

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**СВОЙСТВА ЛЁГКОГО ИЗОТОПА ГЕЛИЯ He^3
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. II*)****Р. А. Ченцов****5. ТЕОРИИ ЖИДКОГО He^3 И ЖИДКИХ СМЕСЕЙ $\text{He}^3 - \text{He}^4$**

В настоящей части обзора мы стремились дать лишь общее представление об идеях, лежащих в основе основных теорий чистого жидкого He^3 и растворов He^3 в He^4 . Конечно, теории He^3 нельзя излагать в полном отрыве от вопросов теории жидкого He^4 : само различие свойств жидких He^3 и He^4 представляет выдающийся интерес для теории сверхтекучести He^4 — одного из основных явлений физики низких температур. Поэтому мы будем вынуждены иногда попутно касаться и некоторых вопросов теории гелия II. Сравнительно большое внимание будет уделено работам советского учёного И. Я. Померанчука^{1, 2, 3, 4, 5, 6}, поскольку ряд содержащихся в этих работах важных предсказаний, касающихся поведения как жидкого He^3 , так и растворов He^3 в He^4 , получил убедительное экспериментальное подтверждение. Как и при изложении экспериментального материала, мы не ставили себе целью дать исчерпывающий обзор литературы и компенсировали эту неполноту приведением подробной библиографии. Напомним также, что ряд теоретических вопросов (об ожижении He^3 , о сохранении характера λ -перехода в растворах He^3 в He^4 , о вязкости газообразного He^3 и другие) уже был кратко затронут при изложении соответствующих экспериментальных данных.

Как уже упоминалось в I (стр. 50—51), основные свойства обычного изотопа гелия He^4 в жидком состоянии, включая сверхтекучесть, хорошо объясняются теорией акад. Л. Д. Ландау^{1—4}. В теории Ландау жидкий He^4 рассматривается как слабо возбуждённая квантовая система, термодинамические свойства которой определяются состоянием «газа» элементарных тепловых возбуждений (подход,

*) Окончание (см. УФН 55, № 1, стр. 49—80, 1955). Ссылки на первую часть будут сопровождаться цифрой I.

в своей основе сходный с подходом к теории теплоёмкости твёрдых тел Дебая). Блестящее количественное совпадение с экспериментом в подавляющем большинстве случаев (см., например, $0-5$, $0-7$), а также новейшие теоретические разработки (Теллунг и Кроуниг^{P-1}, Займан^{P-2}, Фейнман^{P-3} и др. *) убедительно доказывают справедливость такого подхода. Однако теория Ландау не охватывает всей важной области λ -перехода, относясь лишь к температурам ниже λ -точки. Наблюдается расхождение в 10^3-10^5 раз с экспериментальными значениями «критических скоростей» течения, при которых нарушается сверхтекучесть. Слабой стороной теории является её некоторая неполнота, неучёт микроскопических свойств атомов, образующих систему, и невозможность в связи с этим ответить на вопрос о том, будут ли, например, обладать такими же свойствами, как He^4 (в частности, λ -переходом и сверхтекучестью), также жидкие He^3 и He^6 . Существенно, что в этой теории (по крайней мере в её современном варианте) возбуждения ротонного типа рассматриваются лишь как понятие, описывающее состояние и коллективное движение системы всех атомов данного образца жидкого He^4 в целом; они не связываются с конкретным представлением о каких-либо специфических движениях атомов He^4 . Поэтому количественные характеристики ротонных явлений являются параметрами, по существу не поддающимися теоретической оценке и подлежащими определению лишь из сравнения с экспериментом.

В этой связи тот факт, что жидкий He^3 (поскольку можно судить по изложенным в I, стр. 65—66 экспериментальным данным) лишён свойства сверхтекучести, имеет фундаментальное значение **). Большинство теоретиков, занимающихся жидким гелием, полагают, что элементом, определяющим резко различное поведение жидких изотопов He^3 и He^4 , является различная статистика атомов.

Идея о роли статистики как фактора, определяющего наличие λ -перехода в жидком He^4 , принадлежит Ф. Лондону^{P-4}. Рассматривая явление скачка теплоёмкости в λ -точке, Лондон сопоставил это явление с изломом на кривой температурной зависимости теплоёмкости (рис. 1) идеального газа, частицы которого подчиняются квантовой статистике Бозе-Эйнштейна. Вычисление температуры, при которой должен иметь место максимум теплоёмкости в подобном «газе», который состоял бы из атомов He^4 и обладал плот-

*) Ссылки на литературу, помещённую в библиографическом списке, сопровождаются буквами О, Э, Т или Р, соответственно разделам библиографии (обзоры, экспериментальные работы, теоретические работы, разное).

**) Впрочем, необходимо заметить, что в одной из последних работ де-Бур^{T-174} высказывает предположение, что при $T \sim 0,2^\circ \text{K}$ жидкий He^3 , возможно, имеет λ -переход. Если бы это предположение оправдалось, встал бы вопрос, не обладает ли He^3 ниже λ -точки сверхтекучими свойствами.

ностью жидкого He^4 , привело к значению $T_0 = 3,09^\circ \text{K}$, близкому по порядку величины к температуре λ -перехода He I в He II ($2,19^\circ \text{K}$). Механизм, вызывающий изменение характера температурной зависимости теплоёмкости идеального бозе-газа при переходе через T_0 , называется «бозе-эйнштейновской конденсацией»

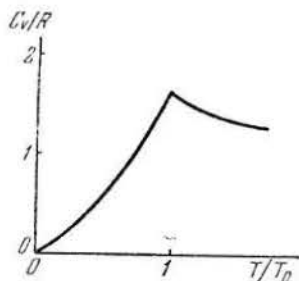


Рис. 1.

и состоит в упорядочении распределения импульсов молекул газа: с понижением температуры до $T < T_0$ часть молекул начинает «переселяться» в состояния с минимальной энергией; при $T = 0$ все молекулы газа оказываются в этих состояниях. Процесс «конденсации» должен приводить к падению «меры неупорядоченности» — энтропии с понижением температуры, что может быть сопоставлено с наблюдающимся резким падением энтропии жидкого He II при охлаждении ниже T_λ (более подробное изложение вопроса о бозе-эйнштейновской конденсации читатель может найти, например, в [10–15]). Атомы «в конденсированном состоянии» Лондон отождествил со сверхтекучей, остальные — с нормальной компонентой He II .

Гипотеза Лондона встречает ряд очень серьёзных трудностей. Например, переход в бозе-газе не является, в отличие от λ -перехода в жидком He^4 , переходом второго рода: теплоёмкость не претерпевает в T_0 скачка, разрыв имеется лишь в производной теплоёмкости по температуре. Далее, измерения скорости второго звука в жидком He II при очень низких температурах однозначно показали, что роль нормальной компоненты при этих температурах играют не атомы в особом состоянии, а возбуждения фононного типа. Эксперимент [16] совершенно не подтверждает предсказания «конденсационной» теории об усиленном рассеянии света [17], а также рентгеновских лучей и медленных нейтронов в λ -точке He^4 . Однако основное возражение состоит даже не в этом: сомнение вызывает само уподобление реальной жидкости идеальному газу. В последнем случае молекулы являются невзаимодействующими; между тем, в жидком гелии взаимодействие является не поправкой, а основным фактором, определяющим свой-

ства жидкости и самое её существование. В связи с этим возникал вопрос: какое изменение могут претерпеть теоретические выводы, если будет должным образом учтено взаимодействие гелиевых атомов в жидком He^4 ? Сторонники теории Лондона высказывали надежду, что учёт взаимодействия улучшит совпадение с опытом; другие высказывали законное опасение, что этот учёт может оказать обратное действие и сделать ложным весь теоретический вывод о существовании перехода какого-либо рода в жидком He^4 .

Существенным недостатком теории Лондона являлось также отсутствие объяснения явления сверхтекучести (исчезновения вязкости). Однако Н. Н. Боголюбовым⁶⁻⁷ было показано, что в известных условиях бозе-газ обнаруживает сверхтекучесть, тогда как фермигаз в аналогичных условиях сверхтекучестью не обладает.

Получение жидкого He^3 в количествах, достаточных для экспериментирования, дало возможность до некоторой степени проверить влияние статистики атомов на свойства жидкого гелия, не прибегая к сложным вычислениям. Как известно, квантовая статистика, которой подчиняются атомы газа, определяется чётностью спина частиц. Поэтому газообразный He^4 (спин частиц равен нулю) должен подчиняться статистике Бозе-Эйнштейна, тогда как газообразный He^3 (спин $1/2$) — статистике Ферми-Дирака. В настоящее время различие статистик атомов в газообразных He^3 и He^4 является твёрдо установленным экспериментально как спектроскопическими измерениями, так и изучением различных свойств, в частности измерениями вязкости (см. I, стр. 64—65) при низких температурах. Но тогда уместно вспомнить, что в случае идеального газа, молекулы которого распределены по статистике Ферми-Дирака, описанное выше явление «конденсации» в пространстве импульсов не имеет места. Соответственно отсутствует приведённый выше на рис. 1 максимум теплоёмкости.

