

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539,128,53

КВАНТОВАЯ СТАТИСТИКА И ЖИДКИЕ РАСТВОРЫ ^3He В $^4\text{He}^*$

Э. Коэн

В поведении жидких растворов изотопов гелия проявляются квантовые статистики Бозе и Ферми.

Все вещества при охлаждении переходят из газообразного состояния в жидкое, а затем замерзают и таким образом находятся в твердом состоянии при абсолютном нуле температур. Существуют лишь два исключения из этого правила — это изотопы гелия: гелий-4 и гелий-3.

Гелий-4 после перехода в жидкость не кристаллизуется при дальнейшем охлаждении, а вместо этого при 2,2 К испытывает фазовый переход в другое жидкое состояние. Кеезом и Вольфке, обнаружившие этот пере-

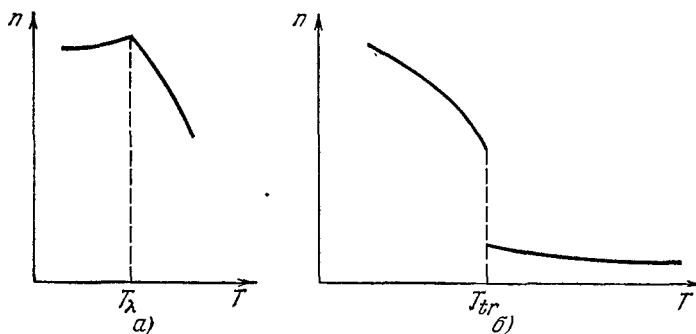


Рис. 1. Графики зависимости плотности частиц $n = N/V$ от температуры T при постоянном давлении:

а) Фазовый переход второго рода (такой, как λ -переход в жидком ^4He), при котором n является непрерывной функцией T при температуре перехода T_λ ; б) фазовый переход первого рода (такой, как конденсация газообразного ^4He в жидкое состояние), при котором n , как функция T , претерпевает разрыв при T_{tr} .

ход в 1928 г.¹, назвали новое состояние фазой He II , в отличие от жидкого состояния при более высоких температурах, названного ими фазой He I ². Упомянутый фазовый переход существенно отличается от обычных фазовых переходов типа конденсации или кристаллизации тем, что в этом случае отсутствуют как скрытая теплота (т. е. отсутствует скачкообразное изменение энтропии S), так и скачкообразное изменение объема V (рис. 1). Это более плавный переход, при котором скачки появляются лишь в про-

^{*}) Cohen E. G. D. Quantum Statistics and Liquid Helium-3 — Helium-4 Mixtures. — Science, 1 July 1977, v. 197, No. 4298, pp. 11—26. — Перевод В. В. Кузия.
Э. Коэн — профессор университета Рокфеллера, Нью-Йорк, США.

© The American Association for the Advancement of Science, 1977.

© Перевод на русский язык, Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1979.

изводных V и S по температуре T , т. е. такой переход сопровождается изменением коэффициента теплового расширения $(1/V)(\partial V/\partial T)_P$, где P — давление, и удельной теплоемкости $c_V = (1/T)(\partial S/\partial T)_V$. По характерному виду графика зависимости удельной теплоемкости от температуры вблизи точки фазового перехода, напоминающему греческую

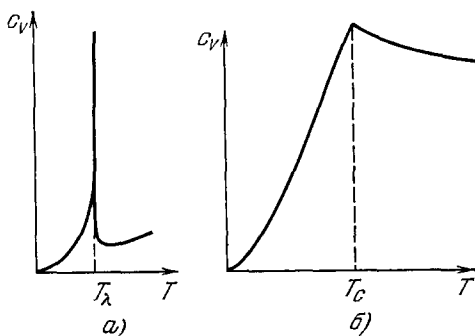


Рис. 2. Графики зависимости удельной теплоемкости c_V при постоянном объеме от абсолютной температуры T .

а) ^4He ; б) идеальный бозе-газ. Вид кривой на графике а) напоминает греческую букву λ . Температуры T_λ (а) и T_c (б) являются температурами перехода.

букву λ , переход такого типа часто называют λ -переходом или фазовым переходом второго рода, в отличие от обычного перехода первого рода (рис. 2, а).

В 1938 г. Капица³ и, независимо, Аллен и Мизенер⁴ обнаружили, что наиболее разительные различия между He I и He II проявляются в неравновесных свойствах: если He I просачивается через капилляры аналогично обычной жидкости, то He II проявляет «сверхтекучие» свойства, т. е. течет, в сущности, без трения.

Гелий-3 был впервые получен как побочный продукт ядерных реакций, в Лос-Аламосе, после второй мировой войны. Вначале иссле-

довались лишь слабые растворы ^3He в ^4He и вопрос состоял в том, каким образом ^3He влияет на λ -переход в ^4He . В 1949 г. Абрагам, Вейнсток и Осборн⁵ обнаружили, что с повышением концентрации x ^3He при заданной плотности раствора ^3He в ^4He температура λ -перехода этого раствора понижается.

Таким образом, на диаграмме температура — концентрация ($T - x$) линия, обычно называемая λ -линией, является геометрическим местом точек перехода (λ -точек) компоненты ^4He раствора из фазы He I в фазу He II . Вначале считали⁶, что линию λ -перехода можно продолжать до тех пор, пока концентрация x не достигнет единицы и температура перехода не станет равной абсолютному нулю. Однако в 1956 г. Уолтерс и Фэрбенк⁷ обнаружили, что при достаточно больших концентрациях ^3He однородный раствор $^3\text{He} - ^4\text{He}$ становится нестабильным ниже 0,87 К и расслаивается на две сосуществующие фазы, каждая из которых однородна, но одна обладает большей концентрацией ^3He , чем другая; при этом, конечно, общее количество ^3He (и ^4He) в двухфазном растворе остается тем же, что и в (нестабильной) однородной системе. Это расслоение является фазовым переходом I рода, при котором наблюдаются скачки S и V . Поскольку атомы ^3He легче атомов ^4He , фаза с большей концентрацией ^3He находится над фазой с меньшей концентрацией ^3He , и в эксперименте виден небольшой мениск (граница раздела между двумя фазами); последнее и позволяет, в принципе, наблюдать начало расслоения фаз. Исходя из этого Пешков, который первым зарегистрировал второй звук⁸ (тип волн, распространяющихся в сверхтекучем гелии, отличный от нормального или первого звука), был абсолютно уверен в том, что расслоение системы на фазы начинается ниже λ -линии^{9,10}. При такой ситуации с понижением температуры вначале появились бы две фазы, причем обе сверхтекучие, но с различными концентрациями ^3He , а затем, при дальнейшем понижении температуры, фаза с большей концентрацией ^3He стала бы нормальной, т. е. компонента ^4He этой фазы вела бы себя аналогично нормальной (несверхтекучей) жидкости.

Как правило, предполагалось также, что при абсолютном нуле фазовое расслоение было бы полным и чистая фаза ^3He находилась бы над чистой фазой ^4He ¹⁰ (рис. 3, а).

