1968 г. Апрель *Том 94, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.128.53/.55

СВОЙСТВА He^3 И ЕГО РАСТВОРОВ В He^4

В. П. Пешков

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 607
1. Общие свойства. Диаграммы $\rho - T$, $p - T$, $\nu - T$ 608
2. Показатель преломления и диэлектрическая постоянная 612
3. Сжимаемость и тепловое расширение 612
4. Поверхностное натяжение 614
5. Адсорбция 614
6. Звук в гелии, нулевой звук 615
7. Второй звук 616
8. Теплоемкость 616
9. Теплоты фазовых переходов 618
10. Энтропийная диаграмма He^3 619
11. Магнитные свойства 620
12. Время релаксации 621
13. Самодиффузия в He^3 622
14. Диффузия и теплопроводность в растворах He^3 в He^4 623
15. Теплопроводность He^3 624
16. Скачок Капицы 626
17. Вязкость 627
18. Опыты по поиску перехода жидкого He^3 в сверхтекучую фазу 628
19. Теоретические оценки 630
20. Применение He^3 для получения очень низких температур 633
Заключение 637
Цитированная литература 637

ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени He^3 могли наблюдать только в виде отдельных атомов в камере Вильсона или при помощи масс-спектрометров большой разрешающей силы. В гелии, извлеченном из атмосферы, содержится всего $10^{-4}\%$ He^3, а в гелии из газовых источников — еще на порядок меньше. Однако после того, как в атомных реакторах стали получать в заметных количествах тритий, который после β-распада превращается в He^3, последний стал доступен для широких экспериментов, в том числе и в области физики низких температур.

Исследованию низкотемпературных свойств He^3 посвящено более 700 работ, имеется ряд обзорных статей [1-11] с изложением экспериментальных и теоретических данных о He^3 и его растворах в He^4. Естественно, что в одной статье невозможно рассмотреть все эти работы, поэтому ниже будут приведены лишь основные характеристики He^3 и его растворов в He^4, обсуждены некоторые особенности его свойств, связанные главным образом с квантовой природой жидкого гелия, и оценены преимущества применения He^3 для получения температур намного ниже 1° K.

1. ОБЩИЕ СВОЙСТВА. ДИАГРАММЫ $\rho - T$, $p - T$, $\nu - T$

По своим общим свойствам He^3 очень схож с He^4, однако наличие у него ядерного спина, равного 1/2, и магнитного момента, равного $1{,}07 \cdot 10^{-23}$ *эрг/гс* (0,7618 момента протона), при низких температурах приводит к ряду специфических особенностей. Поскольку He^3 обладает самым легким (из благородных газов) ядром и взаимодействие между атомами у него наименьшее, он сжижается последним из газов и в жидком состоянии имеет среди них наименьшую атомарную плотность. Она почти в 3 раза меньше, чем у водорода, и в 1,3 раза меньше, чем у He^4. Зависимость плотности He^3 от температуры в условиях равновесия фаз и для некоторых давлений жидкой и газообразной фаз приведена на рис. 1. Кривые построены по данным Керра [12], Пешкова [13], Грили и Миллса [14], Райвса и Мейера [15] и Уокера и Фербенка [16].

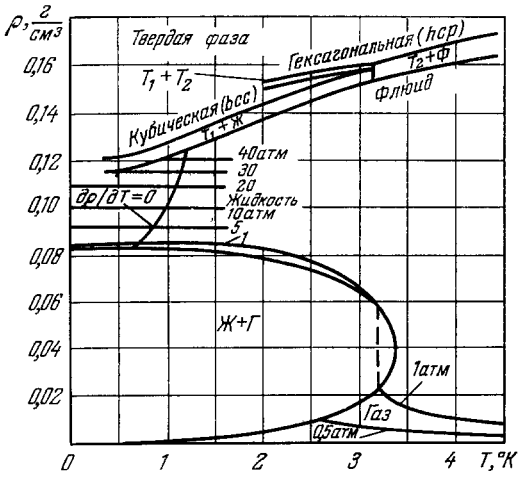

Рис. 1. Зависимость плотности He^3 от температуры.

Как видно из рисунка, в жидкой фазе при давлении насыщенных паров при 0,5° К, а при повышенных давлениях при более высокой температуре наблюдаются максимумы плотности — линия $\partial\rho/\partial T = 0$, что приводит к резкому уменьшению тепловой конвекции и, вследствие этого, к существенному уменьшению теплопередачи — весьма неприятному эффекту, с которым приходится считаться при работах с He^3. He^3, как и He^4, остается жидким вплоть до абсолютного нуля температур. При повышенных давлениях наблюдено три фазы твердого гелия: кубическая объемноцентрированная (*bcc*), плотноупакованная гексагональная (*hcp*) и кубическая гранецентрированная (*fcc*). Тройная точка сосуществования жидкой и двух твердых фаз находится при $T = 3{,}15°$ К и $p = 140$ *атм*. На рис. 2 приведена $p - T$-диаграмма He^3 и He^4. Из этой диаграммы видно, что при еще более высоких температурах и давлениях в твердых He^3 и He^4 наблюдаются переходы в кубическую гранецентрированную (*fcc*) твердую фазу. По данным Шача и Миллса [17], тройные точки переходов лежат для He^3 при $T = 15{,}98°$ К и $p = 1341$ *атм*, а для He^4 — при $T = 14{,}9°$ К и $p = 1100$ *атм*.