Теплоёмкость при низких температурах оказывается монотонно возрастающей с температурой по линейному закону (сравни теплоёмкость металлов при низких температурах, определяемую вкладом электронов, также обладающих спином $1/2$). Следовательно, если параллель Лондона является законной, жидкий He^3 не должен претерпевать — в противоположность жидкому He^4 — фазового превращения типа λ -точки. Это, как мы видели, действительно, подтверждается опытом (см. I, стр. 61—64), что значительно поднимает доверие к гипотезе Лондона. Всё же для окончательного решения вопроса нелишним было бы экспериментальное исследование свойств He^3 при температурах, значительно более близких к абсолютному нулю, чем исследованная область, и определение термодинамических и гидродинамических свойств чистого He^6 , который, как можно ожидать (см., например,¹⁻⁴ или $T=150^\circ$), является сверхтекучим.

Таким образом, имеющийся экспериментальный материал заставляет нас, считая доказанной справедливость теории Л. Д. Ландау, одновременно признавать наличие и в теории Лондона центрального зерна, заключающегося в предположении о существенном влиянии статистики атомов на свойства соответствующих веществ при низких температурах.

Переходим к изложению конкретных работ, посвящённых теории чистого He^3 в жидком состоянии, и в первую очередь работы И. Я. Померанчука¹⁻²⁹.

Заметим вначале, что в задачу теории жидкого He^3 прежде всего входит, очевидно, объяснение и предсказание общего характера температурных зависимостей наиболее важных свойств: теплоёмкости, энтропии, давления пара, коэффициентов переноса и т. д., а также выявление специфических особенностей диаграммы состояния. Следует подчеркнуть, что имеющегося в настоящее время экспериментального материала ещё далеко не достаточно для полной проверки любой подобной теории. В частности, почти полностью отсутствуют сведения о свойствах He^3 при $T < 0,5^\circ \text{K}$, где можно ожидать принципиально новых результатов. Однако тем ценнее каждый успех теории, построенной на таком сравнительно ограниченном экспериментальном материале.

И. Я. Померанчук, в соответствии с общей теорией квантовых жидкостей Ландау, считает, что в области достаточно низких температур энергия возбуждённых состояний жидкого He^3 представляет собой сумму энергий элементарных возбуждений. Последние можно рассматривать как квазичастицы, система которых в данном случае считается подчиняющейся статистике Ферми-Дирака. При температуре T главную роль играют возбуждения с энергией $\varepsilon \sim kT$. Число таких возбуждений в единице объёма

$$n \sim p_0^2 \Delta p / \pi^2 \hbar^3 \sim p_0^2 / v \hbar^3 \sim p_0^2 kT / \hbar^3 v,$$

где $p_0 \sim (3\pi^2)^{1/3} \hbar N^{1/3}$ — радиус фермиевской сферы (N — число атомов He^3 в 1 см³). Отсюда для энергии жидкого He^3 получается квадратичная зависимость от температуры, а для его теплоёмкости — линейный закон: $C = aT$, где $a \sim \pi^{-2} p_0^2 / \hbar^2 v$. При рассмотрении кинетических эффектов нужно учитывать что число возбуждений $n \sim N \times (T/T_0) \ll N$ при $T \ll T_0$; следовательно, главную роль в этих условиях должны играть парные столкновения. Простой расчёт приводит к следующим температурным зависимостям коэффициентов переноса: вязкость $\eta = N m l v = A/T^2$, теплопроводность $\kappa = C l v = B/T$ (A и B — постоянные). Эти уравнения дают возможность экспериментальной проверки теории, если будет экспериментально измерен ход C , η и κ при достаточно низких температурах.

И. Я. Померанчуком сделаны важные выводы о состоянии системы спинов атомных ядер в жидком He^3 . Поскольку в последнем длина де-Бройлевской волны атомов одного порядка с расстоянием между ними, большую роль должно играть обменное взаимодействие особого типа. Рассматривая систему из двух атомов жидкого He^3 , И. Я. Померанчук устанавливает, что для взаимодействия этих атомов является существенной параллельность или антипараллельность спинов ядер обоих атомов. В первом случае координатная часть волновой функции должна быть антисимметричной относительно перестановки двух атомов; это приводит к появлению силы отталкивания (то-есть ослабления суммарной силы притяжения) при сближении атомов. Напротив, в случае антипараллельных спинов координатная часть общей волновой функции двухатомной системы должна быть симметричной; в этом случае изменение потенциала с расстоянием должно быть более быстрым, силы притяжения (преобладающие над силами отталкивания в силу обусловленного нулевой энергией большого молекулярного объема жидкого He^3) — возросшими, а состояние в целом — энергетически более выгодным, чем состояние с параллельно ориентированными спинами. (Этот вывод, повидимому, может быть проверен и независимо от изучения свойств He^3 при низких температурах: влияние взаимной ориентации спинов на взаимодействие атомов He^3 должно привести к расщеплению линий оптических — главным образом электронных и колебательных — и микроволновых спектров метастабильной двухатомной молекулы He_2^3 и к смещению этих линий относительно их положения, рассчитанного по положению линий He_2^4 , без учёта указанного эффекта.) Таким образом, можно сказать, что в жидком He^3 большую роль должен играть обменный эффект, связанный с обменом атомов. Этот эффект должен приводить к корреляции ориентаций спинов ядер, выражающейся в преимущественно антипараллельной ориентации ядерных спинов соседних атомов. Это должно проявиться прежде всего в магнитных свойствах жидкого He^3 , который следует считать не ядерным ферромагнетиком, а ядерным обменным парамагнетиком, подобным электронным обменным парамагнетикам типа твёрдого кислорода. Начиная с температуры прекращения свободной ориентации спинов, должны наблюдаться отклонения от закона Кюри для магнитной восприимчивости жидкого He^3 ; последние измерения этой величины²⁹⁻³⁸ при температурах ниже 1°K показывают, что подобные отступления действительно наблюдаются при $T < 0,5 \div 0,7^\circ\text{K}$. Но, пожалуй, еще более интересны термодинамические следствия указанной корреляции ядерных спинов.

Хаотическому распределению ядерных спинов в жидком He^3 соответствует определённый вклад в энтропию жидкости, равный $R \ln 2$ на 1 моль. Если же в жидком He^3 наступает корреля-

лияции направлений спинов ядер, этот вклад исчезает. В результате при достаточном охлаждении (до $T \lesssim 1^\circ \text{K}$), когда вклад в энтропию, связанный с тепловым движением, становится малым, общая энтропия жидкого He^3 падает до значений, меньших $R \ln 2$. Приведённые в I (стр. 62—63) данные говорят о том, что это предсказание теории Померанчука, повидимому, начинает получать экспериментальные подтверждения. Однако для получения убедительного ответа на этот вопрос чрезвычайно желательным является проведение тщательных измерений теплоёмкости при $T < 0,4^\circ \text{K}$.

Падение энтропии жидкого He^3 до значений, меньших $R \ln 2$, должно, как отметил И. Я. Померанчук, сказаться на диаграмме состояния He^3 , а именно на фазовом равновесии твердый — жидкий He^3 . Дело в том, что в отличие от жидкого гелия в твёрдом гелии (как было указано Л. Д. Ландау) амплитуда нулевых колебаний значительно меньше межатомных расстояний. Это делает невозможным или очень мало вероятным обмен атомов, ответственный за корреляцию спинов в жидком He^3 . В результате в твёрдом He^3 ориентации спинов ядер должны иметь хаотическое распределение; корреляция должна наступить лишь при $T \sim 10^{-7}$ градуса, когда магнитное взаимодействие ядерных спинов вызовет уменьшение энтропии от $R \ln 2$ до нуля. Таким образом, в некоторой, довольно широкой области температур ($10^{-7} \lesssim T \lesssim 1$) энтропия жидкого He^3 оказывается меньше энтропии твёрдого He^3 . Это должно иметь следствием отрицательную теплоту плавления $Q_{\text{пл}} = T(S_{\text{ж}} - S_{\text{тв}}) \approx -RT \ln 2$; иными словами, при изотермическом плавлении теплота не поглощается, а выделяется. С другой стороны, из уравнения Клаузиуса-Клапейрона следует, что в этой области производная по температуре от давления плавления также отрицательна:

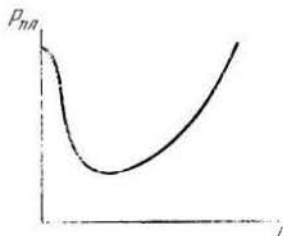


Рис. 2.