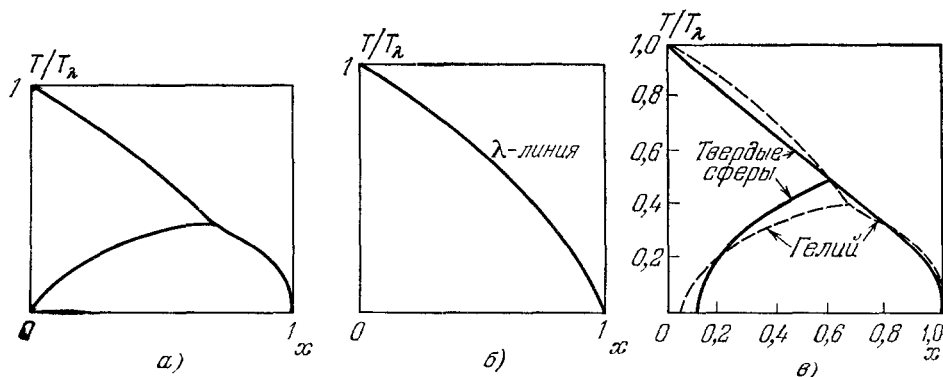


Рис. 3. Фазовые диаграммы температура — концентрация (T, x) при постоянном давлении.

а) Раствор ^3He — ^4He (начало 60-х годов); б) бинарная смесь идеальных бозе- и ферми-газов; в) бозе-фермиевская смесь из твердых сфер (сплошная кривая) при таком давлении, при котором плотность твердых сфер этой смеси соответствует плотности атомов раствора ^3He — ^4He , и раствор ^3He — ^4He (настоящее время). T_λ — температура перехода либо смеси твердых сфер, либо раствора гелия и x — относительная концентрация соответственно либо фермионов, либо ^3He .

В жидком ^3He не был обнаружен переход, аналогичный λ -переходу *). Таковой была экспериментальная ситуация к началу 60-х годов, когда приступили к теоретическим исследованиям, рассматриваемым далее в этой работе.

^4He И ИДЕАЛЬНЫЙ БОЗЕ-ГАЗ

В этом исследовании поведение растворов ^3He — ^4He рассматривается с точки зрения проявления эффектов квантовой статистики в макрофизике.

Существуют две квантовые статистики: статистика Бозе — Эйнштейна ¹¹⁻¹³, приводящая, например, к формуле Планка для распределения энергии по частотам в световом спектре, и статистика Ферми — Дирака ¹⁴⁻¹⁵, которая, как известно, например, вследствие принципа Паули, важна при описании поведения электронов в атомах. В частности, в этой статье будет качественно показано, каким образом обе эти статистики проявляются в поведении растворов гелия: как они приводят к отличию экспериментального поведения этих растворов от поведения, описанного вкратце выше, что было вначале предсказано теоретически, а позже подтверждено экспериментально и, наконец, привело к открытию критической точки нового типа, которая представляет значительный теоретический интерес, и к созданию холодильной машины на растворении ^3He в ^4He , на сегодня лучшего и практически весьма важного устройства для достижения сверхнизких температур. С исторической точки зрения небезынтересно также увидеть, что реальное положение вещей неоднократно отличалось от предсказаний теории.

Чтобы оценить эти достижения и особенно роль квантовой статистики в поведении жидких ^3He и ^4He и их растворов, следует осознать то, что эти достижения явились продолжением теоретического подхода к изучению гелия при низких температурах, который восходит к Эйнштей-

*) Сверхтекучие фазы ^3He обнаружены и интенсивно изучаются в последние годы (см., например, сб. статей «Сверхтекучесть гелия-3». — М.: Мир, 1978). (Прим. перев.)

ну¹². В 1924 г. Бозе¹¹ предложил метод расчета всех возможных состояний световых квантов (фотонов) в некотором интервале энергии, который привел к формуле Планка, а не к формуле Рэля — Джинса. Последняя получается при использовании метода классического расчета Больцмана. Существенная разница между этими двумя методами заключается в том, что у Бозе точно учитывается неразличимость квантов света, в то время как у Больцмана она вообще не учитывается. Эйнштейн, будучи глубоко уверенным в аналогии между светом и веществом, непосредственно применил метод Бозе к (неразличимым) частицам идеального газа. Теперь все частицы, подчиняющиеся статистике Бозе — Эйнштейна, называют бозонами. Идеальный газ частиц, подчиняющихся этой статистике, называется идеальным бозе-газом.

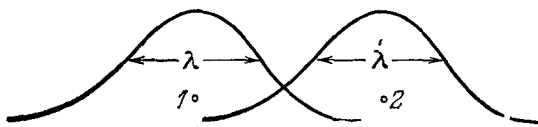


Рис. 4. Перекрывание волновых пакетов, описывающих частицы 1 и 2.

Средняя дебройлевская длина волны λ , характеризующая волновые пакеты, равна, по порядку величины, среднему расстоянию между частицами 1, 2.

Изучая термодинамику идеального бозе-газа, Эйнштейн открыл явление, называемое теперь бозе-конденсацией. Суть его состоит в том, что макроскопическое число частиц газа «конденсируется» в одном одночастичном основном состоянии и, поскольку для очень большой системы частица в основном состоянии, по существу, покоится, конечная часть частиц становится «термодинамически неактивной». Температуру T_c , при которой наступает такая «конденсация», можно легко оценить на основе весьма общего рассмотрения. Бозе-статистика вступает в силу, как только волновые пакеты, описывающие отдельные частицы газа, начинают перекрываться (рис. 4), т. е. когда характерная дебройлевская длина волны $\lambda(T)$ волновых пакетов при температуре T становится сравнимой по порядку величины со средним расстоянием d между частицами. Таким образом, $\lambda(T_c) \equiv \lambda_c$ удовлетворяет простому условию $\lambda_c/d \approx 1$. Теперь зависимость λ от температуры можно оценить, используя соотношение де Бройля $\lambda = h/\bar{p}$, где \bar{p} — средний импульс частиц при температуре T и h — постоянная Планка. Это соотношение можно также переписать в виде $\lambda \sim h/\sqrt{mkT}$, где m — масса частиц газа и k — постоянная Больцмана (так как $\bar{p}^2/2m = 3kT/2$ или $\bar{p}^2 \approx (\bar{p})^2 \sim mkT$). Предположим, что объем V системы разделен на кубики с ребром d и на каждый кубик приходится по одной частице; тогда $Nd^3 = V$, где N — полное число частиц. Таким образом, $\lambda_c/d \approx n^{1/3}\lambda_c$, где $n = N/V$ — число частиц на единицу объема, и бозе-конденсация идеального газа наступает при температуре, определяемой соотношением $n\lambda_c^3 \approx 1$ (точное соотношение имеет вид $n\lambda_c^3 = 2,612$, если $\lambda_c = h/\sqrt{2\pi mkT}$).

Эйнштейн указывал также, что влияние бозе-конденсации на термодинамические свойства газа было бы очень существенным. Например, при постоянной температуре $T < T_c$ давление газа оставалось бы постоянным при любом его объеме V , меньшем определенной критической величины V_c , а не росло бы с уменьшением V . Эйнштейн предполагал, что ${}^4\text{He}$ должен подчиняться статистике Бозе — Эйнштейна. (Теперь мы говорим, что ${}^4\text{He}$ подчиняется бозе-статистике по той причине, что его атом состоит из четного числа элементарных частиц, однако, Эйнштейн думал, что все атомы и молекулы подчиняются бозе-статистике¹⁶.) Поскольку газобразный ${}^4\text{He}$ в своей критической точке (5,2 К) оказывается «лишь» в пять раз менее плотным, чем идеальный бозе-газ с $T_c = 5,2$ К, в пове-

дении ^4He около его критической точки должны наблюдаться проявления бозе-статистики, являющиеся всеобщими. Эта идея получила дальнейшее развитие у Лондона^{17, 18}, изучавшего свойства идеального бозе-газа частиц с той же самой массой m и плотностью n , что и у жидкого ^4He . Он получил критическую температуру $T_c = 3,13$ К, близкую по величине к температуре λ -перехода в жидком ^4He . Хотя Лондон и понимал, что жидкий ^4He далеко не идеальный газ вследствие сильного взаимодействия между его атомами, тем не менее он утверждал, что эффекты квантовой статистики в жидком ^4He могут быть столь существенными, что, несмотря на сильное взаимодействие между частицами, они все же могут проявляться, и поведение жидкого ^4He отчасти может напоминать поведение идеального бозе-газа.

