

ПОЛУЧЕНИЕ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР И СОЗДАНИЕ
ПРОТОННЫХ И ДЕЙТРОННЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЕЙ

Б.Неганов

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория ядерных проблем

К сожалению, я Вас должен, повидимому, несколько разочаровать, т.к. поляризованных чисто водородных мишеней пока еще нигде не создано, и вряд ли они появятся в обозримое время. Название доклада, напечатанное в разосланной Вам программе, было дано оргкомитетом без моего участия и, повидимому, не будет полностью соответствовать содержанию моего краткого обзора.

Я расскажу о новом методе получения сверхнизких температур и сделаю очень краткий обзор возникающих в настоящее время возможностей поляризации водорода, а также дейтерия и их соединений статическим методом, более универсальным, чем доложенный доктором Боргини динамический метод.

Интерес к статическому методу в настоящее время, естественно, возрос в связи с появлением в последнее время нового метода получения сверхнизких температур в стационарном режиме с приемлемой холодопроизводительностью, а также в связи с бурным разви-

тием техники получения сильных магнитных полей на базе использования новых жестких сверхпроводников. Поэтому можно надеяться, что использование статического метода в данный момент может оказаться не худшим вариантом решения задачи.

Сначала я останавливался на способе получения сверхнизких температур, основанном на растворении He^3 в He^4 , который в значительной степени определяет масштабы и возможности прямого метода поляризации ядер. Этот метод был предложен в 1962 году Лондоном, Кларком и Мендозой¹ и впервые осуществлен два года назад в Дубне Борисовым, Либургом и мной², а несколько позднее независимо Холлом и др.³ в Англии, получившими тогда, как и мы, температуру около $0,05^\circ\text{K}$. Позднее нам удалось получить температуру $0,025^\circ\text{K}$, а в декабре 1966 года Витли и Вилчес⁴ сообщили о получении ими $0,02^\circ\text{K}$ в Иллинойском университете.

Новый метод не имеет принципиальных ограничений и, повидимому, позволит в будущем получать в стационарном режиме температуры порядка $0,001^\circ\text{K}$ и даже ниже⁵. В ближайшее время мы надеемся получить около $0,01^\circ\text{K}$ и возможно ниже путем некоторого изменения существующей установки.

Сущность метода в своей основе настолько же проста, как и обычного метода, основанного на испарении жидкостей, и по существу представляет развитие этого способа.

Практическая пригодность той или иной жидкости для получения низких температур определяется не только точкой замерзания, но и упругостью пара над ней при соответствующих температурах. Имеются только две незамерзающие жидкости - это He^3 и He^4 , упругость паров которых для иллюстрации предельно достигаемых температур показана на рис. I в логарифмическом масштабе. Величина упругости пара при заданной температуре определяется теплотой испарения жидкостей. У He^3 теплота испарения равна око-

до 7 кал/моль, в то время как у He^4 она 20 кал/моль. Поэтому упругость пара (при одной и той же температуре) He^3 оказывается на 2-3 порядка больше, чем у He^4 , и несмотря на уменьшение теплоты испарения в 3 раза, более выгодным оказывается испарение He^3 , предельная температура для которого около $0,26^{\circ}K$, в то время как для He^4 она равна около $0,8^{\circ}K$. Таким образом, для получения еще более низких температур методом испарения необходимо найти какой-то способ уменьшения теплоты испарения. Как ни странно, такой способ для He^3 оказался существующим, благодаря наличию особых квантовых свойств жидкого He^4 . Оказывается, если поместить каплю жидкого He^3 в жидкий He^4 , то при достаточно низких температурах последний выполняет роль нового физического вакуума, по отношению к которому теплота испарения He^3 резко сокращается, и происходит как бы интенсивное "испарение" He^3 в объем, занятый He^4 , приводя к понижению температуры смеси. Дело в том, что основная часть жидкого He^4 находится при этом в нижнем энергетическом состоянии и не принимает участия в тепловом движении. Энергетический спектр возбуждений в такой жидкости состоит из фононов, представляющих как бы квази газ с очень малой плотностью. При этом плотность жидкости не проявляется иначе, как только на скорости движения фононов в сосуде, занятом гелием, аналогично тому, как физические свойства вакуума проявляются только через скорость движения фотонов в нем. Аналогично фононам ведут себя и другие частицы, отличные от атомов He^4 . Их взаимодействие с атомами He^4 , обусловленное Ван-дер-Ваальсовскими силами, сводится только к некоторому изменению энергетического спектра частиц (соотношению между импульсом и энергией), обусловленному изменением эффективной массы частиц. В остальном поведение частицы примесного газа ничем не отличается от поведения в обычном вакууме.