$$\frac{dp_{\text{пл}}}{dT} = \frac{S_{\text{ж}} - S_{\text{тв}}}{V_{\text{ж}} - V_{\text{тв}}} < 0$$

и лишь при тех же температурах $\lesssim 10^{-7}$ градуса $|dp_{\text{пл}}/dT|$ станет уменьшаться до 0, в соответствии с теоремой Нернста. Ожидаемый общий характер зависимости $p_{\text{пл}}$ от температуры приведён на рис. 2 (не в масштабе). Давление затвердевания имеет минимум при температуре, при которой сравниваются значения энтропии твёрдого и жидкого He^3 , находящихся в равновесии друг с другом. Как показывают измерения кривой $p_{\text{пл}}(T)$ (см. I, стр. 59—60),

весьма вероятно, что именно такая зависимость, какая предсказывается теорией И. Я. Померанчука, имеет место в действительности и что температура минимума $p_{пл}$ лежит около $0,5^\circ \text{K}$. Для окончательного решения этого вопроса необходимо произвести определение $p_{пл}$ при $T < 0,5^\circ \text{K}$ методом, свободным от указанного в I недостатка метода блокированного капилляра. Как отмечает в своей работе И. Я. Померанчук, обсуждённый выше ход кривых энтропии твёрдого и жидкого He^3 позволяет предложить новый метод получения рекордно низких температур: осуществляя адиабатическое затвердевание He^3 (путём сжатия), можно, в принципе, получить твёрдый He^3 при температурах $10^{-6} - 10^{-7}^\circ \text{K}$. При затвердевании каждый см³ жидкого He^3 отнимал бы $\sim 10^{-2}$ дж тепловой энергии у тел, находящихся с ним в тепловом контакте.

На основе модели жидкого He^3 в виде идеального ферми-газа возбуждений с массой частиц, равной массе атомов, и плотностью, равной плотности жидкости (в энтропии последней учитывается корреляция спинов ядер), Е. М. Лифшиц¹⁻²⁷ рассчитал химический потенциал, теплоту испарения и теплоёмкость жидкого He^3 и получил значения, близкие к экспериментальным. Ряд других авторов (в том числе Баккинхэм и Теммерли¹⁻¹²⁵, Сингви¹⁻¹⁵³, Чжэнь Дянь-Цзи и Лондон¹⁻¹⁵⁴) также прилагали для теоретического рассмотрения свойств жидкого He^3 модифицированные модели ферми-газа и вывели выражения для термодинамических величин (упругость пара, вязкость и т. д.), приблизительно согласующиеся с определёнными на опыте. Всё же сравнение с экспериментом показывает недостаточность таких простых моделей для количественного описания свойств жидкого He^3 .

Пригожин¹⁻¹⁸¹ применяет к He^3 модель, аналогичную модели классической жидкости Леннард-Джонса и Девоншайра, в которой исходной для расчёта свойств жидкости является функция распределения отдельной молекулы, движущейся в «ячейке», образованной окружением других молекул. В обычных жидкостях объём ячейки приблизительно совпадает с объёмом самой молекулы; однако в случае жидкого гелия первый объём значительно больше второго, и в одной ячейке может поместиться больше одной молекулы. Оказывается, что такая модель приводит к пику теплоёмкости в случае He^4 , однако в случае He^3 (ферми-частицы!) максимум теплоёмкости сильно размазан и смещён почти к критической точке, что, по мнению автора, даёт качественное объяснение различия между поведением обоих изотопов. Нетрудно видеть, что теория Пригожина в некоторой мере является теорией ассоциации атомов в жидких He^4 и He^3 .

Переходим к рассмотрению теорий жидких смесей $\text{He}^3 - \text{He}^4$, представляющих прежде всего тот интерес, что их изучение проливает дополнительный свет на свойства чистых изотопов гелия при низких температурах. При этом необходимо отметить, что наи-

больший интерес на данном этапе безусловно представляют теории слабых растворов He^3 в He^4 (а также He^4 в He^3), поскольку теория концентрированных растворов даже в случае обычных растворов, свойства которых подробно изучены экспериментально и не изменены влиянием квантовых эффектов, ещё далека от совершенства. Поэтому мы начнём изложение с описания теоретических работ, посвящённых разбавленным растворам He^3 в He^4 , которые (в отличие от слабых растворов He^4 в He^3 и концентрированных растворов He^3 — He^4) в достаточной мере изучены экспериментально.

Поскольку в растворах He^3 в He^4 сохраняется λ -переход и свойство сверхтекучести ниже λ -точки, наиболее естественным при построении теории этих растворов является применение и в этом случае «двухкомпонентной модели», оказавшееся столь успешным в случае жидкого He^4 . Но в таком случае прежде всего встает вопрос: в какую компоненту — нормальную или сверхтекучую — дает вклад примесь He^3 к He^4 . Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчук¹⁻⁴⁴ выдвинули утверждение, что любые растворённые в He^4 (в малой концентрации) посторонние частицы принадлежат к нормальной компоненте, поскольку передача от них энергии к сверхтекучей компоненте, с возникновением в последней новых возбуждений, оказывается невозможной. Обоснованию аналогичного положения, но исходя из кинетического уравнения для примесных частиц, растворённых в слабо неидеальном бозе-газе, обладающем сверхтекучестью, посвящена также работа С. В. Тябликова¹⁻¹⁰⁶. Как указывалось в I (стр. 71—73), неучастие в сверхтекучести He^3 примесей He^3 и, повидимому, He^6 доказано экспериментально.

На основе допущения о том, что с атомами примеси He^3 в He^4 связаны дополнительные тепловые возбуждения, построена теория слабых растворов He^3 в He^4 И. Я. Померанчука¹⁻⁵³. Он предполагает, что эти возбуждения характеризуются зависимостью энергии от импульса вида $E = E_0 + (p - p_0)^2 / 2\mu$ (μ — эффективная масса элементарного возбуждения; p_0 может быть либо равно, либо не равно нулю) и что их совокупность образует статистически независимый ансамбль, подчиняющийся классической статистике. Мы ограничимся случаем $p_0 = 0$, так как сравнение экспериментальных и теоретических данных для скорости второго звука в растворах He^3 в He^4 (И. М. Халатников¹⁻⁵¹) исключает возможность $p_0 \neq 0$. И. Я. Померанчук указывает, что для слабых растворов (концентрация лёгкого компонента $c \sim 10^{-3}$) температура вырождения $T_0 = \text{const} \cdot c^{2/3} \leq 0,2^\circ \text{K}$ и, следовательно, при обычных температурах ($\sim 0,5$ — 1°K и выше) законно пользоваться классической статистикой для частиц примеси. Таким путем получаются выражения для энтропии $S = S_0 + (R/c) \ln [(1-c)/c]$ и теплоёмкости $C = C_0 + (3/8) R c$ раствора (величины с индексом

«0» относятся к чистому жидкому He^4 ; при расчёте положено $\mu = m_{\text{He}^4}$).

В уравнениях гидродинамики также появляются изменения сравнительно с гидродинамикой чистого He^4 . В частности, в уравнение движения для скорости $\mathbf{v}_s$ сверхтекучей компоненты приходится ввести дополнительный член, учитывающий осмотическое давление растворённых частиц. Возникает также новое уравнение непрерывности для атомов He^3 : $\partial(\rho c)/\partial t + \text{div}(\rho c \mathbf{v}_n) = 0$, где ρ — плотность He^4 , $\mathbf{v}_n$ — скорость нормальной компоненты, к которой принадлежат и атомы примеси. При равновесии $\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_s = 0$, а термодинамический потенциал $\Phi = \text{const}$; отсюда получается одно из условий равновесия — $S_0 \Delta T - V \Delta p = (k/p) \Delta(c/T)$. Из рассмотрения этого уравнения (при $p = \text{const}$) видно, что если в какой-либо части сосуда, содержащего He^4 ($T \sim 1-2^\circ \text{K}$) с примесью $c \sim 10^{-6}$ атомов He^3 , температура будет понижена на $10^{-4} - 10^{-5}$ градуса, то практически вся примесь соберётся в этом месте. Эффекты, описываемые приведённым уравнением, играют важную роль в работе низкотемпературных установок по разделению изотопов гелия (см. I, стр. 52—53).