Таким образом, у Лондона температура T_c бозе-конденсации идеального бозе-газа во многом аналогична T_λ , температуре λ -перехода жидкого ^4He . При более подробном рассмотрении обнаруживаются существенные различия между идеальным бозе-газом и жидким ^4He : удельная теплоемкость идеального газа не λ -образна вблизи T_c , а в жидком ^4He давление как функция объема, конечно, не постоянно при температурах $T < T_\lambda$ (рис. 2, б).

РАСТВОРЫ ^3He В ^4He И СМЕСИ ИДЕАЛЬНОГО КВАНТОВОГО ГАЗА

Отсутствие λ -перехода в жидком ^3He *) явилось веским подтверждением важности бозе-статистики для понимания свойств жидкого ^4He , особенно перехода He I — He II. Чтобы понять это, следует вспомнить о другом методе расчета всех возможных состояний газа тождественных частиц, отличном от метода Бозе. Этот метод расчета предложили Ферми¹⁴ и Дирак¹⁵ в 1926 г., и он приводит к тому, что неразличимые частицы подчиняются принципу Паули. О таких частицах говорят, что они подчиняются статистике Ферми — Дирака, и называют их фермионами. Идеальный газ частиц, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака, называют идеальным ферми-газом. Мы говорим сегодня, что ^3He подчиняется статистике Ферми — Дирака, поскольку атом ^3He состоит из нечетного числа элементарных частиц и его спин (спин ядра) равен $1/2$.

Возникает следующий вопрос: можно ли понять поведение λ -линии, т. е. понижение температуры $T_c(x)$ перехода Бозе — Эйнштейна с ростом относительной концентрации x фермионов в смеси из идеальных бозе- и ферми-газов. На этот вопрос был дан утвердительный ответ независимо Голдстейном^{19, 20} в 1948 г. в Лос-Аламосе и Гиром и Даунтом²¹ в 1951 г. Ответ чрезвычайно прост и непосредственно следует из предыдущего обсуждения. Бозе-конденсация бозе-компоненты в смеси идеальных бозе- и ферми-газов объема V начнется при условии $n_B \lambda_c^3 \approx 1$, где n_B — плотность частиц бозе-компоненты смеси. Но поскольку $n_B = n(1 - x)$, где n — полная плотность частиц смеси, и $\lambda_c \sim h/\sqrt{mkT_c}$, непосредственно получаем $T_c(x) \sim (1 - x)^{2/3}$ или $T_c(x)/T_c(0) = (1 - x)^{2/3}$, что не только указывает на понижение температуры T_c с ростом относительной концентрации x , но к тому же качественно соответствует зависимости, наблюдаемой в растворах ^3He — ^4He , если T_c отождествить с T_λ . Ясно также, что в смеси идеальных бозе- и ферми-газов критическая температура $T_c(x)$ будет понижаться с ростом концентрации x ферми-газа до тех пор, пока не достигнет абсолютного нуля при $x = 1$ (см. рис. 3, б). Таким обра-

*) См. примечание на с. 141. (Прим. перев.)

зом, в смеси идеальных бозе- и ферми-газов нет никаких признаков неустойчивости или расслоения фаз и, конечно, было бы поразительно, если бы оно возникло в смеси без какого-либо взаимодействия между двумя ее компонентами.

^4He , ^3He И КВАНТОВЫЙ ГАЗ ИЗ ТВЕРДЫХ СФЕР

Чтобы иметь возможность на основе квантовой статистики изучать расслоение фаз в растворах жидкого гелия, необходимо перейти к более реалистичной модели и учесть хотя бы некоторые аспекты взаимодействия между частицами смеси.

Это сделали Боголюбов²² в 1947 г. и, в особенности, Янг и Ли²³ в 1957 г., когда они произвели расчет свойств газа из твердых сфер, подчиняющегося бозе-статистике. Янг и Ли обнаружили, что бозе-газ из твердых сфер отличается от идеального бозе-газа характерными особенностями, присущими и жидкому ^4He . Наряду с тем, что бозе-газ из твердых сфер все еще испытывает бозе-конденсацию, он обладает также элементарными возбуждениями, похожими не на возбуждения свободных (невзаимодействующих) частиц, а на квантованные звуковые волны (фононы). Это приводит к низкотемпературной удельной теплоемкости $c_V \sim T^3$, соответствующей жидкому ^4He , а не к $c_V \sim T^{3/2}$, соответствующей идеальному бозе-газу. Кроме того, для бозе-газа из твердых сфер давление, как функция объема, не является константой при температурах $T < T_c$.

Опираясь на исследования Лондона¹⁸, Янг²⁴ показал далее, что бозе-газ (ферми-газ) из твердых сфер может оказаться не такой уж плохой моделью для жидкого ^4He (^3He). Часть потенциала взаимодействия между атомами гелия, соответствующая притяжению, относительно мала, в то время как отталкивание является очень сильным. Более того, межатомное расстояние в жидких ^4He и ^3He довольно велико; например, объем ^4He при давлении насыщающего пара почти втрое больше объема, который занимал бы ^4He , будучи классической жидкостью — это связано с огромной величиной нулевой энергии частиц. В результате средний потенциал, соответствующий притяжению, в котором движется атом гелия между двумя последовательными столкновениями, обусловленными отталкивательной частью потенциала, является в первом приближении постоянной отрицательной величиной, которой можно пренебречь при рассмотрении движения атомов. Таким образом, часть межатомного потенциала, соответствующая притяжению, может быть учтена в первом приближении как постоянный (отрицательный) внешний потенциал, который вообще не влияет на термодинамические свойства жидкости, а вносит вклад лишь в полную энергию системы. Если к тому же идеализировать отталкивательную часть межатомного потенциала потенциалом между твердыми сферами, получим модель бозе-(ферми-) газа из твердых сфер для ^4He (^3He). Следует помнить, что если, как мы считаем, эффекты квантовой статистики играют главную роль в поведении жидких ^4He , ^3He и их растворов, то необходимо сравнивать бозе- и ферми-газы из твердых сфер и их смеси с соответствующими гелиевыми жидкостями при соответствующих температуре T и (полной) плотности n (т. е. при соответствующих величинах $n\lambda^3$), так, чтобы в обеих системах эффекты квантовой статистики проявлялись одинаково.

Смеси бозе- и ферми-газов из твердых сфер, которые исследовались ван-Леуvenом и автором²⁵⁻²⁸ в 1960—1961 гг., можно описать следующим образом. Рассматриваются N_B твердых сфер, подчиняющихся статистике Бозе, каждая из которых имеет массу m_B , диаметр a и спин 0 и N_F твердых

сфер, подчиняющихся статистике Ферми, с массой m_F , тем же самым диаметром a и спином $1/2$, помещенных совместно в объем V . Так как диаметр обоих сортов частиц смеси один и тот же, мы имеем смесь изотопов. Однако свойства смеси, полученные в такой модели, не связаны радикальным образом с этим предположением, так же как не зависят существенно и от величины отношения масс $\nu = m_F/m_B$, которое берется равным $3/4$.