Длина их свободного пробега определяется плотностью фононного и примесного газа и его температурой. Фактически в этом заключается проявление свойства сверхтекучести He^4 . С термодинамической точки зрения мы имеем дело также с моделью газа, т.к. теплоемкость и соответственно энтропия He^4 пренебрежимо малы по сравнению с теплоемкостью и энтропией растворенного в нем "газа" He^3 .

Рассмотрим теперь вопрос о теплоте испарения жидкого He^3 в такой новый вакуум. Так как Ван-дер-Ваальсовские силы взаимодействия между атомами He^3 , He^4 и He^3 с He^4 одинаковы с точностью до изотопического изменения электронных оболочек, работа выхода атомов He^3 при переходе в вакуум He^4 стремится к нулю. Однако в концентрированном состоянии между атомами He^3 действуют еще квантовые обменные силы, приводящие к сильному спиновому вырождению системы, а именно, к антипараллельной ориентации спинов. В результате теплоемкость и энтропия жидкого He^3 в силу фермиевского характера спектра возбуждений линейно уменьшается с понижением температуры

$$C \sim S \sim \alpha T.$$

В среде He^4 атомы He^3 не испытывают аналогичного взаимодействия из-за возрастания среднего расстояния между тождественными частицами, и, следовательно, вырождение по спину снимается. Это приводит к скачку теплоемкости и энтропии He^3 в растворе по отношению к концентрированному состоянию, как при любом фазовом переходе первого рода. Теплота перехода, как известно, определяется разностью энтропии при соответствующей температуре

$$q = \Delta S T = \beta T^2$$

Численное значение коэффициента β определяется концентрацией примесей He^3 в He^4 . Значение β , естественно, падает с

повышением концентрации из-за уменьшения энтропии "пара", и в равновесных условиях теплота испарения имеет значение, показанное на рис.2, где для сравнения приведены теплоты испарения He^3 и He^4 в обычный вакуум. Закон $q = \beta T^2$, определяемый равновесием жидкой и газообразной фаз, является очень благоприятным в данном случае, так как это приводит к примерно постоянному давлению пара He^3 в He^4 при любой температуре, как это видно из графика на рис.1. Это дает возможность получения любых температур методом испарения He^3 . К примеру, если бы зависимость была типа $q' = \beta' T$, которая возникает при достаточно малых концентрациях He^3 , упругость пара быстро падала бы с температурой, и несмотря на возросшую теплоту перехода, получение сверхнизких температур по-прежнему было бы невозможно. Кстати, когда мы приступали к работе, то ожидали зависимость второго типа, и мы были очень удивлены, когда увидели, что установка работает лучше, чем надо. Только через год мы узнали о появлении новых данных по равновесной концентрации растворов He^3 , и стало все ясно. Это весьма редкий случай, когда Природа помогает человеку, а не ставит дополнительных препятствий. Поэтому я готов публично выразить ей благодарность за помощь в работе. Следует отметить, что давление 15 мм Hg обусловлено, главным образом, нулевой энергией ферми-газа, а не тепловым движением частиц. Поэтому оно сохраняется при любой температуре вплоть до абсолютного нуля, если концентрация He^3 в He^4 ниже $0,01^{\circ}K$ не изменяется.

Чтобы иметь возможность вести процесс испарения непрерывным образом, достаточно с такой же скоростью производить процесс удаления He^3 из объема He^4 , в который происходит испарение He^3 . Это можно сделать с помощью обычных диффузионных насосов, если подогреть смесь до температуры порядка $0,6^{\circ}K$,

при которой испарения He^4 еще практически не происходит, а испарение He^3 происходит интенсивно из-за большой упругости пара He^3 при этой температуре. Чтобы не было тепловой связи между ванной растворения и ванной испарения, их необходимо разделить, соединив узкой трубкой, через которую и будет откачиваться He^3 из раствора под действием перепада давления, возникающего в результате испарения He^3 из ванны испарения, как это показано на рис.3.