Поскольку число примесных возбуждений пропорционально абсолютной концентрации He^3 в растворе, довольно очевидно, что во всяком случае при малых концентрациях сверхтекучесть должна сохраняться и в смеси (см. также ¹⁻⁵). В частности, она проявляется в распространении второго звука. Скорость u_2 последнего была также вычислена в работе И. Я. Псеганчука и найдена равной

$$u_2^2 = (\rho_s/\rho_n) \cdot T \cdot [(S_0 + kc/p)^2/C + kc/p],$$

где ρ_s/ρ_n — отношение плотностей сверхтекучей и нормальной компонент чистого He^4 . Формула, в согласии с опытом, показывает, что при температурах не намного ниже λ -точки $u_2(c) > u_2(0)$: присутствие примеси He^3 повышает скорость второго звука на величину, пропорциональную концентрации. Однако при дальнейшем охлаждении $u_2(c)$ достигает максимума (температура которого понижается с возрастанием c) и при температурах, близких к абсолютному нулю (когда практически вся нормальная компонента состоит из возбуждений примесного типа), скорость второго звука в смеси падает по закону $u_2 = V(\frac{2}{3})(\dot{\rho}/\rho) \cdot T^{1/2}$. При самых низких температурах ($\sim 0,1^\circ \text{K}$) положение усложняется из-за квантового вырождения примесного газа. Эти теоретические выводы были затем блестяще подтверждены экспериментом, обрабатывая данные которого, И. М. Халатников¹⁻⁵⁴ установил, что эффективная масса примесного возбуждения в ~ 3 раза превосходит массу атома He^3 . Вместе с тем оказалось ¹⁻⁴⁶, что для получения полного количественного совпадения в широкой области температур теория нуждается в некотором уточнении, поскольку параметр μ оказывается довольно сильно зависящим от темпера-

туры. При более низких температурах $\mu \approx 2m_{\text{He}}$, что совпадает с теоретическим значением этой величины, вычисленным недавно Рейнманом $T = 176$.

Теории богатых смесей жидких He^3 и He^4 посвящён ряд работ И. М. Халатникова. Им были выведены $T=150$ уравнения гидродинамики концентрированных растворов посторонних частиц в He^4 и показано, что частицы примеси принимают участие в нормальном движении при больших концентрациях лишь в том случае, если само растворённое вещество в чистом виде не обладает сверхтекучестью. В следующей работе $T=151$ полученные уравнения гидродинамики применяются для вычисления скоростей первого и второго звука в концентрированных растворах. Рассмотрен также вопрос о виде диссипативной функции в растворах и сделан вывод, что раствор характеризуется двумя дополнительными к чистому He^4 кинетическими коэффициентами: коэффициентом диффузии и коэффициентом термодиффузии. Сравнение с экспериментальными данными для слабых растворов He^3 в He^4 проведено в работе В. Н. Жаркова и И. М. Халатникова $1-52$. Экспериментальных данных по скорости первого и второго звука, диффузии и термодиффузии в концентрированных растворах He^3 в He^4 пока не имеется.

Большое число других теоретических работ, посвящённых богатым смесям He^3 — He^4 , имеет объектом исследования кривую зависимости от концентрации температуры λ -перехода, а также фазовое равновесие жидкость — пар и изменение термодинамических функций жидких He^4 и He^3 при их смешивании. Напомним, что по второму вопросу, к которому относится, в частности, давление паров над растворами и коэффициент распределения компонент между обеими фазами, до самого последнего времени $1-39$ не было уверенных экспериментальных результатов. Поэтому мы считаем преждевременным специально останавливаться на этом вопросе и лишь кратко упомянем, что теория равновесия He^3 — He^4 обычно представляет собой распространение на случай He^3 — He^4 термодинамики классических растворов с поправкой на квантовые эффекты (учёт нулевой энергии, статистики атомов и т. д.). В частности, мы не будем останавливаться на так называемой «гипотезе Такониса» $39-56$, часто привлекаемой для рассмотрения этого круга явлений и заключающейся в формальном допущении растворимости He^3 лишь в нормальной компоненте He^4 . Так как в то же время кривая T_λ — c известна с довольно хорошей точностью почти во всём интервале концентраций (за исключением области $c_{\text{He}^3} = 0 \div 11\%$), кажется целесообразным вкратце упомянуть о некоторых относящихся сюда теориях и сопоставить их с данными эксперимента. Сам факт понижения T_λ при переходе от чистого He^4 к раствору можно качественно понять из следующих весьма простых соображений

Примесь небольшого количества He^3 увеличивает плотность нормальной компоненты He II больше, чем на величину m/m_{He^4} (где n — число атомов примеси в 1 см^3), поскольку эффективная масса μ примеси в несколько раз превышает m_{He^4} (ср. опыты по второму звуку в растворах). Поэтому естественно предположить, что примешивание He^3 приводит к перераспределению массы между ρ_s и $\rho_n = \rho - \rho_s$ в He II в пользу нормальной компоненты. Если мы учтём, что λ -точка соответствует температуре, при нагревании до которой достигается условие $\rho_n = \rho$, то эффект понижения T_λ при $c \neq 0$ становится вполне понятным. Вместе с тем, как мы видим из этого рассуждения, существенным для возникновения понижения температуры λ -точки является взаимодействие атомов He^3 с атомами He^4 , проявляющееся в неравенстве μ и m_{He^4} .

Для объяснения кривой $T_\lambda(c)$ и других свойств смесей жидких He^3 и He^4 в широком интервале концентраций авторы многих из последних работ пользуются моделью жидких смесей изотопов гелия Хира и Доунта ¹⁻¹³ с той или иной модификацией. Эти авторы рассматривают совокупности атомов обеих компонент раствора, как независимые системы. При этом оба компонента — He^4 и He^3 — трактуются как идеальные бозе-газ и невырожденный (при «обычных» температурах) ферми-газ соответственно, заключённые в прямоугольную потенциальную яму глубины $\chi = \sum_{i=3,4} N_i \chi_i / \sum N_i$ (N_i — число атомов; χ_i — потенциальная

яма для чистой компоненты в той же модели). Объём раствора полагается равным $V = \sum_{i=3,4} N_i v_i$, где v_i — объём на 1 атом в чи-

стых жидких He^3 и He^4 . Температура λ -перехода раствора вычисляется как температура вырождения бозе-газа (N_4 атомов He^4 , размещённых в объёме раствора V) и оказывается равной $T_\lambda(c) = T_\lambda(0) \{ (1-c) / [1 + c(v_3/v_4 - 1)] \}^{1/3}$. Эта зависимость в общих чертах соответствует экспериментальным данным. Допущением дополнительных предположений, например о существовании энергетической щели между низшими и остальными энергетическими состояниями в бозе-газе или об объединении атомов в группы, удаётся ещё более приблизить теорию к опыту. Однако теория Хира и Доунта имеет те же обсуждавшиеся выше слабые стороны, что и теория жидкого He^4 Лондона. Кроме того, можно думать, что точная теория жидких смесей He^3 — He^4 должна в явной форме учитывать взаимодействие обоих компонентов раствора: ведь наличие такого взаимодействия резко проявляется уже в изменении эффективной массы атомов He^3 при вхождении He^3 в раствор с He II .

В заключение мы можем сказать, что, несмотря на первые успехи, теория как чистого жидкого He^3 , так и жидких растворов $\text{He}^3 - \text{He}^4$ ещё весьма далека от своего завершения. Основная причина такого положения состоит в молодости проблемы He^3 , в недостаточности экспериментального материала. Эта недостаточность стала особенно чувствоваться, когда появились первые указания на появление каких-то новых процессов, происходящих в жидком He^3 при температурах $T \lesssim 0,5^\circ \text{K}$. Наиболее необходимыми из отсутствующих в настоящее время данных представляются: теплоёмкость жидкого He^3 при $T \sim 0,4^\circ \text{K}$; упругость пара чистого He^3 и жидких смесей $\text{He}^3 - \text{He}^4$ при $T \lesssim 1^\circ \text{K}$; вязкость жидкого He^3 и особенно прямая проверка отсутствия его сверхтекучести при $T \sim 0,1 - 0,2^\circ \text{K}$; скорость и затухание звука в жидком He^3 ; магнитные свойства жидких растворов $\text{He}^3 - \text{He}^4$, особенно при $T < 1^\circ \text{K}$; теплота испарения жидкого He^3 ; изменение объёма и энтропии при смешивании жидких He^3 и He^4 в широком интервале температур и концентраций; скорость второго звука в смесях при $T \sim 0,5^\circ \text{K}$ и ниже; ход кривой $\rho_{\text{плавл.}}(T)$ при $T < 0,5^\circ \text{K}$; термодинамические и упругие свойства твёрдого He^3 .