Измерение плотности жидких растворов He^3 в He^4 производила Птуха [18]. По ее данным, оказалось, что приблизительно аддитивными будут плотности $\rho_\nu = \rho_3\nu + \rho_4(1 - \nu)$, а не молярные объемы, как должно было бы быть в случае идеальных растворов. Здесь ρ_ν — плотность раствора с молярной концентрацией He^3 $\nu = He^3/(He^3 + He^4)$, ρ_3 — плотность He^3, ρ_4 — плотность He^4. Температуры и давления при этом одинаковы. На рис. 2 кривые упругости пара кончаются в критических точках, которые, по измерениям [13, 19], для He^4 соответствуют $T_к = 5{,}20°$ К и $p_к = 2{,}26$ *атм*, а для He^3 — $T_к = 3{,}38°$ К и $p_к = 1{,}22$ *атм*. Кривая перехода жидкого He^4 из сверхтекучего состояния в нормальное, так называемая λ-линия, от $T_\lambda = 2{,}172°$ К и $p_\lambda = 37{,}8$ *мм* рт. ст. — давления насыщенных паров [20] идет до пересечения с кривой

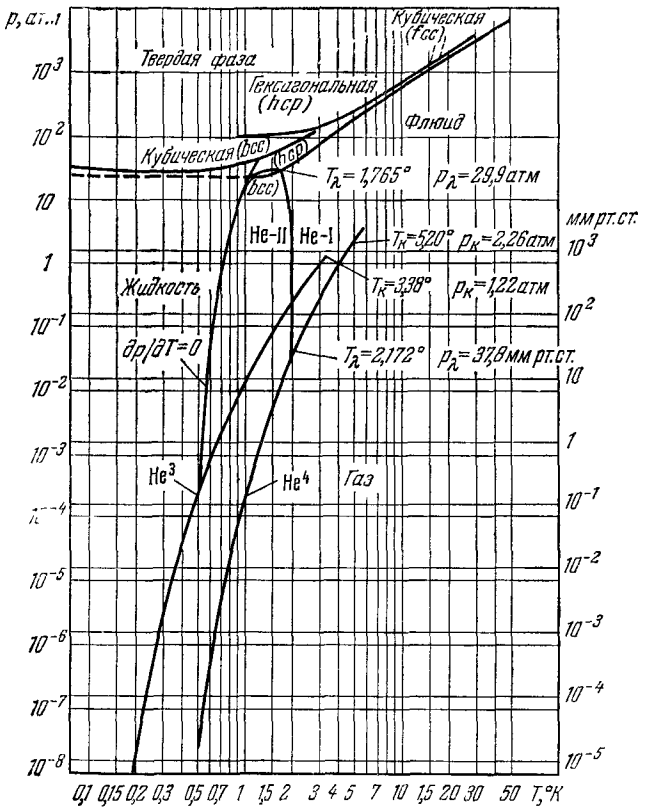

Рис. 2. p — T-диаграмма He^3 и He^4.

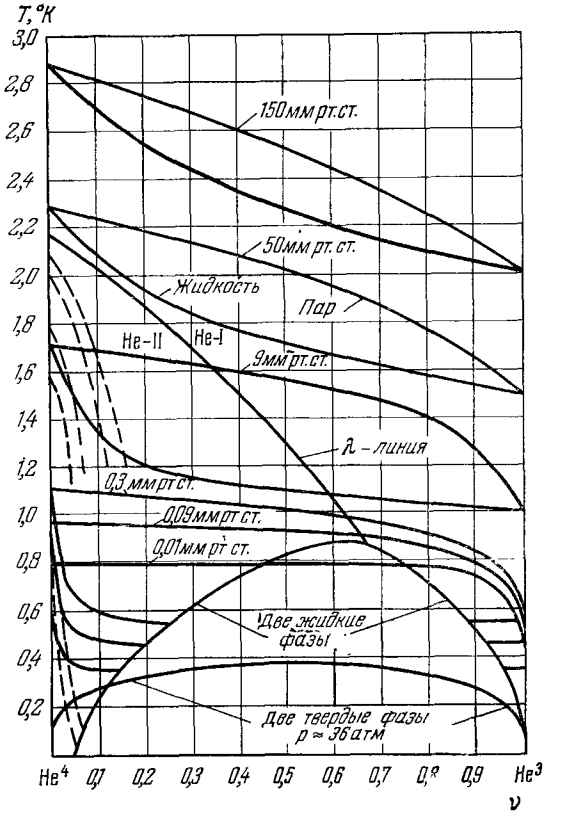

Рис. 3. T — ν-диаграмма He^3 и He^4.