Чтобы определить термодинамические свойства такой смеси и, в частности, фазовую диаграмму T, x ($x = N_F/N$, где $N = N_F + N_B$), найдем вначале собственные значения E_j энергии системы, где под j подразумеваются все квантовые числа, характеризующие энергию собственного состояния. Далее можно вычислить статистическую сумму $Z = \sum_j e^{-E_j/kT}$, из которой легко получить свободную энергию Гельмгольца $F(T, V, N_B, N_F)$, а затем и свободную энергию Гиббса на одну частицу $g(T, P, x)$. Согласно термодинамике, устойчивость смеси относительно расслоения фаз определяется знаком $\partial^2 g / \partial x^2$. Если $\partial^2 g / \partial x^2 > 0$, то смесь устойчива, если же $\partial^2 g / \partial x^2 < 0$, то она нестабильна. В последнем случае свойства сосуществующих фаз вытекают из термодинамических условий фазового равновесия, из того, что температура T , давление p и химические потенциалы μ_B и μ_F бозе- и ферми-компонент двух сосуществующих фаз должны быть равны между собой.

Существуют, несомненно, трудности в определении E_j , поскольку в настоящее время нет никаких надежд получить точное решение. Таким образом, можно, в лучшем случае, лишь получить приближенные собственные значения E_j^1 и надеяться, что они включают в себя наиболее важные особенности точных E_j . Чтобы найти величины E_j^1 , можно воспользоваться теорией возмущений, рассматривая межатомное взаимодействие как возмущение собственных значений E_j^0 энергии идеального газа, которые известны. Однако в общем случае такой подход здесь неприменим, так как газ из твердых сфер, в котором взаимодействие препятствует двум частицам сблизиться на расстояние, меньшее чем a , нельзя рассматривать с точки зрения обычной теории возмущений, как малое возмущение идеального газа, где таких ограничений нет. Тем не менее, при достаточно малых плотности и температуре, при которых расстояние межатомного взаимодействия a мало по сравнению как со средним межатомным расстоянием ($na^3 \ll 1$), так и со средней де-Бройлевской длиной волны частиц ($a/\lambda \ll 1$), искажения, которые накладываются межатомным взаимодействием на свободное движение, будут малы. В этом случае потенциальную энергию можно рассматривать как малое возмущение, влияние которого можно учесть в первом приближении, рассматривая изменения в движении частиц газа из твердых сфер по сравнению с движением частиц идеального газа при помощи сферически-симметричного рассеяния (S -волны) пары частиц. Тогда рассеяние S -волны определяется полным сечением рассеяния, т. е. диаметром твердой сферы a .

Это приводит к выражению $E_j^1 = E_j^0 + E_j'(a)$, где $E_j'(a)$ — вклад в E_j^1 , пропорциональный a . Подставляя E_j^1 в статистическую сумму Z и удерживая, для согласования, члены не выше первого порядка по a , получим выражения для F и g , которые справедливы в первом порядке по a . Эти величины различаются в зависимости от того, произошла ли конденсация бозе-компоненты смеси или нет. В использованном приближении бозе-конденсация бозе-компоненты смеси газов из твердых сфер происходит в той же самой точке, что и в идеальной бозе-ферми-смеси, причем поправки являются величинами более высокого порядка по a .

Если мы сейчас исследуем устойчивость системы по отношению к расслоению фаз, то обнаружим, что смесь стабильна выше точки бозе-эйнштей-

новского перехода для всех T , P и x , т. е. смесь всегда устойчива выше λ -линии. Однако мы увидим также, что ниже λ -линии для плотностей (давлений) выше некоторой критической плотности (давления), где критическая плотность n_c дается выражением $n_c a^3 = (\pi/3) [v + (1/v)]^{-3}$, которое для $v = 3/4$ равно $\sim 1/8$, однородная смесь является неустойчивой при достаточно низких температурах и достаточно высоких концентрациях x фермионов. Эта неустойчивость ведет к расслоению смеси на две сосуществующие фазы, одна из которых обогащена фермионами и имеет нормальную (не сконденсировавшуюся) бозе-компоненту, в то время как другая обогащена бозонами и имеет сверхтекучую (skonденсировавшуюся) бозе-компоненту. Критическая точка фазового расслоения при данном $P > P_c$, т. е. точка на диаграмме T , x , в которой начинается расслоение, расположена на λ -линии. Понижение температуры (при постоянном P) приводит к увеличению различия в концентрациях между двумя сосуществующими фазами. При абсолютном нуле температур расслоение, однако, остается неполным для любых давлений $P > P_c$, т. е. при 0 К чистая фаза ^3He сосуществует с раствором ^3He в ^4He . Интересно отметить, что хотя наличие расслоения фаз тесно связано с бозе-конденсацией бозе-компоненты смеси, неполное расслоение при 0 К обусловлено статистикой Ферми — Дирака ферми-компоненты. Смеси двух бозе-газов из твердых сфер или одного бозе-газа и газа из твердых сфер, подчиняющегося статистике Больцмана, демонстрировали бы полное расслоение фаз при 0 К.

Фазовая диаграмма (см. рис. 3, *в*) смеси бозе- и ферми-газов из твердых сфер для плотности, сравнимой с плотностью атомов гелиевых смесей (где $na^3 \approx 0,365$), показывает, что растворимость фермионов в бозе-газе при 0 К приблизительно равна 12,5%. Понятно, что эта фазовая диаграмма отличается от фазовой диаграммы на рис. 3, *а* по крайней мере в двух важных аспектах: критическая точка фазового расслоения находится на λ -линии и фазовое расслоение остается неполным при 0 К. Все попытки сгладить эти различия безуспешны, так как можно показать, например, что теоретическая модель, по крайней мере в использовавшемся приближении, никогда не приведет к критической точке ниже λ -линии, а только к критической точке на λ -линии.

Эта дилемма была разрешена Эдвардсом и др.²⁹ в 1965 г., когда они, руководствуясь экспериментальными данными³⁰, обнаружили неполное фазовое расслоение раствора изотопов гелия с предельной растворимостью ^3He в ^4He около 6,4% при 0 К. К тому же, в 1967 г. Граф, Ли и Реппи³¹ нашли, что для раствора гелия критическая точка фазового расслоения находится на λ -линии, располагаясь на диаграмме T , x не очень далеко от критической точки бозе-фермиевской смеси твердых сфер при сравнимой плотности.

Более тщательное сравнение фазовых диаграмм растворов гелия и твердых сфер показало, что они, за одним исключением, качественно одинаковы (см. рис. 3, *в*). Линия сосуществования, или геометрическое место точек сосуществования фаз на диаграмме T , x , линейна в окрестности критической точки фазового расслоения как для растворов изотопов гелия, так и для бозе-фермиевских растворов твердых сфер. Однако наклон λ -линии и наклон внешней ветви линии сосуществования, $x_0(T)$, в критической точке расслоения фаз не совпадает для растворов гелия, совпадая в случае теоретической диаграммы. Такое совпадение наклона является, по-видимому, не реальным свойством бозе-ферми-растворов твердых сфер, а лишь следствием приближений, использованных при вычислении статистической суммы Z . Поведение линии сосуществования вблизи 0 К совпадает для раствора гелия и твердых сфер: внешняя ветвь удовлетворяет

условию $x_0(T) = 1 - bT^{3/2}e^{-\delta/T}$, тогда как внутренняя ветвь ведет себя следующим образом: $x_i(T) = x_i(0) - \alpha T^2$. Константы b , δ и α не зависят от x и T и зависят только от P . Выражение для $x_0(T)$ является прямым следствием равенства химических потенциалов бозе-компонент в обеих сосуществующих фазах; температурная зависимость $x_0(T)$ обуславливается статистикой Бозе. Выражение для $x_i(T)$ следует из равенства химических потенциалов ферми-компонент в обеих сосуществующих фазах; квадратичная зависимость $x_i(T)$ от T обусловлена статистикой Ферми — Дирака. Численное сравнение параметров экспериментальной и теоретической фазовых диаграмм, данное в таблице, выявляет полуколичественное соответствие.

