенные между собой трубкой (1) определенного сечения, заполняются смесью He^3 и He^4 до уровня (5) при начальной температуре $1^\circ K$. При откачке паров из ванны А и возвращении их в виде жидкости в ванну Б через змеевик (3), расположенный на дне ванны А, и теплообменник (2) возникает преимущественно циркуляция He^3 из-за сильного обогащения им газовой фазы над раствором в ванне А. Температура ванн А и Б начинает понижаться, как в обычном рефрижераторе, работающем на испарении He^3 ; и при достижении температуры разделения фаз He^3 , растворенный первоначально равномерно в объемах А и Б, начинает скапливаться вверху ванны Б, заполнив змеевик (3) и теплообменник (2). При достижении равновесного стационарного состояния циркуляция He^3 замедляется до уровня, определяемого внешним теплопритоком к системе. В дальнейшем концентрация He^3 в ванне А поддерживается постоянной, благодаря диффузии He^3 из ванны Б в ванну А через соединительную трубку (1), а убыль из нижней тяжелой фазы в ванне Б непрерывно восполняется за счет растворения верхней фазы на границе разделения фаз (4). Из-за поглощения тепла при растворении

температура ванны Б устанавливается несколько ниже температуры испарительной ванны А, осмотические давления в ваннах А и Б стремятся выровняться и, в соответствии с законом Вант-Гоффа, концентрации растворов устанавливаются обратно пропорциональными их температурам.

При включении нагревателя (6) на испарительной ванне А раствор в ней постепенно обедняется, что приводит к возрастанию перепада осмотических давлений и интенсивной диффузии He^3 по соединительной трубке из нижней фазы ванны Б. Это влечет за собой понижение концентрации He^3 в растворе и интенсивное растворение верхней фазы. В результате температура ванны Б начинает медленно понижаться и вся система постепенно переходит в новое стационарное состояние, перепад температур в котором определяется только уровнем циркуляции He^3 , задаваемым подводимой к ванне А мощностью и количеством тепла, поступающего в ванну Б. Последнее определяется главным образом качеством противоточного обменника (2) и размерами трубки (1), через столб гелия в которой также идет поток тепла к ванне Б. Однако следует заметить, что температура ванны А неизбежно повышается как из-за уменьшения концентрации He^3 в растворе, так и возрастания давления в тракте откачки из-за ограниченной производительности системы откачки. Поэтому при уменьшении концентрации коэффициент разделения изотопов несколько падает, а подводимое к ванне Б тепло через трубку (1) растет, и при очень малой концентрации система начинает работать с меньшей эффективностью, что и накладывает ограничение на минимально допустимую концентрацию растворов и, соответственно, достигаемую этим методом температуру растворительной ванны при заданной производительности системы откачки. Таким образом, несмотря на наличие теплообменника (2), позволяющего в принципе как угодно сильно понижать подводимое к растворительной ванне тепло, поступающее с He^3 , данная система в целом не способна создавать сколь угодно низкие температуры.

Кроме рассмотренного ограничения, связанного с возрастанием температуры испарительной ванны, имеется еще одно, более принципиального характера. Это ограничение связано с возникновением фонтанного давления в столбе сверхтекучего гелия при наличии в нем перепада температур. Действию этого давления, препятствующего диффузии He^3 , противостоит перепад осмотических давлений на соединительной трубке. Ясно, что концентрация, а следовательно, и температура ванны, не могут быть меньше величины, при которой осмотическое давление становится сравнимым с фонтанным, и диффузия прекращается.

Произведем оценку этой границы, приняв для температуры верхней ванны значение $T = 0,6^\circ K$, которое вряд ли может быть ниже при концентрациях раствора, меньших 0,1%, из-за падения упругости пара в соответствии с законом Рауля.

Величина фонтанного давления может быть найдена путем интегрирования энтропии

жидкого гелия при давлении насыщенных паров:

$$\Delta p_{\text{фон}} = \int_T^{T_A} \rho S_a T, \quad (2)$$

где ρ — плотность He^4 , а S — энтропия на 1 г. Для вычисления энтропии можно воспользоваться значением теплоемкости He^4 [6], которая при температуре ниже $0,7^\circ\text{K}$ может быть представлена зависимостью:

$$c = 0,0235 T^3 \text{ дж/г.град.}$$

$$S = \int \frac{c}{T} dT = 0,0075 T^3 \text{ дж/г.}$$

получим при $T = 0,6^\circ\text{K}$

$$p_{\text{фон}} = 1/4 \rho \cdot 0,075 \cdot T^4 = 354 \text{ дин/см}^2. \quad (3)$$