Упругость паров He^3 в соответствии

T, °K	0,000	0,005	0,010	0,015	0,020	0,025	0,030	0,035	0,040	0,045
							Давление в микронах			
0,2	0,0121	0,0173	0,0245	0,0339	0,0464	0,0628	0,0837	0,1106	0,1445	0,1869
0,3	1,8821	2,2361	2,6432	3,1104	3,6429	4,2485	4,9344	5,7085	6,5788	7,5535
0,4	28,191	31,285	34,640	38,273	42,200	46,438	51,002	55,912	61,183	66,834
0,5	159,66	171,42	183,84	196,93	210,71	225,21	240,46	256,48	273,29	290,91
							Давление в миллиметрах			
0,6	0,5460	0,5754	0,6060	0,6377	0,6707	0,7049	0,7404	0,7772	0,8153	0,8547
0,7	1,3855	1,4433	1,5029	1,5641	1,6272	1,6920	1,7587	1,8272	1,8977	1,9700
0,8	2,9004	2,9979	3,0978	3,2000	3,3045	3,4114	3,5207	3,6324	3,7466	3,8632
0,9	5,3188	5,4675	5,6191	5,7736	5,9309	6,0912	6,2544	6,4207	6,5899	6,7623
1,0	8,8661	9,0776	9,2922	9,5098	9,7304	9,9552	10,184	10,415	10,651	10,890
1,1	13,762	14,046	14,334	14,626	14,921	15,221	15,526	15,834	16,146	16,462
1,2	20,218	20,585	20,957	21,333	21,714	22,099	22,489	22,884	23,283	23,686
1,3	28,437	28,898	29,365	29,835	30,311	30,792	31,278	31,768	32,265	32,765
1,4	38,621	39,184	39,754	40,329	40,910	41,496	42,087	42,684	43,286	43,895
1,5	50,960	51,637	52,320	53,009	53,704	54,405	55,110	55,823	56,542	57,267
1,6	65,645	66,444	67,250	68,063	68,881	69,705	70,536	71,375	72,218	73,069
1,7	82,863	83,793	84,731	85,675	86,626	87,585	88,549	89,521	90,499	91,486
1,8	102,79	103,87	104,94	106,03	107,12	108,22	109,33	110,45	111,57	112,70
1,9	125,62	126,84	128,07	129,31	130,55	131,80	133,06	134,33	135,60	136,89
2,0	151,52	152,90	154,29	155,68	157,09	158,50	159,92	161,35	162,78	164,23
2,1	180,67	182,22	183,77	185,34	186,91	188,49	190,08	191,68	193,28	194,90
2,2	213,25	214,97	216,70	218,44	220,19	221,95	223,72	225,50	227,28	229,08
2,3	249,43	251,34	253,26	255,18	257,12	259,06	261,02	262,98	264,95	266,94
2,4	289,40	291,50	293,61	295,73	297,86	300,00	302,15	304,31	306,48	308,67
2,5	333,33	335,63	337,95	340,27	342,61	344,95	347,31	349,68	352,05	354,44
2,6	381,42	383,93	386,46	389,00	391,55	394,11	396,68	399,27	401,86	404,47
2,7	433,86	436,60	439,36	442,12	444,89	447,68	450,48	453,29	456,11	458,94
2,8	490,88	493,86	496,84	499,84	502,85	505,88	508,91	511,96	515,02	518,09
2,9	552,70	555,92	559,16	562,41	565,67	568,94	572,22	575,52	578,83	582,16
3,0	619,59	623,07	626,57	630,08	633,60	637,13	640,68	644,25	647,82	651,41
3,1	691,83	695,58	699,36	703,14	706,94	710,76	714,59	718,43	722,29	726,16
3,2	769,74	773,80	777,86	781,95	786,04	790,15	794,28	798,43	802,59	806,76
3,3	853,72	858,09	862,47	866,87	871,28	875,71				

кристаллизации при $T_\lambda = 1{,}765°$ K и $p_\lambda = 29{,}9$ *атм* [21]. Кривые упругости паров на рис. 2 приведены на основе принятой в качестве международной шкалы температур 1958 г. для He^4 (T_{58}) [22] и по шкале температур 1962 г. [23] для He^3. Шкала температур для He^3 определена от 0,2° K до критической точки и соответствует уравнению

$$\ln p_3 = \frac{-2{,}49174}{T} + 4{,}80386 - 0{,}286001T + 0{,}198608T^2 - \\ - 0{,}0502237T^3 + 0{,}00505486T^4 + 2{,}24846 \ln T,$$

где p_3 — давление в миллиметрах ртутного столба при 0° C и ускорении силы тяжести $g = 980{,}665$ *см/сек*^{2}. В табл. I приведена упругость паров He^3 на основе вышеприведенной формулы, но пересчитанная на температуру 20° C и ускорение силы тяжести 981,56 *см/сек*^{2}.

Кривая плавления He^3 в интервале от 1 до 3,15° K (фазового перехода твердого He^3 из кубической в гексагональную фазу) представляется уравнением

$$p = 24{,}559 + 16{,}639T^2 - 2{,}0659T^3 + 0{,}11212T^4,$$

где p — давление в атмосферах. По утверждению авторов [24], стандартное отклонение от этой формулы составляет 0,061 *атм*.

Таблица I

с температурной шкалой T_{62} [23]