Однако уже и сейчас ясно видно, что исследование свойств He^3 при низких температурах значительно расширяет круг физических знаний. Сравнение свойств обычного и лёгкого изотопа гелия является замечательной демонстрацией того, как тонкие различия в строении атома (различный спин ядер) ведут — благодаря квантовым эффектам — к резкому различию макроскопического поведения обоих веществ. Изучение He^3 даёт богатый дополнительный материал для исследования уникального физического объекта — квантовых жидкостей — и определённо подтверждает правоту и плодотворность теории квантовых жидкостей Ландау. Результаты исследований He^3 проливают также дополнительный свет на проблему сверхтекучести He^4 . Они показывают, что, повидимому, существенным условием возникновения сверхтекучести в квантовой жидкости является отсутствие спина у образующих её частиц, подчиняющихся в связи с этим статистике Бозе-Эйнштейна. Эти результаты имеют, на наш взгляд, большую ценность и для трактовки существующих теорий сверхтекучести. В частности, весьма интересна установленная ($1-54$ и др.) близость эффективных масс примесных возбуждений в растворах He^3 в He^4 и действительных масс атомов (раньше это было известно о количественных параметрах — эффективной массе, импульсе, энергии возбуждений ротонного типа и атомов He^4 в чистом He^4), а также наблюдающееся «навязывание» ансамблю возбуждений статистики соответствующих атомов (ср. $1-29, 1-27$ и др.). Эти факты наводят на мысль, что возбуждения фононного типа, введенные в теорию квантовой жидкости как средство описания

жидкости в целом, в действительности связаны с определённой пространственной структурой (порядка атомных размеров) и характерным внутренним движением (например, — но не обязательно— типа движения $T=176$, аналогичного движению классической жидкости вокруг обтекаемого ею твёрдого тела, приводящему к изменению эффективно́й инертной массы последнего). Изучение этих тонких вопросов микроскопической теории квантовых жидкостей представляет собой заманчивый предмет будущих исследований.

БИБЛИОГРАФИЯ

В библиографический список включены: обзорные статьи по свойствам He^3 и смесей $He^3 - He^4$, а также обзоры и монографии по He^4 , опубликованные на русском языке; работы по вопросу распространённости He^3 и по методике обогащения гелия и получения чистого He^3 ; экспериментальные исследования свойств He^3 в растворе; теоретические работы. Если теоретическое рассмотрение проводится в связи с излагаемыми авторами оригинальными данными эксперимента, соответствующая работа помещается в раздел экспериментальных работ. В теоретический раздел включены некоторые работы, посвящённые в основном He^4 , но содержащие также существенный материал, относящийся к He^3 и смесям $He^3 - He^4$. В конце приводятся работы по He^4 , цитировавшиеся во второй части обзора по ходу изложения. Для работ, опубликованных не на русском языке, указывается язык оригинала (за исключением работ, опубликованных в *Physical Review* и некоторых других известных журналах).

Библиография в основном охватывает период приблизительно до середины 1954 г. Автор предполагает в скором времени опубликовать библиографическое дополнение с тем, чтобы сделать библиографию за 1954 г. исчерпывающей.

1. ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ. МОНОГРАФИИ.

1941. 1. П. Л. Каница, Проблемы жидкого гелия. Советская наука, № 1, 33—50.
1944. 2. П. Л. Каница, О сверхтекучести жидкого гелия, УФН, 26, № 2, 133—143.
1947. 3. Э. Л. Андроникашвили, К. А. Туманов, Развитие в Советском Союзе учения о сверхтекучести и сверхпроводимости, УФН, 33, № 4, 469—532.
1948. 4. Е. М. Лифшиц, Теория сверхтекучести гелия II, УФН, 34, № 4, 512—559.
1949. 5. Э. Л. Андроникашвили, Сверхтекучесть (экспериментальные данные). В кн. В. Кеезома «Гелий», ИЛ, М., стр. 430—533.
6. В. Кеезом, Гелий, ИЛ, М.
7. Е. М. Лифшиц, Сверхтекучесть (теория). В кн. В. Кеезома «Гелий», ИЛ, М., стр. 385—429.
8. К. А. Туманов, Изотоп He^3 , УФН, 37, № 4, 405—413.
9. К. А. Туманов, Новые данные о He^3 , УФН, 38, № 3, 439—444.

10. F. London, Редкий изотоп гелия He^3 ; ключ к необыкновенным свойствам обычного жидкого He^4 , *Nature*, **163**, № 4148, 691—693.
11. Жидкий гелий 3, *Nature*, **163**, № 4143, 477—478.
1952. 12. J. G. Daunt, Свойства гелия 3 при низких температурах, *Adv. in phys.*, **1**, № 2, 209—268.
13. R. B. Dingle, Термн He^4 , *Adv. in phys.*, **1**, № 2, 111—168.
1953. 14. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Свойства жидкого He^3 , *Science*, **117**, № 3032, 121—126 (англ.).
15. C. F. Squire, Физика низких температур, McGraw-Hill, New York, 1953, 70—73, 93—96 (англ.).
16. J. Wilks, Последние советские работы по жидкому гелию, *Neovo Cimento*, **10**, № 4, Suppl. 569—538 (англ.).

2. РАСПРОСТРАНЁННОСТЬ He^3 . МЕТОДЫ ОБОГАЩЕНИЯ ГЕЛИЯ ИЗОТОПОМ He^3 И ПОЛУЧЕНИЯ ЧИСТОГО He^3 .

1939. 17. L. W. Alvarez, R. Cornog, He^3 в гелии, *Phys. Rev.*, **56**, № 4, 379.
18. L. W. Alvarez, R. Cornog, Гелий и водород массы 3, *Phys. Rev.*, **56**, № 6, 613.
1946. 19. L. T. Aldrich, A. O. C. Nier, Распространённость He^3 в атмосферном гелии и гелии из источников, *Phys. Rev.*, **70**, № 11—12, 983—984.
20. J. Franck, Предлагаемый метод отделения He^3 от He^4 , *Phys. Rev.*, **73**, № 7—8, 561.
21. R. C. Johns, W. H. Furry, Разделение изотопов методом термодиффузии, *Rev. Mod. Phys.*, **18**, № 2, 151—174 (см. стр. 210—214).
1947. 22. J. G. Daunt, R. E. Probst, H. L. Johnston, L. T. Aldrich, A. O. C. Nier, Новый метод разделения изотопов He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **72**, № 6, 502—503.
23. B. B. McInteer, L. T. Aldrich, A. O. C. Nier, Коэффициент термодиффузии гелия и отделение He^3 методом термодиффузии, *Phys. Rev.*, **72**, № 6, 510—511.
1948. 24. L. T. Aldrich, A. O. C. Nier, Колебания относительных количеств He^3 и He^4 в природных источниках гелия, *Phys. Rev.*, **74**, № 10, 1225.
25. L. T. Aldrich, A. O. C. Nier, Содержание He^3 в естественных источниках гелия, *Phys. Rev.*, **74**, № 11, 1590—1594.
26. A. Andrew, W. R. Smith, Повышение концентрации He^3 , *Phys. Rev.*, **74**, № 4, 495—497.
27. C. T. Lane, H. A. Fairbank, L. T. Aldrich, A. O. C. Nier, Отделение He^3 при помощи теплового потока в жидком гелии II, *Phys. Rev.*, **73**, № 3, 256—257.
28. B. B. McInteer, L. T. Aldrich, A. O. Nier, Повышение концентрации He^3 методом термодиффузии, *Phys. Rev.*, **74**, № 8, 946—949.
29. R. V. Rollin, J. Hatton, Повышение концентрации He^3 испарением жидкого гелия при температурах ниже 1°K , *Phys. Rev.*, **74**, № 4, 508.
1949. 30. J. H. Coon, Распространённость изотопа He^3 , *Phys. Rev.*, **75**, № 9, 1355—1357.
31. C. A. Reynolds, H. Fairbank, C. Lane, B. B. McInteer, A. O. Nier, «Тепловой удар» — метод обогащения He^3 , *Phys. Rev.*, **76**, № 1, 64—66.

1950. 32. O. F. Schuette, Jr, A. Zucker, W. W. Watson, Термодиффузионная установка для повышения концентрации He^3 , *Rev. Sci. Instrum.*, **21**, № 12, 1016—1018.
33. K. W. Taconis, *Nederl. tijdschr. natuurkunde*, **16**, 101 (голл.).
1952. 34. F. A. Paneth, P. Reasbeck, K. I. Mayne, Содержание He^3 и возраст метеоритов. *Geochim. et cosmochim. acta*, **2**, № 5/6, 300—303 (англ.).
1953. 35. K. R. Atkins, J. C. Findlay, D. R. Lovejoy, W. H. Watson, Метод обогащения смесей He^3 — He^4 . *Canad. J. Phys.*, **31**, № 4, 679.
36. T. Soller, W. M. Fairbank, A. D. Crowell, Быстрое отделение He^3 от He^4 методом «теплового удара», *Phys. Rev.*, **91**, № 5, 1058—1060.
1954. 37. В. В. О процессах образования H^3 и He^3 в природе, *УФН*, **52**, № 3, 472—477.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ He^3 И СМЕСЕЙ He^3 — He^4 ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ.