Осмотическое давление в слабом растворе может быть найдено путем экстраполяции результатов измерений при $T = 0,8^{1/2}$. Однако, поскольку при этом приходится пользоваться законами идеальных газов, которые лучше применимы при малых концентрациях, осмотическое давление может быть найдено точнее просто из уравнения Вант-Гоффа:

$$p = \frac{x}{V} RT, \quad (4)$$

где x — количество молей He^3 в объеме V . Принимая для x зависимость от температуры вида $x = \alpha T^{3/2}$, где $\alpha = 0,615$, получим

$$p_{\text{осм}} = \frac{\alpha T^{3/2}}{V} R, \quad (5)$$

где V — объем моля He^4 . Приравнявая выражения (3) и (5) друг другу, получим

$$T_{(\text{min})} = \left(\frac{p \cdot V}{R \cdot \alpha} \right)^{2/3} = 0,033^\circ\text{K}. \quad (6)$$

Фактически этот предел несколько выше, так как мы пренебрегли осмотическим давлением в испарителе, считая концентрацию бесконечно малой.

Холодопроизводительность и устойчивость работы ступени

Для определения холодопроизводительности ступени охлаждения достаточно энтальпийной диаграммы, представленной на рис. 3. На этой диаграмме верхней кривой показана энтальпия раствора, вытекающая из представления, основанного на модели идеального газа. Так как рассматриваемый вариант является системой, работающей при постоянном давлении, равном осмотическому, в то время как объем, в котором происходит испарение жидкой фазы He^3 , фактически не ограничен из-за непрерыв-

ной откачки этого "газа" из резервуара He^4 , при вычислении энтальпии раствора следует учитывать работу расширения и, следовательно, исходить из теплоемкости при постоянном давлении. Тогда

$$H = \int c_p dT = \frac{5}{2} RT. \quad (7)$$

Энтальпия чистого He^3 , вычисленная на основании измерений теплоемкости He^3 вплоть до $0,1^\circ\text{K}$ [7], представлена нижней кривой. Процесс растворения изображается горизонтальной прямой АБ, если температура, до которой успевает охладиться He^3 , прежде чем он поступает в ванну растворения, равна T_1 . Тогда T_0 — есть температура образующегося раствора. Очевидно, тепло, которое раствор способен поглощать, нагреваясь при этом до температуры T , есть

$$\dot{Q}(T) = (H - H_0)z = \frac{5}{2} R(T - T_0)z, \quad (8)$$

где z — скорость циркуляции He^3 в системе.

Таким образом, холодопроизводительность машины есть линейная функция температуры и определяется только скоростью циркуляции He^3 в системе, пока концентрация раствора позволяет пользоваться моделью идеального газа.

Соотношение (8) справедливо до тех пор, пока температура раствора T существенно ниже T_1 . В этом случае изменение T в результате подвода внешнего тепла оказывает очень малое влияние на T_1 и соответственно на T_0 , и им можно пренебречь. Очевидно, рассмотренный случай относится к варианту холодильной ступени с малоэффективным теплообменником. Поскольку энтальпия раствора при одной и той же температуре во много раз выше энтальпии концентрированного He^3 , в принципе возможно охлаждение потока T_0 до минимальной температуры раствора. По мере улучшения теплообменника T_0 будет приближаться к T_{min} , и в случае "идеального" теплообменника процесс растворения при достижении T_{min} прекращается в адиабатических условиях. Однако он становится возможен в изотермических условиях при $T = T_{\text{min}}$, т.е. при подводе внешнего тепла, равного

$$\xi(T_{\text{min}}) = H(T_{\text{min}}) - \int_0^{T_{\text{min}}} c_{(\text{He}^3)} dT = 0,65 \text{ дж/моль}.$$

Холодопроизводительность при произвольной температуре T (выше T_{min}) в этом предельном случае есть

$$\dot{Q}(T) = \frac{5}{2} RTz - z \int_0^T c_{(\text{He}^3)} dT.$$

Таким образом, улучшение качества обменника, хотя и не может привести к значительному понижению предельно достигаемой температуры раствора, существенно меняет характер работы ступени, и в результате наиболее низкая температура раствора поддерживается уже при подводе некоторого количества тепла, которое в любом эксперименте, естественно, может быть заменено полезным.

В заключение остановимся на вопросе устойчивости работы ступени и возможных причинах возникновения тепловых колебаний.