Сравнение смеси твердых сфер и раствора изотопов гелия

(T_λ — температура λ -перехода при $x=0$; T_c и x_c — соответственно температура и относительная концентрация в верхней точке линии сосуществования; $x_i(0)$ — остаточная концентрация фермионов при 0 K; α , b и δ — константы, определенные в тексте)

Величина	Смесь твердых сфер	Раствор изотопов гелия	Величина	Смесь твердых сфер	Раствор изотопов гелия
T_c/T_λ	0,492	0,405	αT_λ^2	3,24	1,50
x_c	0,602	0,669	$bT_\lambda^{3/2}$	0,429	3,45
$x_i(0)$	0,125	0,064	δ/T_λ	0,120	0,327

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1. В критической точке фазового расслоения обе фазы — нормальная, обогащенная ^3He (фермионами) и сверхтекучая, обогащенная ^4He (бозонами) — становятся идентичными. Это напоминает ситуацию в критической точке конденсации, когда газообразная и жидкая фазы становятся идентичными, или в критической точке фазового расслоения в классическом бинарном растворе, например, фенола и воды (рис. 4, а), где обогащенная фенолом и содержащая меньше фенола фазы становятся идентичными. Но окрестность критической точки гелиевых растворов существенно отличается от окрестности критической точки классических бинарных растворов: в то время как поведение обеих ветвей линии сосуществования при подходе к критической точке близко к кубическому в классических растворах³², оно линейно в гелиевых растворах³¹ (рис. 5). Кроме того, в случае гелия из критической точки на линии со-

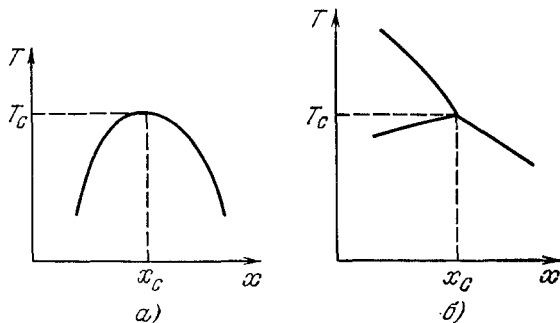


Рис. 5. Поведение обычного бинарного раствора (такого, как раствор фенола в воде) (а) и раствора ^3He — ^4He (б) вблизи критической точки расслоения фаз.

Вблизи критической точки имеет место кубическая зависимость $|T - T_c| \sim |x - x_c|^3$ (а) и линейная зависимость $|T - T_c| \sim |x - x_c|$ (б). Кроме того, на рис. б) в критической точке сходятся три линии — λ -линия и обе ветви линии сосуществования. Эта точка называется трикритической точкой.

существования выходит третья линия — λ -линия. Таким образом, эта критическая точка имеет сходство с тройной точкой, из которой также выходят три линии. Ее можно назвать трикритической точкой, подчеркивая ее отличие от «обычной» критической точки, и можно сказать, что в трикритической точке фазовый переход второго рода (λ -переход) становится фазовым переходом первого рода. Точки такого типа были найдены также и в фазовых диаграммах других систем, например, в диаграмме зависимости намагниченности от температуры некоторых сильно анизотропных антиферромагнетиков, аналогичных FeCl_2 . Более подробное сравнение

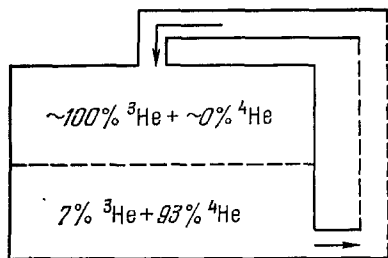


Рис. 6. Принципиальная схема холодильной машины, основанной на растворении ^3He в ^4He .

^3He , откачиваемый из нижней фазы раствора, пополняется за счет верхней фазы. Вводя откачиваемый ^3He в верхнюю фазу, получаем машину непрерывного действия. Штриховыми линиями указаны опущенные части холодильной машины.

поведения раствора гелия и смеси твердых сфер вблизи трикритической точки обнаруживает сходство в главном и незначительные различия, которые обусловлены, по-видимому, приближениями, используемыми при вычислении Z для смеси твердых сфер²⁷.

Для смеси твердых сфер критическая точка фазового расслоения остается на λ -линии при всех $P > P_c$. Это соответствует результатам, полученным в последнее время Джонсоном³³ и Лаи³⁴ для растворов гелия, по крайней мере при давлениях выше 20 атм. Таким образом, нет, по-видимому, никаких указаний на то, что при любом давлении $P > P_c$ растворы жидкого гелия вели бы себя так, как показано на рис. 3, а — они всегда демонстрируют трикритическую точку. Имеются указания

на то, что критическая точка, наподобие указанной на рис. 3, а, могла бы существовать в антиферромагнетиках, упомянутых выше²⁷.

При более подробном рассмотрении поведения раствора гелия и смеси твердых сфер в зависимости от давления оказывается, что они ведут себя неодинаково как около трикритической точки, так и в окрестности 0 К. Вероятно, это обусловлено очень несовершенным включением в модель отталкивательной части взаимодействия между частицами.

2. Неполное фазовое расслоение при абсолютном нуле температур — основа холодильных машин, использующих гелиевые растворы. В такой холодильной машине ^3He откачивается из нижней фазы раствора, содержащей небольшое количество ^3He , а эта фаза пополняется из верхней, обогащенной ^3He (рис. 6). Атомы ^3He выполняют работу при переходе из верхней фазы в нижнюю, поэтому нижняя фаза раствора ^3He — ^4He пополняется предпочтительно за счет атомов ^3He верхней фазы с более высокой энергией. Следовательно, атомы ^3He с более высокой энергией откачиваются, а атомы ^3He с более низкой энергией остаются. Другими словами, раствор гелия охлаждается. Возвращая откачанный ^3He в верхнюю фазу раствора, получаем холодильную машину непрерывного действия, которая может поддерживать температуру порядка 0,015 К и ниже в течение длительного периода времени (порядка недели)³⁵. Чтобы оценить важность неполного фазового расслоения при 0 К, надо осознать, что в случае полного фазового расслоения в 0 К концентрация ^3He в нижней фазе уменьшалась бы до нуля с понижением температуры и можно было бы поддерживать «всего лишь» температуру около 0,3 К.

3. Вблизи 0 К можно вычислить F и g до более высоких степеней a , фактически до членов порядка $a^{5/3}$, используя уточненные возмущенные собственные значения энергии $E_j^{(1)}$ ^{26, 28}. В этом случае учитывается воз-

буждение фононов в бозе-компоненте, что не делалось в предыдущих вычислениях. Эти более точные вычисления подтверждают не только существование фазового расслоения (действительно, при этом величина критической плотности даже понижается, так что возрастает тенденция к фазовому расслоению), но также и поведение $x_0(T)$ и $x_i(T)$ вблизи 0 К, как указывалось выше.