1947. 38. J. G. Daunt, R. E. Probst, H. L. Johnston, Распределение изотопов He^3 и He^4 в жидкой фазе, *J. Chem. Phys.*, **15**, № 10, 759—760.
39. H. A. Fairbank, C. T. Lane, L. T. Aldrich, A. O. Nier, Концентрация He^3 в жидкой и паровой фазах He^4 , *Phys. Rev.*, **71**, № 12, 911—913.
1948. 40. J. G. Daunt, R. E. Probst, H. L. Johnston, Новый изотопический эффект в жидком гелии, *Phys. Rev.*, **73**, № 6, 638.
41. J. G. Daunt, R. E. Probst, S. R. Smith, Эксперименты с He^3 при низких температурах, *Phys. Rev.*, **74**, № 4, 495—496.
42. H. A. Fairbank, C. T. Lane, L. T. Aldrich, A. O. Nier, Распределение He^3 между жидким He^4 и паром, *Phys. Rev.*, **73**, № 7, 729—732.
43. H. A. Fairbank, C. A. Reynolds, C. T. Lane, B. B. McInteer, L. T. Aldrich, A. O. Nier, Повышение упругости пара жидкого гелия, связанное с присутствием растворенного He^3 , *Phys. Rev.*, **74**, № 3, 345—346.
1949. 44. B. M. Abraham, B. Weinstock, D. W. Osborne, Температуры λ -точек смесей He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **76**, № 6, 864.
45. B. M. Abraham, B. Weinstock, D. W. Osborne, Температуры λ -точек смесей He^3 — He^4 , *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 45.
46. J. G. Daunt, Замечание о температурах λ -точек смесей He^3 — He^4 , *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 46.
47. L. Goldstein, E. F. Hammel, J. E. Kilpatrick, L. D. P. King, Об исследовании смесей He^3 — He^4 с помощью медленных нейтронов, *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 53.
48. E. R. Grilly, E. F. Hammel, S. G. Sydorak, Приблизительные значения плотности жидкого He^3 между 1,27 и 2,79° К, *Phys. Rev.*, **75**, № 7, 1103—1104.
49. C. T. Lane, Равновесие He^3 — He^4 при температурах ниже λ -точки, *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 51.

50. С. Т. Lane, H. A. Fairbank, L. T. Aldrich, A. O. Nier, О равновесии He^3 - He^4 при температурах ниже λ -точки, *Phys. Rev.*, **75**, № 1, 46—50.
51. D. W. Osborne, B. M. Abraham, B. Weinstock, Упругость пара He^3 и смесей He^3 - He^4 , *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 48.
52. D. W. Osborne, B. Weinstock, B. M. Abraham, Сравнение течения изотопически чистых жидких He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **75**, № 6, 988.
53. R. E. Probst, H. L. Johnston, J. J. Fritz, Теплопроводность жидких He_II^1 и He_II^3 , *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 52.
54. S. G. Sydorjak, E. R. Grilly, E. F. Haimmel, Конденсация чистого He^3 и его упругость пара между 1,2 К и его критической точкой, *Phys. Rev.*, **75**, № 2, 303—305.
55. S. G. Sydorjak, E. F. Haimmel, Новые эксперименты с жидким He^3 , *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 42—44.
56. K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, A. O. C. Nier, L. T. Aldrich, Измерения, относящиеся к равновесию пар—жидкость для растворов He^3 в He^4 при температурах ниже 2,19 К, *Physica*, **15**, № 8—9, 733—739.
57. K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, A. O. C. Nier, L. T. Aldrich, Измерения, относящиеся к равновесию пар—жидкость для растворов He^3 в He^4 при температурах ниже 2,19 К, *Phys. Rev.*, **75**, № 12, 1966.
58. K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, A. O. C. Nier, L. T. Aldrich, Измерения, относящиеся к равновесию пар—жидкость для растворов He^3 в He^4 при температурах ниже 2,19 К, *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 49—50.
59. B. Weinstock, D. W. Osborne, B. M. Abraham, Вязкость жидкого He^3 , *Proc. Internat. conf. on phys. of very low temps*, M. I. T., стр. 47.
1950. 60. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев, Некоторые свойства растворов He^3 в He^4 , *ДАН*, **72**, № 2, 265—267.
61. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев, Некоторые свойства растворов He^3 в He^4 . I. Разделение изотопов гелия, *ЖЭТФ*, **20**, № 8, 742—747.
62. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев, Н. Е. Алексеевский, Измерение упругости пара над растворами He^3 в He^4 , *ЖЭТФ*, **20**, № 11, 1055—1056.
63. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев, И. М. Лифшиц, Некоторые свойства растворов He^3 в He^4 . II. Смещение λ -точки и особенности эффекта переноса, *ЖЭТФ*, **20**, № 8, 748—759.
64. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Упругость пара, критическая точка, теплота испарения и энтропия жидкого He^3 , *Phys. Rev.*, **80**, № 3, 366—371.
65. J. G. Daunt, C. V. Heer, λ -температуры растворов He^3 в He^4 при температурах ниже 1° К, *Phys. Rev.*, **79**, № 1, 46—51.
66. E. A. Lynton, H. A. Fairbank, Скорость второго звука в смесях He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **79**, № 4, 735—736.
67. E. A. Lynton, H. A. Fairbank, Второй звук в смесях He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **80**, № 6, 1043—1046.
68. K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, Z. Dokopil, Измерения влияния He^3 , растворённого в He^4 , на эффект фонтанирования, *Phys. Rev.*, **78**, 171.

69. B. Weinstock, D. W. Osborne, B. M. Abraham, Диаграмма состояний растворов He^3 — He^4 , Phys. Rev., 77, № 3, 400—401.
1951. 70. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Кривая плавления He^3 , Proc. Internat. conf. on low temp. phys., Oxford, стр. 29—30.
71. J. J. M. Beenakker, Влияние He^3 на эффект фонтанирования в He^4 , Proc. Internat. conf. on low temp. phys., Oxford, стр. 80—81.
72. E. A. Lynton, H. A. Fairbank, Скорость второго звука в смесях He^3 — He^4 , Phys. Rev., 81, № 2, 295.
73. E. A. Lynton, H. A. Fairbank, Эффективная масса He^3 в разбавленных растворах He^3 в He^4 , Proc. Internat. conf. on low temp. phys., Oxford, стр. 82—83.
74. D. W. Osborne, B. M. Abraham, B. Weinstock, Затвердевание He^3 , Phys. Rev., 82, № 2, 263—264.
75. H. S. Sommers, Jr., Диаграмма состояния разбавленных растворов He^3 в He^4 при температурах ниже λ -точки, Proc. Internat. conf. on low temp. phys., Oxford, стр. 78—80.
76. K. W. Taconis, Теплопроводность жидкого гелия II, содержащего некоторое количество He^3 , и теплопередача к стенкам сосуда, Proc. Internat. conf. on low temp. phys., Oxford, стр. 29—30.
1952. 77. J. J. M. Beenakker, K. W. Taconis, E. A. Lynton, Z. Dookunij, G. Soest, van, Теплопроводность He^3 II, содержащего некоторое количество He^4 , Physica, 18, № 6—7, 433—448.
78. J. G. Daunt, C. V. Heer, λ -точки растворов He^3 в He^4 при температурах ниже 1 K, Phys. Rev., 78, № 3, 342.
79. J. G. Daunt, C. V. Heer, Растворимость He^3 в жидком He^4 , Phys. Rev., 86, № 2, 205—208.
80. J. G. Daunt, C. V. Heer, Растворимость He^3 в жидком He^4 , Phys. Rev., 86, № 4, 627.
81. E. F. Hammel, H. L. Laquer, S. G. Sydorjak, W. E. Mc-Gee, Исследование магнитных свойств жидкого He^3 , Phys. Rev., 86, № 3, 432.
82. E. F. Hammel, A. F. Schuch, Аномальный тип течения He^3 , Phys. Rev., 87, № 1, 154—155.
83. H. S. Sommers, Jr., Значения упругости пара смесей He^3 — He^4 при температурах ниже λ -точки, Phys. Rev., 83, № 1, 113—127.
84. B. Weinstock, B. M. Abraham, D. W. Osborne, Давление плавления He^3 , Phys. Rev., 85, № 1, 158—159.
1953. 85. W. M. Fairbank, W. B. Ard, H. G. Dehmelt, W. Gordy, S. R. Williams, Температурная зависимость ядерной восприимчивости He^3 между 1,2° K и 4,2° K, Phys. Rev., 92, № 1, 208—209.
86. J. C. King, H. A. Fairbank, Скорость второго звука в смесях He^3 — He^4 , Phys. Rev., 90, № 2, 347.
87. J. C. King, H. A. Fairbank, Скорость второго звука в смесях He^3 — He^4 при температурах ниже 1° K, Phys. Rev., 90, № 5, 989—990.
88. J. C. King, H. A. Fairbank, Смещение λ -точки в смесях He^3 — He^4 , Phys. Rev., 91, № 2, 489.
89. H. S. Sommers, Jr., W. E. Koller, J. G. Dash, Теплота смещения He^3 с He^4 , Phys. Rev., 91, № 2, 489.
90. H. S. Sommers, Jr., W. E. Keller, J. G. Dash, Теплота смещения He^3 с He^4 , Phys. Rev., 92, № 6, 1345—1346.
91. G. Vries de, J. G. Daunt, Теплоёмкость He^3 в интервале температур 1,3° и 2,3° K, Phys. Rev., 92, № 6, 1572—1573.