Таким образом, процесс получения сверхнизкой температуры сводится к испарению жидкого He^3 в две стадии; сначала происходит интенсивное промежуточное испарение в объем, заполненный жидким He^4 , и реализуется некоторая весьма малая доля (порядка 0,001) полной теплоты испарения, а затем при сравнительно высокой температуре производится обычное испарение He^3 из его слабого раствора в He^4 и реализуется остальная, главная часть скрытой теплоты испарения. Сумма этих теплот, при одной и той же температуре, очевидно, должна быть равна исходной теплоте испарения чистого He^3 в физический вакуум. Чтобы сделать процесс испарения непрерывным, нужно иметь еще возможность возвращать испарившийся He^3 обратно в систему, охлаждая его по пути до температуры ванны растворения. Так как теплоемкость растворенного He^3 на порядок больше его теплоемкости в концентрированном состоянии, то имеются все возможности для охлаждения поступающего обратно He^3 до минимальной температуры раствора. Если это удалось сделать, получение абсолютного нуля гарантировано. Из всего этого должно быть ясно, что главная часть установки - это ее теплообменник и только от его качества зависит предельная температура, получаемая в установке. Холодопроизводительность установки может быть выражена формулой

$$\dot{Q} = (q - \delta) Z = 100 (T^2 - T_0^2) Z \text{ ватт}$$

где Z - скорость циркуляции He^3 выражена в молях в сек, а T_0 - минимальная температура, достигаемая при отсутствии внешней тепловой нагрузки. Скорость циркуляции He^3 в существующих пока установках заключается в пределах 10^{-5} - 10^{-4} моля/сек. В построенной нами установке она равна 10^{-4} моля/сек.

Главное преимущество подобных установок заключается в возможности охлаждения веществ с очень низкой теплопроводностью путем пропитывания их холодным раствором. Тепло уносится диффундирующим через жидкий He^4 холодным потоком He^3 , циркулирующим в системе.

В заключение я кратко остановлюсь на некоторых применениях установки для поляризации ядер.

Первый опыт, который наша группа в настоящее время готовит, заключается в попытке создания замороженной протонной мишени с помощью слабого магнитного поля порядка нескольких кэрстед, создаваемого с помощью двух сверхпроводящих колец из сплава олова с висмутом. Идея заключается в использовании большого времени релаксации протонов при сверхнизкой температуре, которое ожидается на основании результатов опытов, выполненных нами при температуре $0,3^{\circ}K$ два года тому назад. Если время релаксации окажется достаточно большим, можно будет производить динамическую поляризацию кристалла $LiMg$ при температуре порядка $0,5^{\circ}K$, что нами тогда также было проверено, и выключив высокочастотный источник, быстро охладить поляризованный кристалл до минимальной температуры, создаваемой установкой в холостом режиме. После этого можно будет выводить установку из магнитного поля и помещать на пучок частиц. Слабое магнитное поле, замороженное в объеме кристалла с помощью сверхпроводя-

щих колец, будет способным удерживать поляризацию в определенном направлении и не создавать трудностей при регистрации рассеянных частиц в любом направлении.

Второй опыт, который мы намерены произвести, будет заключаться в попытке поляризации облученного полиэтилена при температурах порядка $0,1^{\circ}K$ после накопления опыта работы с резонатором, изолированным в тепловом отношении от ампулы с кристаллом.