Такие вычисления подсказывают также принципиальную возможность еще одного обусловленного квантовой статистикой явления в бозе-фермиевских смесях твердых сфер и поэтому, возможно, в гелиевых растворах. Это явление, названное сверхподвижностью²⁸, заключается в образовании связанных пар фермионов при достаточно низкой концентрации фермионов и температуре. Этот процесс аналогичен образованию электронного конденсата, так называемых куперовских пар, — в сверхпроводнике. Связанные пары фермионов будут двигаться в растворе, при наличии градиента (фермионной) концентрации, без трения, точно так же как (куперовские) пары электронов движутся без сопротивления в сверхпроводнике под влиянием электрического поля. Фазовый переход из термодинамического состояния, в котором фермионы раствора не спарены, в термодинамическое состояние, где они спарены, можно наблюдать в принципе по небольшому пику удельной теплоемкости или по сингулярности магнитной проницаемости. Гораздо более реалистичное обсуждение этого явления, так же как и других аспектов низкотемпературной части фазовой диаграммы (ниже 0,4 К), было сделано Бардином, Баймом и Пайнсом³⁶ на основе полуфеноменологической модели гелиевых растворов³⁷.

ВЫВОДЫ

Следуя аргументации Эйнштейна и Лондона, я старался показать, что статистика Бозе — Эйнштейна очень важна для понимания свойств сверхтекучего ^4He , тогда как статистика Ферми — Дирака очень существенна для понимания свойств ^3He . Без учета взаимодействия между атомами гелия нельзя понять основные свойства растворов ^3He — ^4He при постоянном давлении. Поэтому берется следующая очень простая модель растворов ^3He — ^4He : бинарная смесь, состоящая из твердых сфер двух типов, подчиняющихся соответственно, статистикам Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна. Эта модель правильно предсказывает наиболее удивительные особенности фазовых диаграмм зависимости концентрации от температуры для гелиевых растворов. В частности, статистика Бозе — Эйнштейна ^4He ответственна за фазовое расслоение гелиевых растворов при низких температурах, которое начинается в своеобразной критической точке, тогда как статистика Ферми — Дирака ^3He приводит к неполному фазовому расслоению вблизи абсолютного нуля температур, что позволяет успешно работать мощному охлаждающему устройству — холодильной машине на гелиевом растворе.

ЛИТЕРАТУРА И ПРИМЕЧАНИЯ

1. Keesom W. H., Wolfke M. — Proc. K. Ned. Akad. Wet., 1928, Bd. 31, S. 90.
2. Чтобы увидеть далекое прошлое в изучении жидкого гелия, см.: Keesom W. H. Helium. — Amsterdam: Elsevier, 1942. Более современные обзоры см., например, в: Mendelsohn K. — The Quest for Absolute Zero. — N. Y.: McGraw-Hill, 1966; Keller W. E. Helium 3 and Helium 4. — N. Y.: Plenum Press, 1969.
3. Kapitza P. — Nature (London), 1938, v. 141, p. 74.
4. Allen J. F., Misener A. D. — Ibid., p. 75; Proc. Roy. Soc. London. Ser. A, 1939, v. 172, p. 467.
5. Abraham B. M., Weinstock B., Osborne D. W. — Phys. Rev., 1949, v. 76, p. 864.

6. Daunt J. G., Heer C. V.— Ibid, 1950, v. 79, p. 46.
7. Walters G. K., Fairbank W. M.— Ibid., 1956, v. 103, p. 262.
8. Пешков В. П., — ДАН СССР, 1944, т. 45, с. 365. J. Phys. (Moscow), 1944 v. 8, p. 384; 1946, v. 10, p. 389.
9. Зиновьева К. Н., Пешков В. П.— ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 1256; 1959, т. 37, с. 33.
10. См., например: De Bruyn Ouboter R., Taconis K. W., Le Pair C., Beenakker J. J. M.— Physica (Utrecht), 1960, v. 26, p. 853.
11. Bose S. N.— Zs. Phys., 1924, Bd. 26, S. 178.
12. Einstein A.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin, 1924, Bd. 22, S. 261; 1925, Bd. 23, S. 3, 18.
13. См. современные учебники и по статистической механике, в которых рассмотрены этот и другие вопросы, обсуждаемые в данной статье: Kestin J., Dorfman J. R. A Course in Statistical Thermodynamics.— N. Y. Academic Press, 1971, Huang K. Statistical Mechanics.— N. Y.: J. Wiley, 1963; Reif F., Fundamentals of Statistical and Thermal Physics.— N. Y.: McGraw-Hill, 1965.
14. Fermi E.— Rend. R. Accad. Lincei, 1926, v. 3, p. 145; Zs. Phys. 1926, Bd. 36, S. 902.
15. Дирак П. А. М., — Proc. Roy. Soc. London. Ser. A, 1926, v. 112, p. 661.
16. В действительности, Эйнштейн также пытался объяснить то, что наблюдаемая удельная теплоемкость электронов была много меньше предсказываемой в то время теоретически, предполагая, что конденсация Бозе — Эйнштейна уменьшила число термально активных электронов. Правильное объяснение, основанное на том факте, что электроны являются элементарными частицами со спином $1/2$ и подчиняются статистике Ферми — Дирака, а не Бозе — Эйнштейна, было дано А. Зоммерфельдом: Zs. Phys., 1928, Bd. 47, S. 1,
17. London F.— Nature (London), 1938, v. 141, p. 643; Phys. Rev., 1938, v. 54, p. 947; J. Phys. Chem., 1939, v. 43, p. 49; J. Chem. Phys., 1943, v. 11, p. 203.
18. London F. Superfluids — N. Y.: Dover 1954,—V. 2.
19. Цитируется в: Hammett E. F.— In: Progress in Low Temperature Physics/ Ed. C. J. Gorter.— Amsterdam: North-Holland, 1955.— V. 1, p. 106, ref. 12.
20. См. также Goldstein L.— Phys. Rev. 1954, v. 95, p. 869.
21. Heer C. V., Daunt J. G.— Ibid. 1951, v. 81, p. 447.
22. Bogolubov N.— J. Phys. (Moscow), 1947, v. 2, p. 23.
23. Huang K., Yang C. M.— Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 767. Lee T. D., Yang C. N.— Ibid., p. 1119. Lee T. D., Huang K., Yang C. N., — Ibid., 1957, v. 106, p. 1135. Lee T. D., Yang C. N.— Ibid., 1958, v. 112, p. 1419. Huang K. In: Studies in Statistical Mechanics/Ed. J. de Boer, G. E. Uhlenbeck.— Amsterdam: North-Holland, 1964. — V. 2, p. 3.
24. Yang C. N.— Physica (Utrecht), 1960, v. 26 (Suppl.), p. S49; Acta Univ. Watislav., 1970, No. 141.
25. Cohen E. G. D., van Leeuwen J. M. J.— Physica (Utrecht), 1960, v. 26, p. 1171.
26. van Leeuwen J. M. J., Cohen E. G. D.— Phys. Rev., 1968, v. 176, p. 385.
27. Kincaid J. M., Cohen E. G. D., — Phys. Rept., 1975, 22C, p. 58.
28. Cohen E. G. D., van Leeuwen J. M. J.— Physica (Utrecht), 1961, v. 27, p. 1157.
- van Leeuwen J. M. J., Cohen E. G. D.— In: Proc. of 8th Intern. Conference Low Temperature Physics, 1962.— P. 43.
29. Edwards D. O., Brewer D. F., Seligman P., Skertic N., Yaqub M.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 773.
30. Edwards D. O., Daunt J. G.— Phys. Rev., 1961, v. 124, p. 640.
31. Graf E. H., Lee D. M., Reppy J. D.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 417.
32. См., например: King M. B. Phase Equilibrium in Mixtures. — Lnd.: Pergamon Press, 1969,— Ch. 2.
33. Johnson R. L. Thesis.— Stony Brook State University of New York, 1973.
34. Lai C. M., Thesis.— Stony Brook: State University of New York, 1973.
35. См., например: Wheatley J. C.— Am. J. Phys., 1968, v. 36, p. 181.
36. Bardeen J., Baym G., Pines D.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 372; Phys. Rev., 1967, v. 156, p. 207.
37. Обзор см. в: Ebner C., Edwards D. O.— Phys. Rept. 1971, v. 2C, p. 77.
38. Автор благодарен профессору С. А. Гаудсмиту за полезные замечания.