0,050	0,055	0,060	0,065	0,070	0,075	0,080	0,085	0,090	0,095
ртутного столба									
0,2394	0,3040	0,3829	0,4784	0,5933	0,7306	0,8935	1,0859	1,3118	1,5755
8,6424	9,8557	11,203	12,695	14,343	16,159	18,154	20,341	22,735	25,347
72,884	79,351	86,256	93,616	101,45	109,79	118,64	128,03	137,98	148,52
309,38	328,71	348,94	370,08	392,17	415,23	439,28	464,35	490,48	517,67
ртутного столба									
0,8955	0,9377	0,9814	1,0265	1,0730	1,1212	1,1709	1,2221	1,2749	1,3294
2,0443	2,1205	2,1988	2,2791	2,3614	2,4459	2,5324	2,6211	2,7120	2,8051
3,9824	4,1041	4,2284	4,3553	4,4849	4,6171	4,7519	4,8895	5,0298	5,1729
6,9376	7,1161	7,2977	7,4825	7,6704	7,8616	8,0560	8,2536	8,4546	8,6588
11,132	11,379	11,629	11,882	12,139	12,401	12,666	12,933	13,206	13,483
16,783	17,106	17,435	17,768	18,105	18,446	18,792	19,142	19,496	19,855
24,094	24,507	24,925	25,348	25,774	26,206	26,643	27,084	27,531	27,982
33,271	33,783	34,299	34,820	35,348	35,880	36,418	36,960	37,509	38,061
44,509	45,128	45,753	46,384	47,021	47,662	48,310	48,964	49,624	50,288
57,997	58,734	59,477	60,227	60,982	61,743	62,512	63,286	64,066	64,853
73,927	74,790	75,660	76,538	77,421	78,311	79,208	80,111	81,022	81,939
92,479	93,479	94,485	95,499	96,520	97,548	98,582	99,625	100,68	101,73
113,84	114,98	116,13	117,29	118,46	119,63	120,82	122,01	123,20	124,41
138,18	139,48	140,78	142,10	143,42	144,75	146,09	147,43	148,79	150,15
165,68	167,14	168,61	170,09	171,58	173,07	174,58	176,09	177,61	179,14
196,52	198,16	199,80	201,45	203,11	204,78	206,45	208,14	209,84	211,54
230,88	232,69	234,52	236,35	238,19	240,04	241,90	243,77	245,65	247,54
268,93	270,93	272,95	274,97	277,00	279,04	281,09	283,16	285,23	287,31
310,86	313,06	315,27	317,49	319,72	321,96	324,22	326,48	328,75	331,04
356,84	359,25	361,67	364,10	366,54	368,99	371,46	373,93	376,42	378,91
407,08	409,71	412,35	415,00	417,66	420,33	423,02	425,71	428,42	431,13
461,79	464,64	467,51	470,39	473,28	476,18	479,10	482,03	484,97	487,92
521,18	524,27	527,38	530,50	533,64	536,78	539,94	543,11	546,30	549,49
585,50	588,85	592,21	595,58	598,97	602,38	605,79	609,22	612,66	616,12
655,02	658,64	662,27	665,91	669,57	673,25	676,93	680,64	684,35	688,08
730,05	733,95	737,87	741,80	745,75	749,71	753,69	757,68	761,69	765,71
810,95	815,16	819,38	823,61	827,87	832,14	836,42	840,72	845,04	849,37

На рис. 3 представлена T — ν-диаграмма He^3 и He^4. Кривые равновесия жидкость — пар при температурах выше 1,5° К приведены по экспериментальным данным [25-28]. При более низких температурах кривые носят лишь ориентировочный характер и получены на основании предположения, что $p = ap_3\nu + p_4(1-\nu)$ и $\nu_п = ap_3\nu/p$, где p — давление паров над жидкостью, молярная концентрация He^3 в которой равна ν; p_3 и p_4 — соответственно давление чистых He^3 и He^4 при этой температуре; $\nu_п$ — концентрация He^3 в паровой фазе и a — константа, меняющаяся от 1,2 при $T = 2{,}1°$ до $a = 4$ при 1° К и $a = 7$ при $T = 0{,}6°$ К. Примерно такую зависимость можно предположить на основе работы Соммерса [27].

Кривые равновесия между двумя жидкими фазами *) при давлении насыщенных паров приведены на основе экспериментальных данных [28-32]. Кривые равновесия между твердыми фазами при давлении около 36 *атм* также даны на основе экспериментов [33]. Пунктирные линии означают линии термоосмотического равновесия, т. е. равновесия вдоль капилляров

*) На основе последних данных [147] при $T < 0{,}15°$ К концентрация He^3 вдоль кривой растворения определяется зависимостью $\nu = 0{,}0637(1 + 10{,}8\,T^2)$.

или пористых перегородок, через которые сверхтекучий гелий (He^4) проходит без сопротивления, а He^3 проходит во много раз медленнее. В этом случае быстро установится динамическое равновесие, соответствующее наличию градиентов температуры и концентрации, распределение которых и описывается пунктирными линиями. Следует заметить, что T — ν-диаграмма растворов He^3 в He^4 при повышенных давлениях довольно сложна, еще окончательно экспериментально не установлена [34-36], и мы ее касаться не будем.

2. ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ

На основании ряда измерений [37-40] можно заключить, что как для He^4, так и для He^3 как в жидком, так и в газообразном состоянии с достаточной точностью (отклонения менее процента) выполняется формула для молярной поляризации

$$\frac{3}{4\pi}\frac{n^2-1}{n^2+2}\frac{M}{\rho}=A \tag{1}$$

и соответственно для диэлектрической постоянной

$$\frac{3}{4\pi}\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+2}\frac{M}{\rho}=A; \tag{2}$$

здесь n — показатель преломления, ε — диэлектрическая постоянная гелия, M — молекулярный вес и ρ — плотность гелия. Для этих уравнений константа $A = 0{,}123$ *см³/моль*.