И наконец, я хочу остановиться на возможности поляризации кристаллов из чистого дейтерия, молекул ND и CN_4 , процентное содержание водорода в которых является наибольшим. К сожалению, поляризовать чистый молекулярный водород, повидимому, невозможно из-за орто-пара превращения, которое происходит интенсивно в твердом водороде при любых температурах. Повидимому, легче поляризовать атомарный водород, который при гелиевых температурах достаточно стабилен. При этом возникает интересная возможность создания поляризованной мишени в очень слабом магнитном поле порядка 100 эрстед, требуемом только для поляризации неспаренных электронов. Магнитное поле, создаваемое электронами в центре атомов, равное 57 кэрстед будет достаточным для 50% поляризации протонов при температуре $0,01^{\circ}K$. В отличие от других вариантов мишеней с сильным внешним магнитным полем, направление поляризации в данной мишени можно будет менять сколь угодно быстро и часто, не внося заметных искажений в геометрию опыта. К сожалению, в конце опыта при отогреве мишень будет взрываться из-за цепной реакции рекомбинации атомарного водорода.

Интересно отметить, что из анализа графиков на рис.4, показывающих зависимость степени поляризации от безразмерного параметра $\mu H / kT$ для полных спинов, равных $1/2$, 1 и 2 , сле-

3242

дует, что для достижения той же степени поляризации молекулярного дейтерия, что и для свободного водорода, требуется увеличить множитель H/T только в 3,5 раза, в то время как для достижения той же степени поляризации дейтерия в молекуле D_2 требуется увеличение H/T примерно в 5 раз. Это возникает из-за того, что точки, лежащие на нижней кривой при удвоенном значении параметра mH/kT , всегда выше соответствующих на кривой для $J = 1$. Удвоение параметра mH/kT происходит из-за сложения магнитных моментов ядер дейтерия в молекуле D_2 , которые нельзя считать свободными из-за большой энергетической разницы орто-пара состояний. Аналогичный выигрыш имеет место в случае поляризации молекулярного водорода и, повидимому, молекул CH_4 . В случае орто-дейтерия нижним ротационным квантовым числом является 0, и в отличие от орто-водорода эта магнитная модификация является устойчивой. Поэтому пока не существует видимых препятствий для её поляризации. Если время релаксации окажется слишком большим, оно, повидимому, может быть уменьшено путем добавки парамагнитных примесей типа кислорода, либо предварительным облучением сильным γ -источником, либо каким-либо другим способом.

Основным недостатком мишеней рассмотренного типа является значительное ограничение на интенсивность пучков заряженных частиц из-за энерговыделения в мишени. Однако впереди еще много физических задач, для решения которых требуются мезонные и другие вторичные пучки, интенсивность которых пока еще далеко недостаточна, чтобы сейчас об этом очень беспокоиться.

Л и т е р а т у р а

1. London H., Clarke G.R., Mendoza E., Phys.Rev., 128, 1992, 1962.
2. Неганов Б., Борисов Н., Либург М., ЖЭТФ, 50, 1445, 1966.
3. Hall H.E., Ford P.J., Thompson K., Cryogenics, 6, 80, 1966.
4. Vilches O.E., Wheatley J.C., /to be published/.
5. Пешков В.П. ЖЭТФ, 51, 1821, 1966.
6. Anderson A.C., Roach W.R., Sarwinski R.E., Wheatley J.C. Phys. Rev. Lett. 16, 7, 1966.
7. Edwards D.O., Brewer D.F., Seligman P., Skertic M., Yaqub M. Phys.Rev. Lett. 15, 773, 1965.