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

535.4.05

ЛЕКЦИОННЫЕ ОПЫТЫ ПО ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЧАСТИЧНО
КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА

Хотя уже известно большое количество лекционных опытов по интерференции света (см., например, ¹⁻⁴), разработка новых демонстраций продолжает оставаться актуальной задачей. Во-первых, описанные в литературе установки рассчитаны, как правило, для визуального наблюдения интерференционной картины на аудиторном экране, и, хотя опыты порою весьма эффектные, они не дают достаточно точной количественной информации о распределении интенсивности. Во-вторых, они не позволяют в процессе показа опытов изменять статистические параметры излучения (время когерентности τ и др.) и, тем самым, например, не дают возможности наглядно проиллюстрировать тот важный факт, что видимость наблюдаемых интерференционных полос существенно зависит от соотношения между τ и постоянной времени регистрирующего прибора τ_0 .

В самом деле, при обычно принятом в курсах общей физики упрощенном подходе, когда пренебрегается амплитудными флуктуациями ¹⁻³, регистрируемая прибором интенсивность суммарного поля при интерференции двух волн с интенсивностями $I_{1,2}$ равна

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \frac{1}{\tau_0} \int_t^{t+\tau_0} p \cos \Delta\varphi dt; \quad (1)$$

здесь $\Delta\varphi$ — разность фаз колебаний, p — параметр, зависящий от поляризации волн (например, если интерферирующие волны линейно поляризованы под углом ψ друг к другу, то $p = \cos \psi$); значение τ_0 характеризует инерционность способа наблюдения. В оптике, как правило (при наблюдении глазом, фотографировании), $\tau_0 \gg \tau$, и в случае независимых источников интерференция не наблюдается. Однако при малоинерционном наблюдении ($\tau_0 < \tau$), например, с использованием фотоэлектронных преобразователей, интерференцию можно получить и с независимыми источниками. Поэтому представляется полезным поставить опыты, при демонстрации которых соотношение между τ_0 и τ можно варьировать в широких пределах, как это сделано при моделировании интерференционных опытов в радиодиапазоне ⁵.

Наконец, желательно иметь установку, которая позволяет реализовать не только предельные случаи полностью когерентных (раздвоение источников) или полностью некогерентных (независимые источники) волн, но и плавно регулировать степень когерентности.

С учетом вышесказанного авторами настоящей заметки была разработана установка, которая, на наш взгляд, может быть полезной и для других демонстрационных кабинетов. Основные особенности ее заключаются в следующем: а) при помощи специального модулятора, изменяющего оптический путь одного из лучей, или с применением двух источников с регулируемой относительной интенсивностью синтезируются излучения с перестраиваемыми статистическими характеристиками (степень и время когерентности и др.); б) для получения более точной количественной информации одномерное яркостное распределение в интерференционной картине переводится в «поперечное» — вертикальное отклонение луча на экране осциллографа.

Основным элементом установки является несколько модернизированный интерферометр Маха — Цендера ⁶. С незначительными видоизменениями установка позволяет показывать различные серии опытов. Одна из возможных схем установки показана на рис. 1, где 1 — источник света (ЛГ-55 или другие лазеры непрерывного действия в одномодовом режиме), 2 — полупрозрачные делительные кубики (20×20 мм), 3 — глухие зеркала с внешним покрытием (диаметром 20 мм), 4 — устройство «поперечной» развертки, 5 — осциллограф (С1-19).

Одно из достоинств интерферометра Маха — Цендера состоит в том, что он имеет два отдельных выхода; второй выход при желании можно использовать для одновременного (визуального) наблюдения интерференционной картины в яркостном виде на экране 7; для получения увеличенной картины служит объектив 6.

Устройство 4 состоит из сканирующей системы, которая периодически разворачивает выходящий из интерферометра световой пучок относительно неподвижной оптической щели 4б (УФ-2). В качестве такой системы мы использовали прибор М-320 — электромагнитную головку системы регистрации многоканальных самописцев, на оси рамки которого крепилось зеркальце 4а с малым моментом инерции. Далее световой

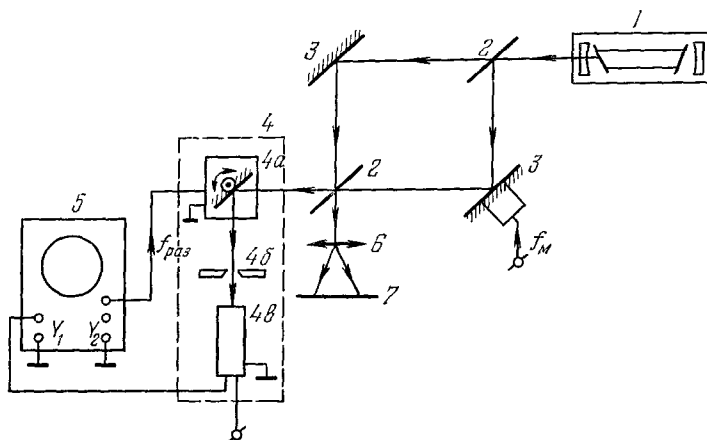


Рис. 1.

поток поступает на фотоэлектронный умножитель 4в (ФЭУ-27), электрический сигнал с которого подается на осциллограф. При этом развертка луча на экране осциллографа синхронизована со сканированием зеркала (более подробно применение подобного устройства для наблюдения распределения освещенности в дифракционной картине описывается в 7).

Время усреднения τ_0 подобного регистрирующего прибора определяется, очевидно, шириной щели d и угловой скоростью сканирования зеркала Ω , а именно $\tau_0 = d/l\Omega$, где l — расстояние от зеркала 4а до щели; в нашей установке было $\Omega \leq 20 \text{ с}^{-1}$ и $\tau_0 \geq 10^{-4} \text{ с}$.

Переходя к описанию предлагаемых опытов, заметим, что при небольших разностях длин плеч интерферометра когерентность интерферирующих лучей в схеме на рис. 1 практически полная и разность фаз $\Delta\varphi$ в формуле (1) не зависит от времени; видимость интерференционной картины V при этом равна 1. Для получения (моделирования) частичной когерентности в качестве первого способа предусмотрено искусственное изменение $\Delta\varphi$ во времени путем перемещения одного из «глухих» зеркал — при помощи пьезокерамического цилиндра (выполненного из титаната бария), к которому подается напряжение от низкочастотного генератора (мы использовали ГЗ-33). При этом эффективное время когерентности τ определяется, очевидно, периодом модулирующего напряжения (T), а видимость интерференционной картины V будет зависеть от величины модуляции фазы ($\Delta\varphi_m$) и соотношения между τ_0 и T . Количественно значение V проще всего рассчитать в случае линейного (точнее, пилообразного) изменения $\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi_0 + \alpha t$, где $\alpha = \Delta\varphi_m/T$. Считая, для определенности, что развертка начинается с $t = 0$, для интеграла в интерференционном члене в (1) имеем

$$\frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} \cos \Delta\varphi dt = \frac{\sin(\alpha\tau_0/2)}{\alpha\tau_0/2} \cos\left(\Delta\varphi_0 + \frac{\alpha\tau_0}{2}\right).$$

Таким образом, видимость интерференционной картины, «проявляющейся» в результате вариации $\Delta\varphi_0(t)$, из-за сканирования зеркала 4а, оказывается здесь равной $V = \sin(\alpha\tau_0/2)/\alpha\tau_0/2$, и при $\alpha\tau_0 \ll \pi$ имеем $V \rightarrow 1$, а при $\alpha\tau_0 \geq 2\pi$ $V \rightarrow 0$. В частности, для $\Delta\varphi_m \approx 2\pi$ интерференционный член в (1) практически исчезает начиная с $\tau_0 \geq T$. Нетрудно видеть, что качественно аналогичные результаты получаются и для других законов модуляции $\Delta\varphi(t)$, в том числе для синусоидального ($\Delta\varphi(t) = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_m \times \cos 2\pi f_m t$), что проще реализовать в эксперименте (как и было в наших опытах).