3. СЖИМАЕМОСТЬ И ТЕПЛОВОЕ РАСШИРЕНИЕ

Используя приведенные выше формулы, можно измерить сжимаемость He^3 по наблюдению смещения полос интерференции. Так, например, для

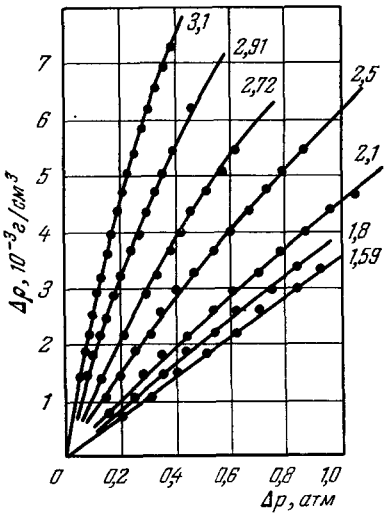

Рис. 4. Кривые сжимаемости жидкого He^3.
Цифры на кривых — T, °К.

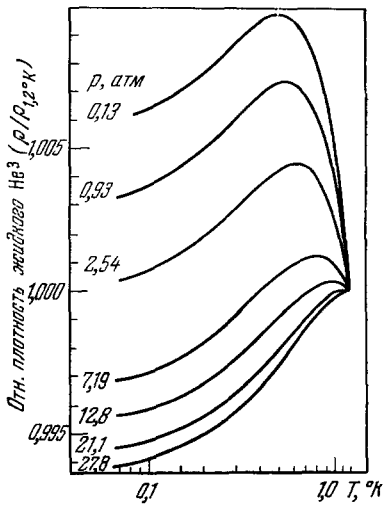

Рис. 5. Относительная плотность жидкого He^3 ($\rho/\rho_{1,2°\,K}$).

сжимаемости газообразного He^3 в области температур от 1,6° до 3,4° К и плотностей до 0,04 *г/см³* получилась зависимость [37]

$$\frac{p}{\rho}=27{,}35T-2{,}3\cdot10^3\rho+1{,}8\cdot10^4\rho^2, \tag{3}$$

Таблица II

Молярные объемы и коэффициенты теплового расширения жидкого He^3 при давлении насыщенных паров

T_{62}	V_m, см³/моль	$\alpha_3 \times 10^3$	T_{62}	V_m, см³/моль	$\alpha_3 \times 10^3$	T_{62}	V_m, см³/моль	$\alpha_3 \times 10^3$
0,00	36,8346	−0,00	0,46	36,7128	−1,98	1,45	37,4326	44,99
0,02	36,8337	−2,31	0,48	36,7117	−1,04	1,50	37,5201	48,46
0,04	36,8312	−4,28	0,50	36,7113	−0,09	1,55	37,6144	51,87
0,06	36,8275	−5,92	0,52	36,7116	+0,86	1,60	37,7151	55,65
0,08	36,8226	−7,27	0,54	36,7126	1,81	1,65	37,8219	61,00
0,10	36,8168	−8,34	0,56	36,7143	2,75	1,70	37,9339	65,60
0,12	36,8104	−9,16	0,60	36,7197	4,60	—	—	—
0,14	36,8034	−9,76	0,65	36,7302	6,82	1,80	38,201	75,10
0,16	36,7961	−10,15	0,70	36,7447	8,94	1,90	38,507	84,69
0,18	36,7885	−10,35	0,75	36,7630	10,96	2,00	38,854	94,57
0,20	36,7809	−10,38	0,80	36,7849	12,89	2,10	39,243	104,83
0,22	36,7733	−10,26	0,85	36,8103	14,76	2,20	39,680	116,84
0,24	36,7658	−10,01	0,90	36,8392	16,60	2,30	40,173	130,50
0,26	36,7586	−9,63	0,95	36,8715	18,46	2,40	40,734	146,93
0,28	36,7517	−9,15	1,00	36,9073	20,37	2,50	41,377	167,06
0,30	36,7451	−8,58	1,05	36,9467	22,38	2,60	42,124	191,88
0,32	36,7391	−7,93	1,10	36,9901	24,53	2,70	43,033	222,34
0,34	36,7335	−7,21	1,15	37,0376	26,85	2,80	44,049	259,33
0,36	36,7285	−6,43	1,20	37,0897	29,37	2,90	45,304	303,50
0,38	36,7241	−5,60	1,25	37,1467	32,11	3,00	46,818	355,24
0,40	36,7203	−4,73	1,30	37,2091	35,07	3,10	48,652	414,53
0,42	36,7171	−3,84	1,35	37,2773	38,22	3,20	50,876	480,86
0,44	36,7146	−2,92	1,40	37,3517	41,55			

Таблица III

Молярные объемы и коэффициенты сжимаемости твердых He^3 и He^4

Давление, *бар*	Наблюдаемое относительное изменение объема $-\Delta V/V_{2000}$		Молярный объем, *см³/моль*		Коэффициент сжимаемости $\beta_l = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$, 10^{-5} *бар*$^{-1}$	
	He^4	He^3	He^4	He^3	He^4	He^3
Плавление	—	—	17,00	17,56	102	104
1 000	—	—	12,25	12,86	17,6	19,7
2 000	0	0	10,72	11,07	9,72	10,18
3 000	0,074	0,082	9,93	10,16	7,05	7,12
4 000	0,125	0,133	9,38	9,60	5,60	5,65
5 000	0,164	0,173	8,96	9,15	4,67	4,68
6 000	0,199	0,206	8,59	8,79	3,94	4,00
8 000	0,253	0,258	8,01	8,21	3,01	3,07
10 000	0,293	0,299	7,58	7,76	2,44	2,47
12 000	0,327	0,331	7,21	7,41	2,01	2,08
14 000	0,353	0,357	6,94	7,12	1,75	1,80
16 000	0,373	0,380	6,72	6,86	1,55	1,57
18 000	0,391	0,398	6,53	6,66	1,40	1,41
20 000	0,406	0,415	6,37	6,48	1,27	1,27

где p — давление в *атм*, ρ — плотность газообразного He^3 в *г/см*^{3} и t — температура в градусах Кельвина.