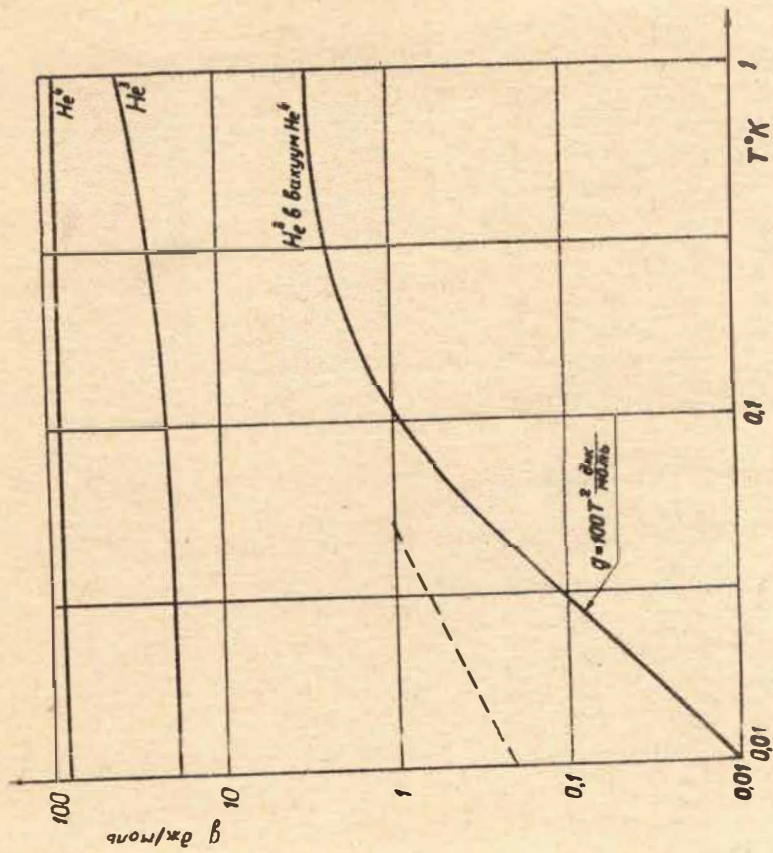


Рис.2. Зависимость теплоты "испарения" He^3 в "вакууме" He^4 от температуры.

3242

20-4

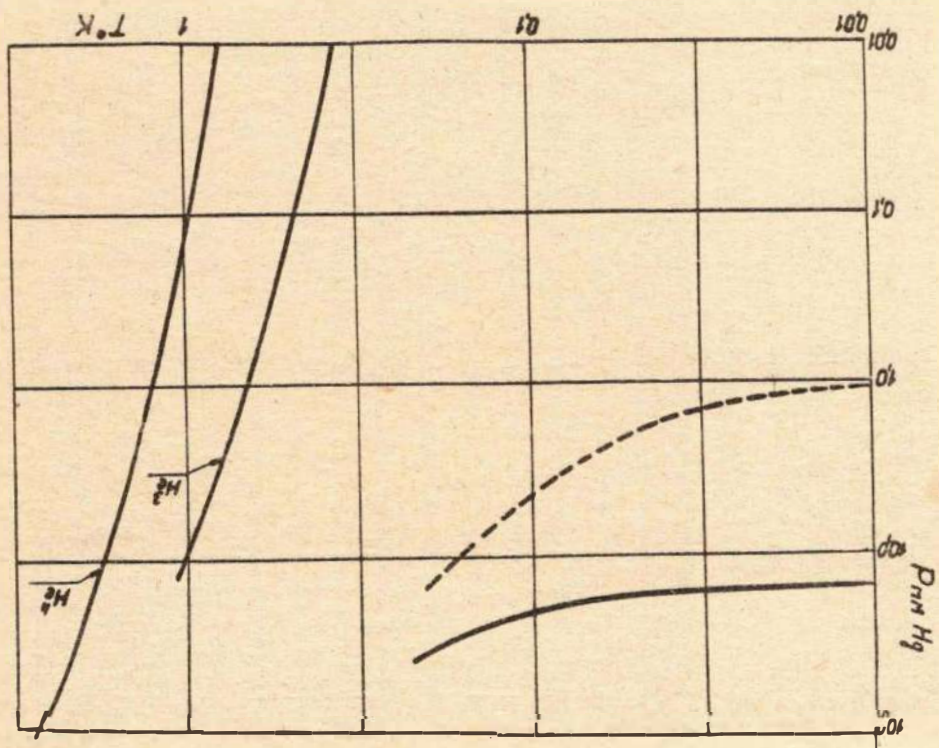


Рис.1. Упругость паров He^3 , He^4 и осмотическое давление He^3 в равновесном растворе (сплошная кривая).