92. В. Weinstock, J. R. Pellam, Измерения с тепловым диском Рэлея в смесях He^3 — He^4 , Phys. Rev., **83**, № 2, 521.
1954. 93. Б. Н. Еселясон, Некоторые свойства растворов He^3 в He^4 . III. Упругость пара, ЖЭТФ, **26**, № 6, 744—750.
94. Б. Н. Еселясон, Б. Г. Лазарев, Затвердевание смесей изотопов гелия, ДАН, **97**, № 1, 61—64.
95. Б. Н. Еселясон, Н. Г. Березняк, Поверхностное натяжение растворов изотопов гелия, ДАН, **98**, № 4, 569—571.
- 95а. Б. Н. Еселясон, Н. Г. Березняк, Поверхностное натяжение лёгкого изотопа гелия, ДАН **99**, № 3, 365—367.
96. E. W. Becker, R. Misenta, F. Schmeissner, Вязкость газобразных He^3 и He^4 в низкотемпературе 1,3—4,2° K, Phys. Rev., **93**, № 1, 241.
97. E. W. Becker, R. Misenta, F. Schmeissner, Вязкость газобразного He^3 и He^4 в интервале температур 1,3—4,2° K. К квантовой статистике газо-кинетических столкновений при низких температурах, Zeits. f. Phys., **137**, № 1, 126—136.
98. W. M. Fairbank, W. B. Ard, G. K. Wallers, Ферми — Дираковское вырождение в жидком He^3 при температурах ниже 1° K, Phys. Rev., **95**, № 2, 566—568.
99. J. C. King, H. A. Fairbank, Второй звук в смесях He^3 — He^4 при температурах ниже 1° K, Phys. Rev., **93**, № 1, 21—27.
100. D. W. Osborne, B. M. Abraham, B. Weinstock, Теплоёмкость и энтропия жидкого He^3 в интервале температур 0,42°—1,06° K, Phys. Rev., **94**, № 1, 202—203.
101. T. R. Roberts, S. G. Sydoriak, Теплоёмкость жидкого He^3 , Phys. Rev., **93**, № 6, 1418.
102. C. F. Squire, Третья международная конференция по физике и химии низких температур, Science, **119**, № 3091, 400—402.
103. G. Vries, de, J. G. Daunt, Теплоёмкость 95%-ного жидкого He^3 в интервале температур 1,3°—2,3° K, Phys. Rev., **93**, № 2, 361—362.
104. G. Vries, de, J. G. Daunt, Теплоёмкость 95%-ного He^3 при температурах ниже 1° K, Phys. Rev., **93**, № 3, 631—632.

4. ТЕОРИИ ЖИДКОГО He^3 И РАСТВОРОВ He^3 — He^4 .

1948. 105. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, О движении посторонних частиц в гелии II, ДАН, **59**, № 4, 669—670.
106. С. В. Тябляков, Поведение примесей в слабо-неидеальном газе, подчиняющемся статистике Бозе, ЖЭТФ, **18**, № 11, 1023—1029.
107. J. Boer, de, R. J. Lunbeck, Свойства конденсированного He^3 , Physica, **14**, № 5, 318.
108. J. Boer, de, R. J. Lunbeck, Свойства конденсированной фазы лёгкого изотопа гелия, Physica, **14**, № 8, 510—519.
109. F. London, O. K. Rice, О растворах He^3 в He^4 , Phys. Rev., **73**, № 10, 1188—1193.
110. J. W. Stout, Переходы второго рода в двухкомпонентных системах. Приложение к растворам He^3 в He^4 , Phys. Rev., **71**, № 6, 605—609.
1949. 111. И. Я. Померанчук, Влияние примесей на термодинамические свойства и скорость второго звука в He II, ЖЭТФ, **19**, № 1, 42—53.
112. J. Boer, de, Статистическая механика смесей He^3 и He^4 , Phys. Rev., **76**, № 6, 852—853.

113. L. Goldstein, M. Goldstein, Об обменной энергии в ансамбле атомов He^3 , *Phys. Rev.*, **76**, № 3, 464.
114. D. Haarter, Свойства He^3 , *Amer. J. of phys.*, **17**, № 7, 399—403.
115. D. Haarter, H. Wergeland, Вязкость смесей He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **75**, № 5, 886—887.
116. J. Kranendonk, van, K. Compaan, J. Boer, de, Уравнение состояния газообразного He^3 , *Phys. Rev.*, **76**, № 7, 998—999; **76**, 1728 (поправка).
117. A. R. Miller, Возможность фазового превращения в чистом изотопе гелия с массой 3, *Nature*, **163**, № 4138, 283—285.
118. O. K. Rice, Термодинамика жидкого гелия на основе двухкомпонентной модели, *Phys. Rev.*, **76**, № 11, 1701—1708.
119. K. S. Singwi, L. S. Kothari, Вязкость и теплопроводность смесей He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **76**, № 2, 305—306.
120. J. W. Stout, Растворы He^3 в He^4 , *Phys. Rev.*, **76**, № 6, 864—865.
1950. 121. И. Я. Померанчук, К теории жидкого He^3 , *ЖЭТФ*, **20**, № 10, 919—924.
122. J. Boer, de, C. J. Gorter, Статистическая механика жидких смесей He^3 и He^4 , *Physica*, **16**, № 3, 225—228; 667—668 (поправка).
123. J. Boer, de, C. J. Gorter, Статистическая механика жидких смесей He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **77**, № 4, 569.
124. J. Boer, de, J. Kranendonk, van, K. Compaan, Уравнение состояния газообразного He^3 , *Physica*, **16**, № 6, 545—554.
125. R. A. Buckingham, H. N. V. Temperley, Вязкость жидкого He^3 , *Phys. Rev.*, **78**, № 4, 482.
126. O. G. Engel, O. K. Rice, Температуры λ -точек растворов He^3 в He^4 , *Phys. Rev.*, **78**, № 1, 55—57.
127. L. Goldstein, M. Goldstein, О магнитных свойствах жидкого гелия 3, *J. chem. phys.*, **18**, № 4, 538—543.
128. C. J. Gorter, J. Boer, de, Фазовый переход и давление паров жидких смесей He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **77**, № 4, 569—570.
129. J. E. Kilpatrick, Об упругости пара растворов He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **79**, № 3, 529—530.
130. O. K. Rice, Влияние He^3 на λ -точку He^4 , *Phys. Rev.*, **77**, № 1, 142—143.
131. O. K. Rice, O. G. Engel, Термодинамика растворов He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **78**, № 2, 183.
132. O. K. Rice, Термодинамика растворов жидкого гелия He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **79**, № 6, 1024—1025.
1951. 133. Е. М. Лифшиц, О теплоемкости жидкого He^3 , *ЖЭТФ*, **21**, № 5, 659—660.
134. И. М. Халатников, Эффективная масса He^3 и скорость второго звука в растворах He^3 в He^4 , *ДАН*, **79**, № 1, 57—59.
135. J. Boer, de, Вязкость He^3 и He^4 , *Proc. Internat. conf. on low temp. phys.*, Oxford, стр. 94—96.
136. J. Boer, de, E. G. D. Cohen, Вязкость газообразного He^3 при низких температурах, *Physica*, **17**, № 11—12, 993—1000.
137. R. B. Dingle, Замечания о двухкомпонентной модели гелия II, *Philos. Mag.*, **42**, № 333, 1080—1088.
138. J. G. Daunt, C. V. Heer, Растворимость He^3 в жидком He^4 , *Proc. Internat. conf. on low temp. phys.*, Oxford, стр. 76—78.
139. C. J. Gorter, K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, Некоторые соображения о градиентах температуры в гелии II, *Physica*, **17**, № 9, 841—846.