Для сжимаемости жидкого He^3 тем же методом получены [37] кривые, изображенные на рис. 4. На рис. 5 даны кривые относительного изменения плотности жидкого He^3 с ростом температуры, измеренные [40] на основе формулы (2) по изменению частоты (15 *Мгц*) резонансного контура с конденсатором, заполненным гелием.

Имеются [41] и прямые измерения молярных объемов и коэффициентов теплового расширения жидкого He^3 с помощью заполнения He^3 мерного объема. Данные таких измерений при давлении насыщенных паров приведены в табл. II.

В табл. III приведены данные [42] о зависимости от давления при $T = 4{,}2°$ К молярных объемов и коэффициентов сжимаемости твердых He^3 и He^4 до давлений 20 000 *бар* (1 *бар* $\approx$ 1 *атм*).

4. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ

Из-за слабого взаимодействия между атомами жидкого гелия поверхностное натяжение у него очень мало. У He^3 при самых низких температурах поверхностное натяжение составляет всего $\alpha = 0{,}152$ *дин/см*, что в 500 раз меньше, чем у воды, почти в 100 раз меньше, чем у жидкого азота, в 20 раз меньше, чем у водорода, и в 2,3 раза меньше, чем у жидкого He^4. Любопытно, что если нанести на графике значения поверхностного натяжения He^3 и He^4 в масштабе α/α_0 как функции T/T_c, где α_0 — значение поверхностного натяжения при $T = 0°$ К и T_c — критическая температура, то кривые совпадут. На рис. 6 представлена зависимость α от T для He^3, соответствующая данным Зиновьевой [43], и для He^4 по данным Аллена и Майзнера [44].

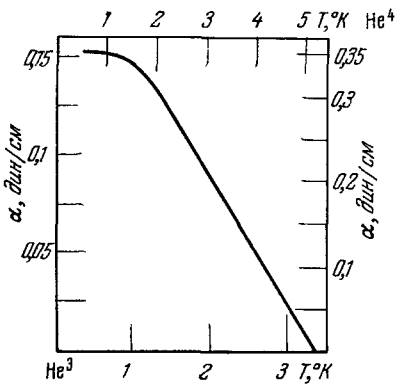

Рис. 6. Поверхностное натяжение He^3 и He^4.

5. АДСОРБЦИЯ

Адсорбцию He^3 на активированном угле измеряли Гофман, Эдескути и Хаммель [45]. По их данным, теплота сорбции He^3 при 3° К равна 190 *дж/моль*, а при 2,45° К — 180 *дж/моль*. Количество сорбированного He^3 при давлениях, составляющих от 0,1 до 0,9 давления насыщенных паров при данной температуре (2,45° и 3° К), почти не меняется и составляет 0,43 *см*$^3_0$/*м*^{2}. При более низких давлениях количество сорбированного He^3 резко уменьшается.

Брюэр, Саймондс и Томсон [46] провели измерение адсорбции He^3 на стеклянном фильтре, называемом «Викор», в котором поры представляют собой капилляры размером около 30 Å. По их данным, при $T = 3°$ К и $p/p_н = 0{,}1$ сорбируется 0,5 *см*$^3_0$/*м*^{2}. Количество сорбированного He^3 почти линейно возрастает с повышением давления и достигает 1,1 *см*$^3_0$/*м*^{2} при $p/p_н = 0{,}9$. Здесь *см*$^3_0$ — объем газа при давлении 1 *атм* и $t = 0°$ С, $p/p_н$ — отношение давления газа к давлению насыщенных паров при данной температуре, *м*^{2} — квадратный метр активной поверхности сорбента. При $T = 0{,}625°$ К объем адсорбированного газа увеличивается почти линейно от 0,8 *см*$^3_0$/*м*^{2} при $p/p_н = 0{,}1$ до 1,2 *см*$^3_0$/*м*^{2} при $p/p_н = 0{,}5$ и далее, вплоть до давления насыщения, сорбция не увеличивалась. Следу-

ет заметить, что при аналогичных условиях He^4 сорбируется в 1,2—1,3 раза больше.

При сорбировании смесей He^3 — He^4 наблюдается [47] большое обогащение сорбированной фазы He^4. Так, при концентрации He^3 в адсорбированной фазе от 0,0015 до 0,005 концентрация паровой фазы превышает концентрацию адсорбированной фазы при $T = 1{,}6°$ К в 23 раза, при $T = 1{,}8°$ К — в 16 раз, при $T = 2°$ К — в 13 раз и при $T = 2{,}3°$ К — в 10 раз.