Рассматриваемый вариант есть система с положительной обратной связью. Действительно, чем ниже температура растворительной ванны, тем меньше тепло, поступающее в нее из-за дополнительного охлаждения He^3 в противоточном теплообменнике. При наличии обратной положительной связи в принципе возможно возникновение колебаний в системе в зависимости от степени связи, определяемой в данном случае качеством теплообменника. Если обменник работает плохо, связь мала, и режим работы будет устойчив. При наличии "идеального" обменника, в котором осуществляется практически полная передача тепла, температура ванны будет непрерывно понижаться, пока не произойдет "переохлаждение" раствора, при котором дальнейшая диффузия и соответственно растворение могут прекратиться, если осмотическое давление станет равно суммарному давлению ($p_{фон} + p_{осм}$) в испарительной ванне. Это сразу приведет к резкому ухудшению теплового режима и увеличению подвода тепла к растворительной ванне как в результате возрастания температуры поступающего непрерывно в ванну He^3 , так и за счет увеличения потока тепла, идущего через столб жидкого гелия в соединительной трубке при срыве диффузии.

Все процессы, протекающие в системе, вообще говоря, будут как-то взаимно регулироваться, приводя систему в "самосогласованное" состояние, однако могут возникнуть и тепловые колебания регулярного характера. Очевидно, при наличии некоторой внешней тепловой нагрузки условия для возбуждения колебаний будут отсутствовать, и ступень должна вести себя устойчиво. Наряду с этим возможны колебания температуры растворительной ванны и другого характера, причина возникновения которых может заключаться в неправильном подборе количества He^3 в системе. При недостаточном количестве He^3 растворение может начаться частично в обменнике, и режим работы не будет оптимальным. При избыточном содержании He^3 растворение может периодически происходить в соединительной трубке и даже в испарителе и режим работы будет носить характер резких срывов, сопровождающихся сильными отогревами растворительной ванны и последующими охлаждениями из-за временного уменьшения количества He^3 в ванне растворения. Такой режим работы имеет характер релаксационных колебаний.

Количество He^4 в системе очень слабо влияет на положение границы разделения фаз из-за малой концентрации растворов и поэтому практически не должно сказываться на работе ступени.

Заметим, что для выбора оптимальных и устойчивых режимов не требуется никаких механических устройств, если эмевики, в котором происходит конденсация He^3 , почти полностью заполнен He^3 . Так как количество He^3 в конденсоре в этом случае остается постоянным, изменение количества He^3 в наружной системе непосредственно отражается на количестве He^3 в ванне растворения и позволяет просто регулировать работу ступени.

Описание установки и обсуждение экспериментальных результатов

Принципиальная схема построенной опытной установки показана на рис. 4а). Общий вид ее представлен на рис. 4б).

Конструкция гелиевого криостата и системы откачки He^3 практически ничем не отличается от конструкций, обычно используемых в холодильных установках, работающих на испарении He^3 .

Для откачки паров He^3 использовались бустерные насосы БН-3, ДРН-50 и механический насос БН-494 производительностью 450,30 и 0,2 л/тр/сек соответственно. (Герметизация механического насоса была произведена путем замены заводского корпуса новым и установкой дополнительного уплотнения на валу насоса). Тракт откачки He^3 был изготовлен из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм. Диаметр трубы в нижней части - 20 мм, до азотной ванны - 34 мм и далее, до насоса, - 100 мм. Длина тракта от ванны испарения до контакта с азотной ванной - 60 см.

Пары He^3 , как это ясно из рис. 4а), подводились к насосу БН-3 при азотной температуре. Обратный поток He^3 , пройдя через угольную ловушку при азотной температуре, охлаждался предварительно в азотной и гелиевой ваннах криостата и конденсировался в эмевики (8), изготовленном из медной трубки с внутренним диаметром 0,65 мм и длиной 136 см, расположенном на две нижней гелиевой ванны. Температура последней поддерживалась около 1°K путем откачки гелиевых паров насосом ВН-4 производительностью 40 л/сек.

Конструкция ступени растворения весьма проста (см. рис. 4а). Испарительная ванна (1) имеет толстое плоское дно диаметром 15,5 см, в спиральных канавках которого расположен эмевик (3), состоящий из 4-х медных капилляров с внутренним диаметром около 0,3 мм и длиной по 3 метра каждый. Капилляры соединены между собой параллельно для увеличения пропускной способности эмевика.

Жидкий He^3 поступает в эмевик через капилляр (6) из нержавеющей стали с внутренним диаметром 0,1 мм и длиной 18 см, играющий роль проселирующего устройства, необходимого для того, чтобы конденсация He^3 при рабочей скорости циркуляции происходила в гелиевой ванне и не имело место вскипание жидкости на выходном конце эмевика. Очевидно, для этого необходимо, чтобы давление на вы-

ходе змеевика (8) не падало ниже 8 мм Hg, так как капилляр, заполненный жидкостью, находится в контакте с гелиевой ванной при $T = 1^\circ\text{K}$ (обстоятельство, которое, иногда не учитывается при конструировании криостатов, работающих на испарении He^3 , что приводит к значительному теплоподводу в непрерывном режиме работы).