В качестве примера на рис. 2 приведены осциллограммы снятых с экрана осциллографа интерференционных картин для нескольких значений f_M (при фиксированных τ_0 и $\Delta\Phi_M \approx 2\pi$; $p = 1$, $I_1 = I_2$); а) $f_M = 0$, при этом $V \approx 1$; б) $f_M = 15$ кГц; в) $f_M = 20$ кГц; здесь уже $V \rightarrow 0$ и интерференционные полосы практически исчезают.

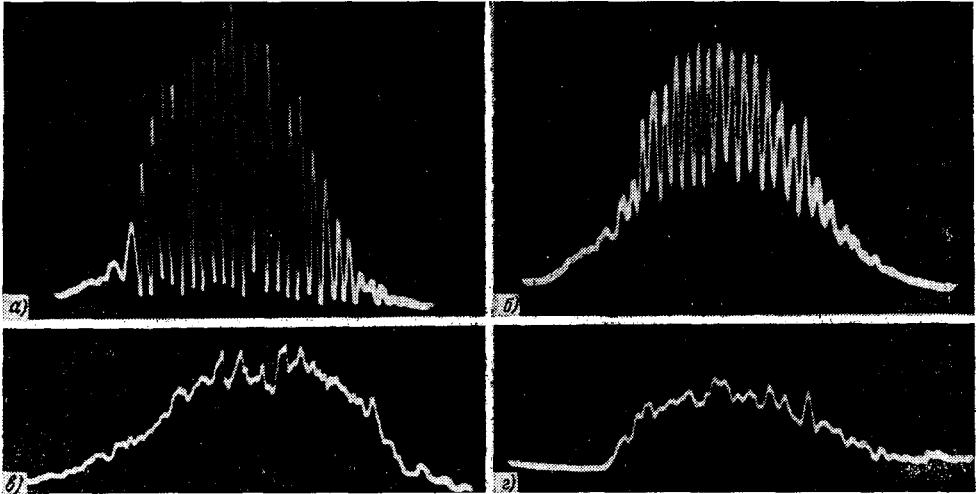


Рис. 2.

(Наблюдающиеся на рис. 2, в небольшие выбросы интенсивности на гауссовом фоне вызваны неравномерностью самих лазерных пучков и присутствуют также в одиночном пучке (рис. 2, г).

Аналогичные картины получаются также, если при фиксированной частоте f_M варьировать амплитуду колебания зеркала и соответственно модуль $\Delta\Phi$ и степень когерентности лучей; в наших опытах значение $\Delta\Phi_M$ достигало 4π *).

При другом способе получения частично когерентных волн в одно из плеч интерферометра с помощью дополнительной полупрозрачной пластинки 2' подается излучение от второго лазера, идентичного первому (рис. 3). При помощи attenuаторов 8 и 9 суммарная интенсивность света в нижнем плече (I_2) поддерживалась равной I_1 . Тогда, как известно (см., например, ²), степень когерентности (и соответственно видимость интерференционной картины) просто равна отношению I_2/I_1 , где I_2 соответствует мощности, поступающей от второго лазера.

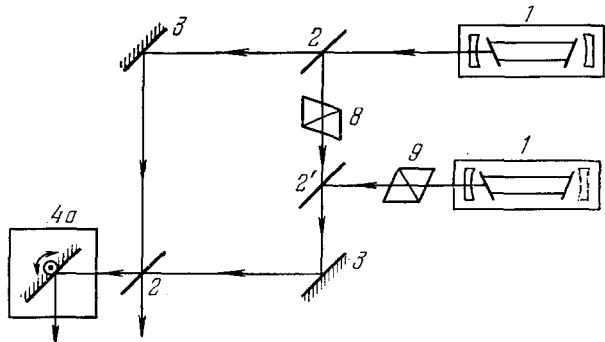


Рис. 3.

В качестве attenuаторов нами были использованы системы из двух близко расположенных дихроичных поляризаторов (с коэффициентом деполаризации $\sim 0,01$), поворотом одного из которых регулировалась интенсивность проходящего через него излу-

*) Заметим, что, в принципе, в вышеописанной серии опытов ухудшение видимости интерференционной картины из-за колебания зеркала можно интерпретировать так же, как результат эффекта Доплера при отражении от движущегося зеркала. Однако в условиях нашего эксперимента соответствующий доплеровский сдвиг частоты был много меньше ширины линии излучения лазера, поэтому физически более адекватной представляется использованная выше «квазистатическая» трактовка опыта, как следствие модуляции разности фаз $\Delta\Phi(t)$ (см., например, ⁸).

чения, а другой (дальний по ходу луча) фиксировал начальное направление поляризации излучения. Система регистрации при этом та же, что и выше, и на рисунке не показана, время когерентности τ , определяемое здесь шириной линии излучения лазеров, было порядка 10^{-7} с, так что наблюдение было сильно инерционным ($\tau_0 \gg \tau$). В результате, пока работает только первый (верхний) источник, здесь имеет место полная когерентность интерферирующих лучей, и интерференционная картина имеет такой же вид, как на рис. 2, а. По мере увеличения доли мощности, подводимой от второго лазера, степень когерентности плавно уменьшается и получаются картины, подобные указанным на рис. 2, б, в.

В вышеуказанных опытах поляризационный параметр p в (1) был равен 1. Поставив в одном из плеч четвертьволновую пластинку и поляризатор (в качестве которого мы снова использовали поляроидную пленку), можно продемонстрировать зависимость интерференционной картины от угла между плоскостями поляризации. При $I_1 = I_2$ (для этого в другом плече необходимо добавить attenuator) снова получаем осциллограммы, подобные рис. 2, а ($\psi = 0$), рис. 2, б ($\psi \approx \pi/4$) или рис. 2, в ($\psi = \pi/2$). В последнем случае представляется поучительным дополнительно показать, что если на пути выходящего из интерферометра луча поставить еще один поляроид, то интерференционная картина вновь появляется. Максимальная видимость получается, если дополнительный поляризатор ориентировать под углом 45° по отношению к плоскостям поляризации обоих лучей. Этот опыт иллюстрирует тот факт, что понятие когерентности распространяется и на случай ортогональных в пространстве полей.

Г. С. Егоров, С. Н. Менсов, Н. С. Степанов

Горьковский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Горелик Г. С. Колебания и волны.— М.: Гостехиздат, 1950.
2. Ландсберг Г. С. Оптика.— 5-е изд.— М.: Наука, 1976.
3. Калитеевский Н. И. Волновая оптика.— 2-е изд.— М.: Высшая школа, 1978.
4. Лекционные демонстрации по физике /Под ред. В. И. Ивероной.— 2-е изд.— М.: Наука, 1972.
5. Егоров Г. С., Мякишев В. А., Степанов Н. С.— УФН, 1978, т. 124, с. 719.
6. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
7. Егоров Г. С., Менсов С. Н.— Физика. Вып. 7.— М.: Высшая школа, 1979.
8. Горелик Г. С.— УФН, 1948, т. 34, с. 321.