6. ЗВУК В ГЕЛИИ, НУЛЕВОЙ ЗВУК

Скорость звука в He^3 измерялась рядом авторов. Зависимость скорости звука от температуры для жидкого, твердого He^3 и растворов He^3 в He^4, построенная на основе экспериментов [48–51], представлена на рис. 7. Кривая для жидкого He^4 снята при давлении насыщенных паров, кривые для 25%-ного и 75%-ного растворов He^3 в He^4 получены при атмосферном давлении. На кривых для He^4 и для 25%-ного раствора видно характерное изменение хода кривой при приближении к λ-точке. Затухание звука в чистом He^4 имеет максимум [52] при температурах, при которых длина свободного пробега фононов сравнивается с длиной волны звука. Так, для частоты 14 *Мгц* максимум коэффициента затухания $K = 3$ *см*$^{-1}$ лежит в области 0,9° К. В растворах He^3 в He^4 с концентрацией $\nu = 0{,}012$ он падает до $K = 1$ *см*$^{-1}$, а при $\nu = 0{,}052$ — до $K = 0{,}5$ *см*$^{-1}$ ($A = A_0 e^{-Kx}$).

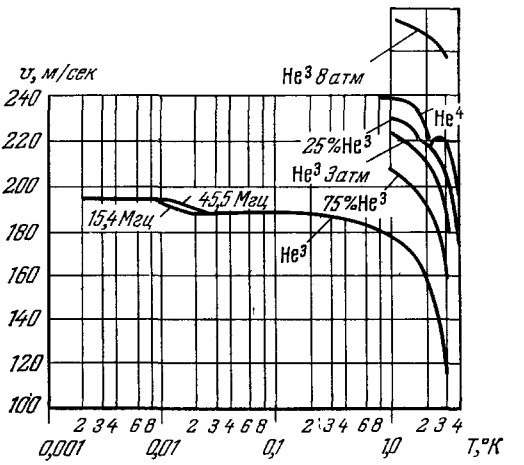

Рис. 7. Зависимость скорости звука в жидком He^3 и растворах He^3 в He^4 от температуры.

Нижняя кривая при температурах выше 0,5° К соответствует давлению насыщенных паров, а ниже 0,2° К — давлению 0,32 *атм*. Как видно из рисунка, при $T \sim 0{,}01$ — 0,02° К наблюдается резкое изменение скорости звука. Это изменение сопровождается [51] значительным затуханием; так, например, для частоты звука 45,5 *Мгц* коэффициент затухания K от значения $K = 5$ *см*$^{-1}$ при $T = 0{,}2°$ К достигает значения $K = 200$ *см*$^{-1}$ при $T = 0{,}03°$ К, а затем вслед за $K = 200$ *см*$^{-1}$ при $T = 0{,}012°$ К быстро падает с понижением температуры и снова достигает значений меньше $K = 10$ *см*$^{-1}$.

Для более низкой частоты — 15,4 *Мгц* — максимум затухания наблюдается при $T = 0{,}01°$ К, где $K = 90$ *см*$^{-1}$. Такое специфическое для He^3 явление, связанное с квантовым характером звука при очень низких температурах, было теоретически предсказано Ландау [53], названо им нулевым звуком и впервые обнаружено Кином, Меттьюсом и Уилксом [54]. На рис. 7 приведены также кривые зависимости скорости звука в He^3 от температуры при давлениях 2 и 8 *атм* [49].

На рис. 8 изображена зависимость скорости звука от давления в твердых He^3 и He^4 для разных кристаллических решеток — кубической (*bcc*) и гексагональной (*hcp*). Кривые приведены на основе экспериментальных данных [50], однако сами авторы отмечают, что скорость звука в твердом гелии должна зависеть от направления. В экспериментах это

проявлялось в том, что от опыта к опыту значения скорости в тех же условиях менялись до 12%. Затухание звука в твердом He^3 было порядка $K = 0{,}3 - 0{,}7$ $см^{-1}$. Относительно скорости звука в газообразном He^3 имеются данные [55] лишь в весьма узкой области. При $T = 4{,}2°$ K скорость звука в He^3 увеличивается от 163 *м/сек* при $p = 3{,}58$ *атм* до 194 *м/сек* при 4,81 *атм*. При $T = 3{,}315°$ K и $p = 3{,}99$ *атм* скорость звука равна 208 *м/сек*. Измерения проводились на частоте 14 *Мгц*. Из этих данных видно, что скорость звука в газообразном гелии немногим более скорости звука в жидком He^3.

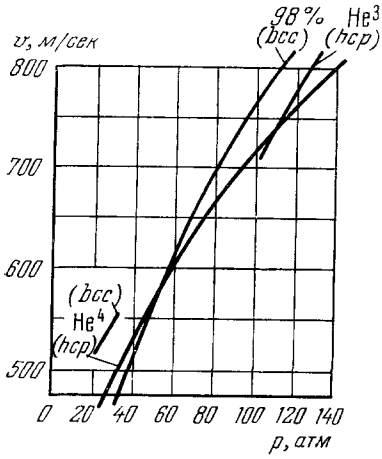

Рис. 8. Зависимость скорости звука в твердых He^3 и He^4 от давления при температуре, близкой к температуре плавления.

7. ВТОРОЙ ЗВУК

Тепловые колебания в жидком He^3 распространяются как обычные быстро затухающие тепловые волны. Однако растворы He^3 в He^4 имеют обширную область сверхтекучей фазы (см. рис. 3), в которой тепловые колебания распространяются в виде слабозатухающих волн второго звука. Правда, вблизи λ-линии, особенно для растворов большой концентрации, затухание второго звука весьма значительно. Построенная на основании экспериментальных данных [56] зависимость скорости второго звука от температуры при давлении насыщенных паров для некоторых концентраций приведена на рис. 9. Для сравнения приведена [57] кривая зависимости скорости второго звука от температуры для чистого He^4.