Теплообменник и соединительная трубка изготовлены из трех нержавеющей трубок длиной = 22 см с толщиной стенок = 0,3 мм и диаметром около 20 мм, вставленных одна в другую, как показано на рис. 4. Через кольцевой зазор (5) шириной 0,15 мм, имеющийся между внутренней отпаивной и средней трубками, происходит диффузия He^3 в испарительную ванну; наружный кольцевой зазор (4), шириной примерно 0,1 мм, играет роль теплообменника. Холодный He^3 с выхода теплообменника поступает через капилляр (7) в растворительную камеру (2) диаметром 19 мм, укрепленную на нижнем конце внутренней трубки.

Для заполнения всей системы жидкостью до рабочего уровня обычно требовалось около 2-3 литров He^3 и = 8-12 литров He^4 при нормальных условиях.

В большинстве опытов по выбору оптимальных параметров контроль за работой ступени производился с помощью угольных термометров с различной чувствительностью, укрепленных на наружных стенках устройства.

Температура испарительной ванны менялась в широких пределах в зависимости от подводимой мощности и концентрации раствора в ней. В большинстве опытов ее рабочая температура поддерживалась равной = $0,8^\circ\text{K}$ при скорости циркуляции $\text{He}^3 = 1,84$ моль/сек. Минимальная температура, достигаемая при этом в ванне растворения, как будет показано ниже, равнялась = $0,056^\circ\text{K}$, что довольно близко к теоретическому пределу для данного варианта. Соответствующая концентрация раствора, если верна принятая нами зависимость $x = 0,615 T^{3/2}$, равна 0,8%, и, следовательно, концентрация раствора в испарительной ванне с учетом фонтанного давления не могла быть выше 0,06%. Представляет интерес оценка теплоты испарения He^3 из такого слабого раствора, которую можно сделать достаточно определено. Подводимое извне тепло к ванне испарения составляло = $4,7 \cdot 10^{-3}$ ватт. Дополнительный приток тепла к ней из-за циркуляции He^3 был порядка 0,4 кал/моль. Таким образом, теплота испарения He^3 из раствора с концентрацией порядка 0,06% составляет не меньше 6,5 кал/моль, что примерно совпадает с данными Абрагама и др. [7] для теплоты испарения чистого He^3 , вычисленными из уравнения Клапейрона-Клаузиуса на основании экспериментальных данных по удельным плотностям жидкости и пара и зависимости давления насыщенного пара от температуры. (В полученную нами величину теплоты испарения He^3 из слабого раствора следует ввести еще небольшую положительную поправку на примесь He^4 , которая пока не была нами определена).

Давление в верхней части тракта откачки (область контакта с азотной ванной) в

рабочем режиме равнялась = $0,01$ мм Hg. Таким образом, упругость пара над раствором при столь низкой концентрации и температуре = $0,8^\circ$ еще не меньше этой величины. Это является весьма благоприятным фактом, позволяющим работать при очень низких концентрациях раствора в испарительной ванне.

Режим работы ступени существенно определяется шириной зазора, через который происходит диффузия He^3 . Величина зазора должна быть согласована с производительностью системы откачки и желаемой холодопроизводительностью ступени. При большой ширине зазора велико тепло, поступающее из верхней "теплой" ванны в ванну растворения, при очень узкой щели затруднена диффузия и возрастает перепад осмотических давлений на концах соединительной трубки, что приводит также к повышению минимально достижимой температуры раствора.

Физический процесс, происходящий в зазоре, можно представить себе на основании двухкомпонентной модели He^4 следующим образом. Сверхтекучая компонента He^4 движется к теплому концу трубки, не увлекая атомов He^3 , в то время как эквивалентный по массе поток нормальной компоненты He^4 движется ей навстречу, взаимодействуя со встречным потоком холодного "газа" He^3 . При этом значительная доля тепла, переносимого нормальной компонентой He^4 , снимается встречным потоком He^3 прежде, чем она достигает ванны растворения. В результате происходит перераспределение температуры гелия вдоль трубки таким образом, что основной перепад температур возникает на верхнем конце, где и происходит в основном нагревание диффундирующего холодного потока He^3 до температуры верхней ванны. В связи с этим ясно, что формальный расчет потока тепла через столб гелия без детального учета сложного процесса теплообмена не будет соответствовать действительности, поскольку он не может быть сформулирован на языке теплопроводности даже для столба чистого He^4 . Кроме того, необходимые экспериментальные данные о теплопроводности слабых растворов в нужной области температур вообще отсутствуют. Грубая верхняя оценка, которую можно сделать, дает для максимального потока тепла величину порядка 700 эрг/сек. Можно было получить некоторую информацию в теплоподводе, измеряя относительное изменение температуры ванны растворения при разной ширине зазора. Соответствующие измерения были выполнены нами при ширине зазора 0,15; 0,25 и 0,50 мм. Минимально достигаемая температура ванны растворения при одной и той же скорости циркуляции He^3 увеличивалась незначительно с возрастанием зазора в три раза. Это означает, что тепло, идущее через столб гелия, мало по сравнению с тепловым потоком, поступающим с He^3 , и, видимо, при выбранной нами геометрии зазор 0,15 мм близок к оптимальному.