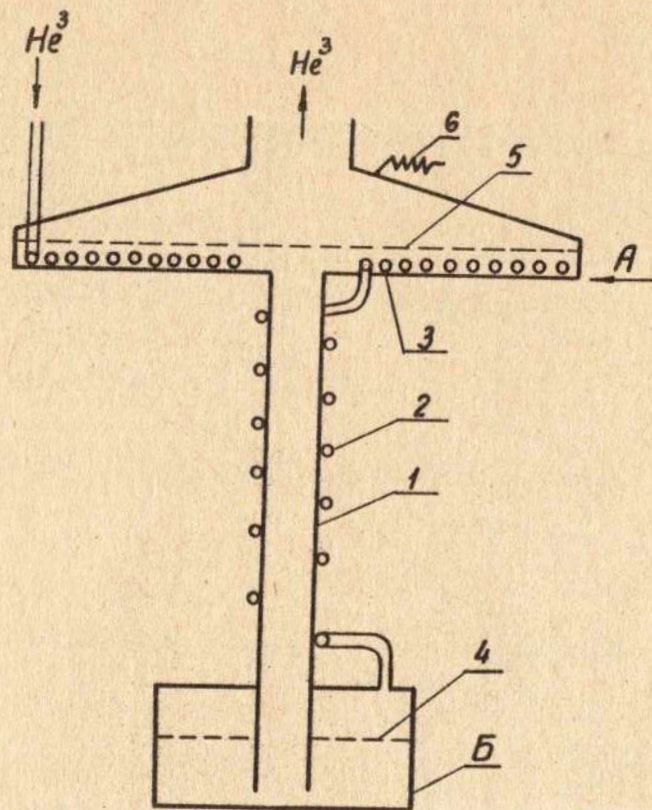


Рис.3. Принципиальная схема ступени охлаждения.
 А- ванна: испарения, Б- ванна растворения, I - соединительная трубка, 2- теплообменник, 3- капилляр для предварительного охлаждения He^3 , 4- граница расслоения фаз, 5- уровень заполнения ступени раствором, 6- нагреватель.

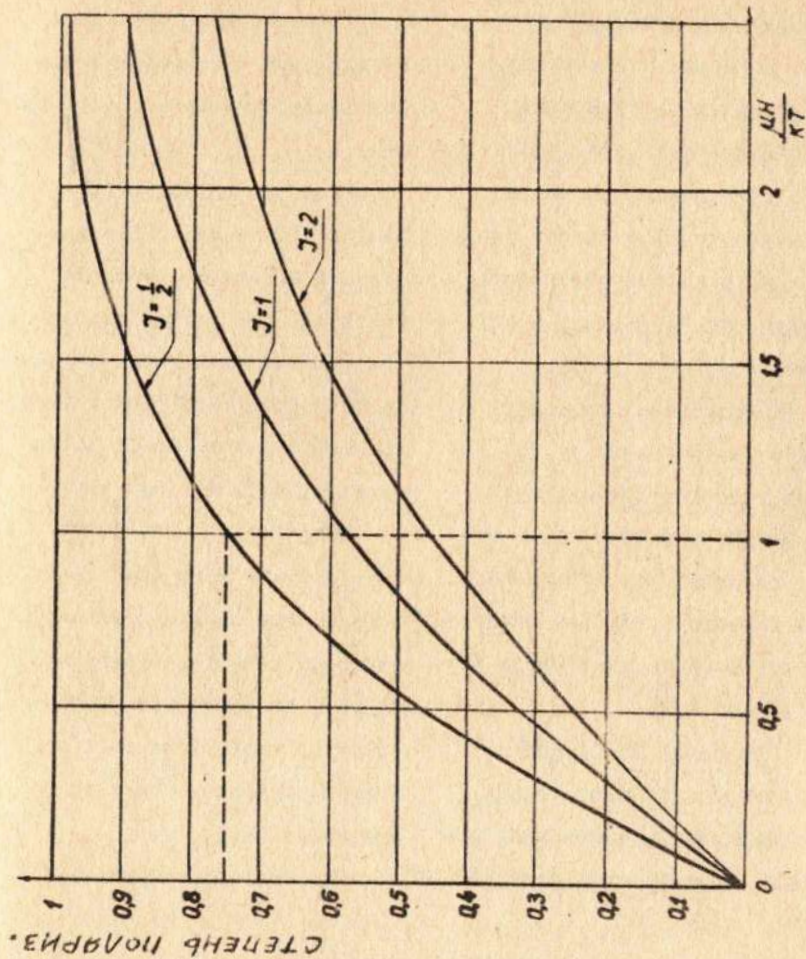


Рис. 4

3242

20-5