140. O. Halpern, О вязкости газообразного He^3 , *Phys. Rev.*, **82**, № 4, 561.
141. A. Harasima, О λ -точке смесей He^4 — He^3 , *J. Phys. Soc. Japan*, **6**, № 4, 271—274 (англ.).
142. C. V. Heer, J. G. Daunt, К теории бозе-эйнштейновских жидкостей, *Phys. Rev.*, **81**, № 2, 295.
143. C. V. Heer, J. G. Daunt, К теории бозе-эйнштейновских жидкостей, *Phys. Rev.*, **81**, № 3, 447—454.
144. S. Koide, T. Usui, Влияние примеси He^3 на распространение волн в жидком гелии II, *Progr. theor. phys.*, **6**, № 4, 506—523.
145. S. Koide, T. Usui, Влияние примеси He^3 на закручивающее усилие теплового диска Рэлея, *Progr. theor. phys.*, **6**, № 4, 622—623.
146. S. Koide, T. Usui, Влияние примеси He^3 на распространение волн в жидком He II, *Proc. Internat. conf. on low temp. phys.*, Oxford, стр. 106—108.
147. P. Mazur, I. Prigogine, К гидродинамике жидких смесей He^3 и He^4 , *Physica*, **17**, № 7, 680—693 (франц.).
148. J. G. Morrow, Термодинамические свойства неидеальной модели раствора He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **84**, № 3, 502—505.
149. M. Toda, A. Ishihara, О жидком He^3 и его смеси с He^4 , *Progr. theoret. phys.*, **6**, № 4, 480—485.
1952. 150. И. М. Халатников, Гидродинамика растворов посторонних частиц в He II, *ЖЭТФ*, **23**, № 2, 169—181.
151. И. М. Халатников, Звук в растворах посторонних частиц в He II и диссипативная функция раствора, *ЖЭТФ*, **23**, № 3, 265—274.
152. J. Boer, de, C. J. Gorter, Термодинамика перехода He I — He II в смесях He^3 с He^4 , *Physica*, **18**, № 8—9, 565—568.
153. R. A. Buckingham, R. A. Scriven, Диффузия в газообразном гелии при низких температурах, *Proc. Phys. Soc.*, **A 65**, № 5, 376—377.
154. J. G. Daunt, T. S. Tseng, C. V. Heer, Дальнейшее рассмотрение вопросов теории бозе-эйнштейновских жидкостей, *Phys. Rev.*, **86**, № 4, 627.
155. S. Koide, N. Matsudaira, T. Usui, Описание жидкого гелия II при помощи двухкомпонентной модели, *Sci. Rep. Coll. Gen. Educ. Univ. Tokyo*, **2**, 129—144 (англ.).
156. R. A. Nelson, W. Band, Упругость пара смесей He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **88**, № 6, 1431.
157. P. J. Price, Второй звук в смесях He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **87**, № 2, 381.
158. K. S. Singwi, Энтропия и теплоемкость жидкого He^3 , *Phys. Rev.*, **87**, № 3, 540—541.
159. H. N. V. Temperley, Новая теория жидкого гелия, *Proc. Phys. Soc.*, **A 65**, № 8, 619—628.
1953. 160. А. И. Ахиезер, В. Алексин, Время намагничивания слабого раствора He^3 в He^4 , *ДАН*, **92**, № 2, 259—262.
161. В. Н. Жарков, И. М. Халатников, Теория диффузии и термодиффузии в слабых растворах He^3 в гелии II, *ДАН*, **93**, № 6, 1007—1009.
162. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Ориентирование ядер и энтропия жидкого He^3 , *Phys. Rev.*, **90**, № 2, 347.

163. W. Band, R. A. Nelson, Теория упругости пара смесей изотопов гелия, основанная на модели молекулярных групп, *Phys. Rev.*, **50**, № 5, 744—747.
164. K. Buckthought, Квантово-статистическая теория жидкого гелия. *Canad. J. Phys.*, **31**, № 6, 932—941.
165. Chen Tien Chi, F. London, Энтропия жидкого He^3 , *Phys. Rev.*, **89**, № 5, 1038—1040.
166. L. Goldstein, К теории жидких смесей He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **92**, № 3, 850.
167. D. Haarter, Упругость пара и энтропия жидкого He^3 , *Phys. Rev.*, **91**, № 4, 1018—1019.
168. J. G. Morrow, Равновесие пар — жидкость в смесях He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **89**, № 5, 1034—1037.
169. J. G. Morrow, Температура λ -точек разбавленных растворов He^3 в He^4 , *Phys. Rev.*, **92**, № 1, 1—3.
170. P. J. Price, Макроскопическая теория сверхтекучих смесей He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **89**, № 6, 1269—1215; **90**, 1131 (поправка).
171. I. Prigogine, J. Philippiot, К молекулярной теории жидкого гелия. III. Растворы He^3 и He^4 , *Physica*, **19**, № 3, 235—240 (франц.).
172. B. Weinstock, B. M. Abraham, D. W. Osborne, Ориентирование ядер и энтропия жидкого He^3 , *Phys. Rev.*, **89**, № 4, 787—789.
1954. 173. S. M. Bhagat, P. K. Katti, Об упругости пара жидкого He^3 и жидкого He^4 , *Sci. and culture*, **19**, № 9, 461—462 (англ.).
174. J. Boer, de, Имеемся ли у жидкого He^3 также лямбда-переход? *Nederl. tijdschr. natuurkunde*, **20**, № 7, 178—182 (голл.).
175. E. G. D. Cohen, M. J. Offerhaus, J. Boer, de, Явления переноса и уравнение состояния газообразных смесей изотопов гелия, *Physica*, **20**, № 8, 501—515.
176. R. P. Feynman, Атомная теория двухкомпонентной модели жидкого гелия. *Phys. Rev.*, **94**, № 2, 262—277.
177. L. Goldstein, К теории смесей жидких He^3 — He^4 , *Phys. Rev.*, **95**, № 4, 869—884.
178. J. E. Kilpatrick, W. E. Keller, E. F. Hammel, N. Metropolis, Вторые вириальные коэффициенты He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **94**, № 5, 1103—1110.
179. Z. Mikura, О модели жидкого гелия, рассматриваемого, как бозе-эйнштейновская жидкость. Ч. I. Смесей He^3 — He^4 . *Progr. theoret. Phys.*, **11**, № 1, 25—52.
180. V. S. Nanda, Теплота смешения растворов He^3 и He^4 , *Phys. Rev.*, **94**, № 2, 241—243.
181. I. Prigogine, К теории жидкого гелия, *Adv. in phys.*, **3**, № 10, 131—148.
182. I. Prigogine, R. Bingen, A. Bellemans, Изотопические эффекты и термодинамические свойства конденсированной фазы, ч. III, *Physica*, **20**, № 9, 633—654 (франц.).
183. I. Prigogine, R. Bingen, J. Jeener, Изотопические эффекты и термодинамические свойства конденсированной фазы, ч. I, *Physica*, **20**, № 7, 383—394 (франц.).
184. I. Prigogine, J. Jeener, Изотопические эффекты и термодинамические свойства конденсированной фазы, ч. II, *Physica*, **20**, № 8, 516—520 (франц.).
185. O. K. Rice, Природа фазовых переходов высокого порядка, с применением к жидкому гелию, *Phys. Rev.*, **93**, 1161—1168.
186. H. N. V. Temperley, Возможная модель жидкого He^3 , *Proc. Phys. Soc. A*, **67**, № 6, 414, 495—504.

5. РАЗНЫЕ РАБОТЫ, ЦИТИРОВАННЫЕ ВО ВТОРОЙ ЧАСТИ ОБЗОРА

1. R. Kronig, A. TheHung, *Physica*, **18**, 749 (1952); A. TheHung, *Physica*, **19**, 217 (1953).
2. F. M. Ziman, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A219**, 257 (1953).
3. R. P. Feynman, *Phys. Rev.*, **54**, 1291, 1301 (1953); **94**, 262 (1954).
4. F. London, *Nature*, **141**, 643 (1938).
5. И. А. Яковлев, *J. of Phys. USSR*, **7**, 307 (1943).
6. А. Д. Галанин, *ЖЭТФ*, **10**, 1707 (1946).
7. Н. Н. Боголюбов, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **11**, 77 (1947); *J. of Phys. USSR*, **11**, 23 (1947); *ЖЭТФ*, **18**, 622 (1948).



Примечание в корректуре. В последнее время опубликован ряд экспериментальных исследований поверхностного натяжения в системе $\text{He}^4 - \text{He}^3$. Б. Н. Есельсон и Н. Г. Березник⁹⁻⁹⁵ установили, что примесь He^3 в жидком He^4 приводит к заметному уменьшению величины поверхностного натяжения. Это указывает на положительную адсорбцию атомов He^3 на поверхности раздела фаз. Те же авторы^{9-95a} и К. Н. Зиновьева (*ЖЭТФ*, **28** № 1, 100—101, 1955) измерили коэффициент поверхностного натяжения α чистого He^3 . По сравнению с He^4 кривая $\alpha(T)$ в общем сохраняет тот же характер, но смещена на $\approx 2^\circ$ (разность критических температур) в сторону абсолютного нуля и имеет меньший наклон. При температуре 1°K поверхностное натяжение He^3 в два с половиной раза меньше, чем у He^4 .