При большом внешнем подводе тепла к ванне растворения было замечено, что меньший перегрев раствора возникал при более широком зазоре и большей скорости циркуляции, что вполне естественно. Поэтому в зависимости от конкретного использования установки зазор выгодно варьировать в некоторых пределах, находя опытным путем опти-

$$S_{\text{зазора}} = 2\pi \cdot 18 \cdot 0,15 = 18 \text{ мм}^2$$

$$V_{\text{капилляра}} = 2\pi \cdot 18 = 120 \text{ мм}^2$$

18

$$S_2 = 4\pi R^2 = 100 \cdot 3 \cdot 0,062 =$$

$$L_k = 100 \cdot 2\pi \cdot R = 600 \cdot 0,25 = 150$$

$$S = 100 \cdot \pi \cdot (R + d)^2 = 100 \cdot \pi \cdot (0,25 + 0,12)^2 =$$

мальный размер. (В исследуемом варианте конструкции теплообменника этот зазор легко сделать регулируемым во время опыта, если использовать слегка конические трубки).

Для определения абсолютного значения температуры раствора в ванне растворения и выяснения возможностей применения ступени для охлаждения в физических экспериментах были произведены опыты по охлаждению циркулирующим потоком кристаллов цери́й-магниевого нитрата. Соответствующая схема опыта показана на рис. 5.

Кристаллы (1) в виде тонких пластинок помещались на дно стеклянной ампулы (2), припаянной через коваровый переход к внутренней трубке теплообменника. Внутри ампулы на притертом к ванне растворения шлифе укреплялась отпаянная стеклянная трубка (3) с впаянным в нее капилляром (4). Таким образом достигалось удаление кристаллов от металлических деталей ступени, мешающих измерениям магнитной восприимчивости, и моделировались условия охлаждения раствором на значительном расстоянии от ванны растворения. Легко видеть, что поток He^3 мог попасть в ванну испарения только продиффундировав через капилляр (4) к кристаллам и обратно через зазор между стеклянными трубками. Поскольку подвод тепла на этом пути отсутствовал, температура раствора в ванне растворения и на дне стеклянной ампулы была одинакова и могла быть определена по магнитной восприимчивости кристаллов. Для измерения последней на гелиевом экране (6) помещалась измерительная катушка (5) из двух секций по 2000 витков в каждой и катушка (7) для создания переменного магнитного поля. Измерения производились с помощью моста переменного тока типа Р-56 на частоте 50 герц. В качестве калибровочной точки использовалось значение восприимчивости при $1^{\circ}K$. Эта температура устанавливалась весьма быстро после конденсации рабочей смеси в испарительной ванне за счет теплового контакта с гелиевой ванной через столб газа в тракте откачки He^3 при давлении ≈ 8 мм Hg. Независимая проверка температуры производилась по угольным термометрам, прокалиброванным в жидком гелии. Хотя регистрируемый эффект, обязанный изменению температуры кристаллов приблизительно от азотной до $1^{\circ}K$, был мал, результаты при многократных измерениях воспроизводились с достаточно хорошей точностью. При включении нагревателя на верхней ванне и установлении скорости циркуляции около 1,7 моль/сек наблюдаемый при температуре $1^{\circ}K$ эффект при оптимальном заполнении системы смесью возрастал примерно в 17,5 раза. Температура кристаллов с учетом небольшой поправки к закону Кюри и поправки на размагничивающий фактор понижалась до $0,056^{\circ}K$. Ошибка в определении температуры не могла превышать 10%. Колебания температуры в стационарном режиме не превышали $0,001^{\circ}K$. Для определения холодопроизводительности ступени известное тепло подводилось непосредственно в ванну растворения, а изменение температуры раствора регистрировалось по изменению магнитной восприимчивости кристалла. Полученные результаты при двух скоростях циркуляции приведены на рис. 6. Холодопроизводительность ступени, действительно, является линейной функцией температуры и хорошо совпадает с теоретической, показанной

пунктирной линией. Отклонение могло быть вызвано как примесью He^4 в циркулирующем потоке, так и отклонением свойств реального раствора от модели идеального газа, положенной в основу метода. Малая величина отклонения свидетельствует о применимости этих представлений в данной области температур. Тепло, подводимое к ванне растворения, еще достаточно велико, что, по-видимому, объясняет значительное отклонение достигнутой температуры от минимально возможной. Тепло, равное, вероятно, ≈ 2000 эрг/сек, вносится в ванну растворения главным образом потоком He^3 , температура которого, таким образом, должна быть около $0,5^{\circ}K$. Это свидетельствует о малой эффективности используемого теплообменника и, возможно, о высокой температуре жидкого He^3 , поступающего из гелиевой ванны, поверхность змеевика в которой была недостаточно велика при используемой нами скорости циркуляции He^3 .

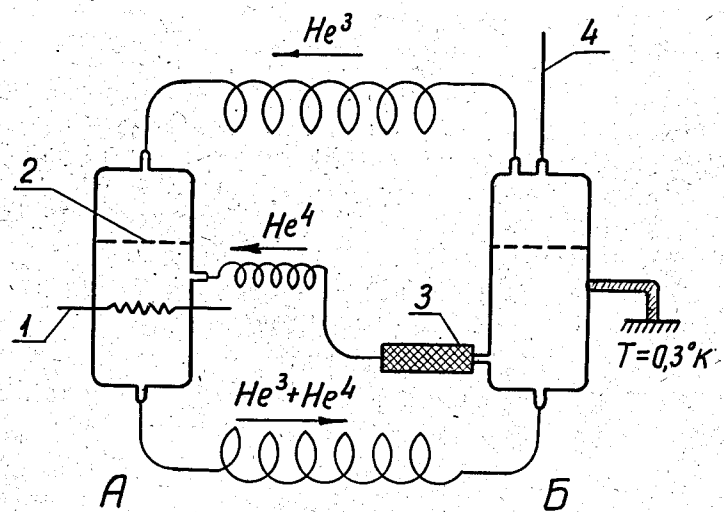
Наконец, заметим, что использование явления термоосмоса для принудительной циркуляции He^4 должно устранить существующее ограничение и помочь в достижении значительно более низких температур.

В заключение авторы пользуются случаем, чтобы выразить искреннюю благодарность проф. В.П. Дзепелову за предоставленную возможность выполнить эту работу и Л.Б. Парфееву за участие в первых попытках осуществления процесса растворения. Авторы благодарят Н.И. Квиткову и Ф.А. Тагирову за помощь в проведении экспериментов, а также А.С. Акимову, А.Ф. Орлова и А.Н. Николаева за качественное изготовление ответственных узлов установки. Авторы признательны коллективу криогенной лаборатории ОИЯИ за бесперебойное обеспечение в трудных условиях жидким гелием.

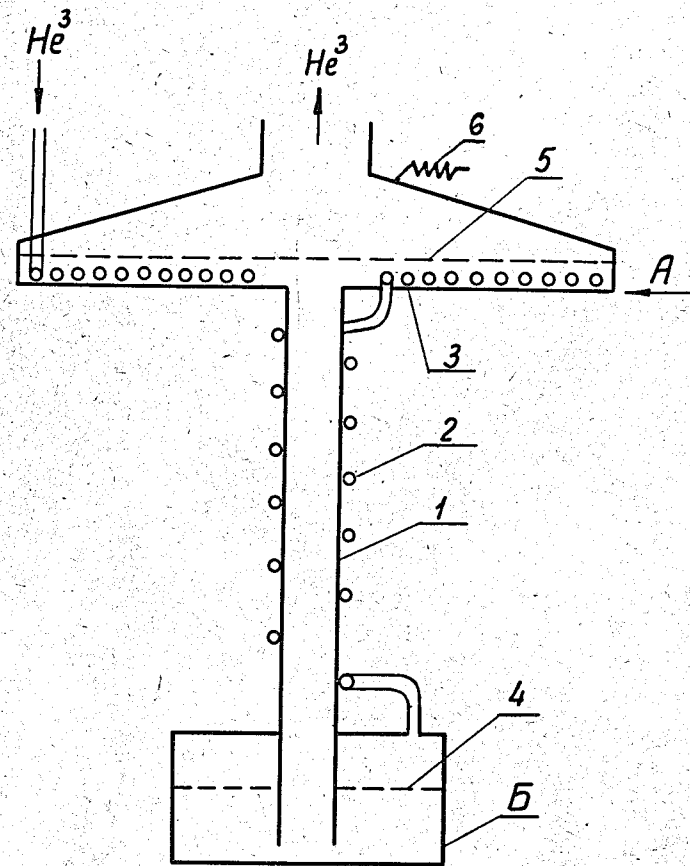
Л и т е р а т у р а

1. C.V.Heer, C.B.Barness, J.G.Daunt, Rev.Sci.Instr., 25, 1088 (1954).
2. H.London, G.R.Clarke, E.Mendoza, Helium Three, Proc. of the Second Symposium on Liquid and Solid Helium Three, Columbus, 148 (1960). Editor, J.G.Daunt.
3. H.London, G.R.Clarke, E.Mendoza, Phys.Rev., 128, 1992 (1962).
4. R. de Bruyn Ouboter and K.W.Taconis, Helium Three, Proc. of the Second Symposium on Liquid and Solid Helium Three, Columbus, 133 (1960). Editor, J.G.Daunt.
5. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 19, 42 (1948).
6. H.C.Kramers, J.Wasscher, C.J.Gorter, Physica, 18, 329 (1952).
7. M.Strongin, G.O.Zimmerman and H.A.Fairbank, Phys.Rev., 128, 1983 (1962).
8. B.M.Abraham, D.W.Osborne, B.Weinstock, Phys.Rev., 80, 366 (1950).

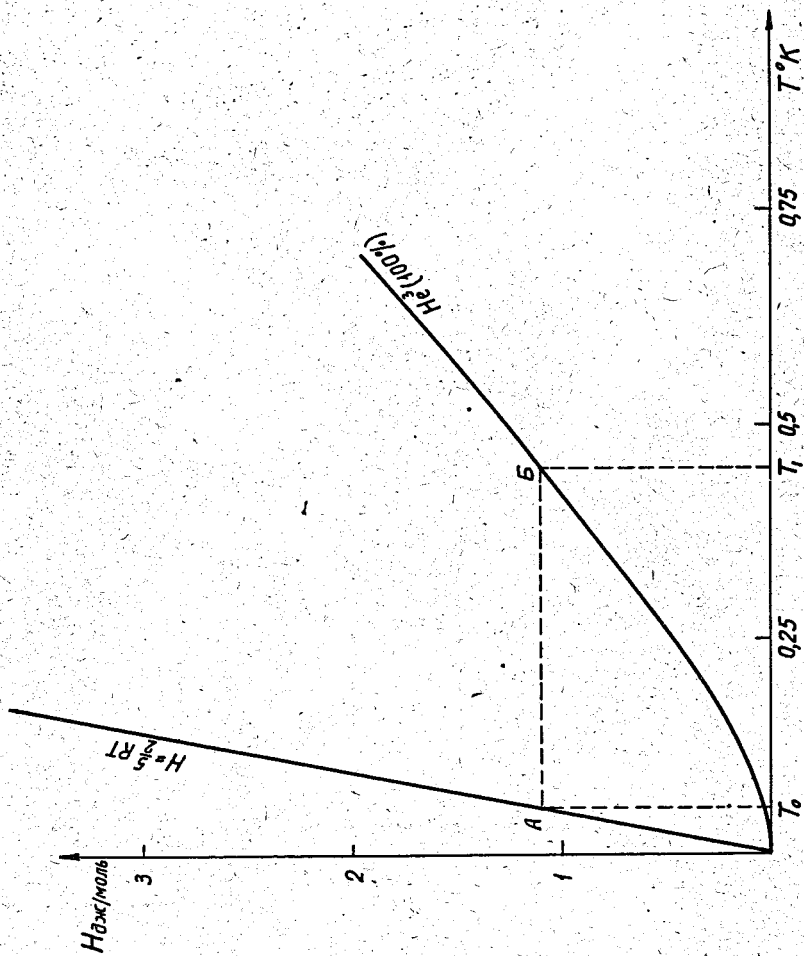
Рукопись поступила в издательский отдел 30 ноября 1965 г.



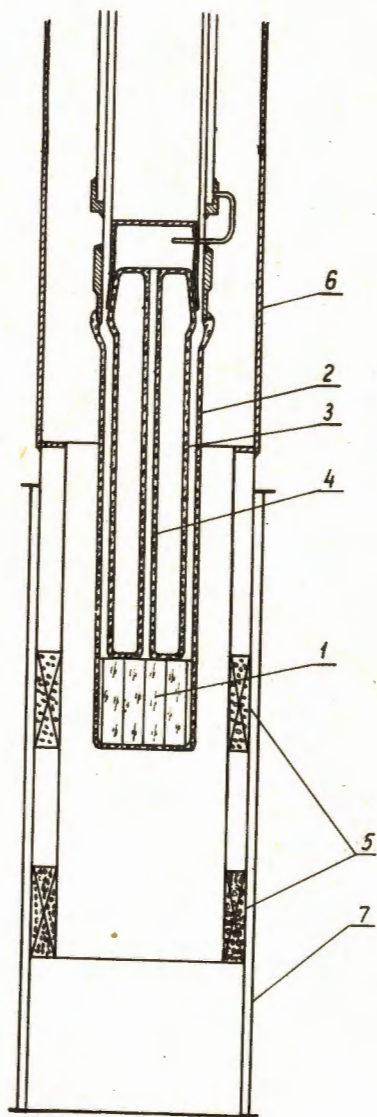
Р и с. 1. Схема опыта по теплопередаче между ваннами А и Б путем непрерывного растворения He^3 в He^4 . 1 - нагреватель, 2 - граница разделения фаз, 3 - сверхтекучий фильтр, 4 - капилляр для заполнения системы рабочей смесью.



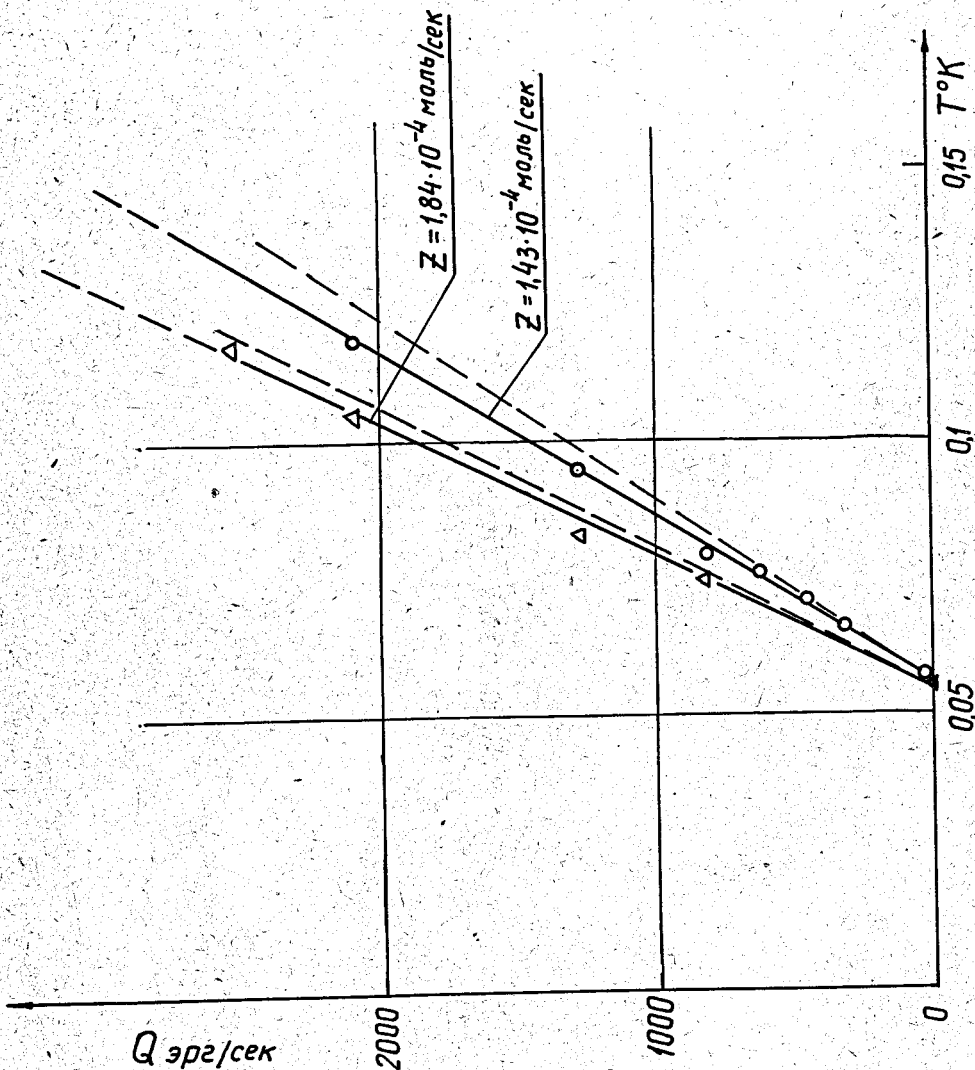
Р и с. 2. Принципиальная схема ступени охлаждения.



Р и с. 3. Энтальпийная диаграмма для вычисления холодопроизводительности ступени.



Р и с. 5. Схема опыта для определения абсолютной температуры раствора.



Р и с. 8. Теплопроводительность установки.