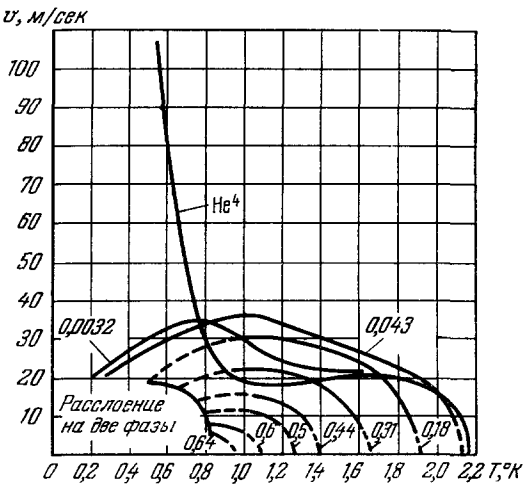

Рис. 9. Зависимость скорости второго звука от температуры при давлении насыщенных паров.

Цифры у кривых означают молярную концентрацию He^3 в жидком растворе He^3 в He^4.

8. ТЕПЛОЕМКОСТЬ

Теплоемкость жидкого He^3 при давлении насыщенных паров [58–60] и при $p = 29$ *атм* [59], а также теплоемкость растворов He^3 в He^4 [61–62] при давлении насыщенных паров с молярными концентрациями He^3, равными 0,05; 0,094; 0,15; 0,29 и 0,48, приведены на рис. 10. Для сравнения приведена кривая зависимости теплоемкости He^4 от температуры при давлении насыщенных паров [63]. Кривые для $\nu = 0{,}29$ и $\nu = 0{,}48$ в области низких температур кончаются при температурах, соответствующих началу расслоения на две жидкие фазы.

При очень низких температурах при концентрации He^3 в жидком He^4, равной 0,05 (нижняя кривая рис. 10), теплоемкость раствора совпадает

с теплоемкостью идеального ферми-газа, состоящего из атомов He^3, но с эффективной массой в 2,4 раза большей.

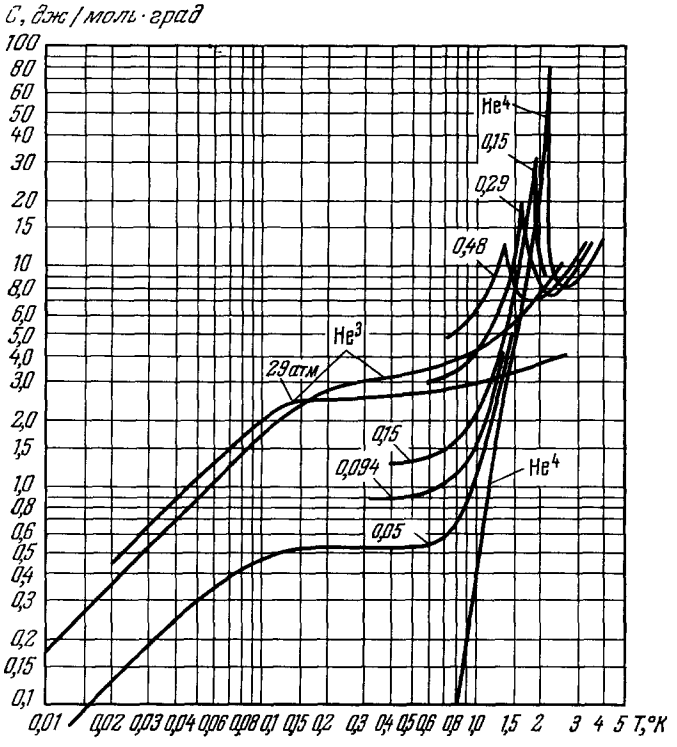

Рис. 10. Теплоемкость He^3, He^4 и растворов He^3 в He^4.

Имеются измерения [64] теплоемкости He^3 и He^4 при постоянном объеме C_v с плотностью около 0,99 критической в непосредственной близости к критическим точкам. Результаты измерений представляются в виде

для He^3: $0 < T_c - T < 0{,}1$, $$\frac{C_v}{R} = -0{,}37 \ln\left(\frac{T_c - T}{T_c}\right) + 1{,}7, \quad (4)$$

$0 < T - T_c < 0{,}01$, $$\frac{C_v}{R} = -0{,}37 \ln\left(\frac{T - T_c}{T_c}\right) - 0{,}5, \quad (5)$$

для He^4: $0 < T_c - T < 0{,}1$, $$\frac{C_v}{R} = -0{,}62 \ln\left(\frac{T_c - T}{T_c}\right) + 2{,}0, \quad (6)$$

$0 < T - T_c < 0{,}01$, $$\frac{C_v}{R} = -0{,}62 \ln\left(\frac{T - T_c}{T_c}\right) - 1{,}6, \quad (7)$$

где $R = 8{,}31$ *дж/моль·град*, а T_c — критическая температура. На рис. 11 представлен общий вид [65] зависимости от температуры теплоемкости жидкого He^3 при постоянном объеме C_v, вдоль кривой испарения C_s и при постоянном давлении C_p. Измерения [66] показали, что теплоемкости He^3 и He^4, покрывающих сорбирующую поверхность почти полным одноатомным слоем (0,74 для He^3 и 0,8 для He^4), от 0,25° до 4° К пропорциональны квадрату температуры. Характерная для двумерной модели дебаевская температура равна для He^3 28° К, а для He^4 31° К. Теплоемкость твердого He^3 при температурах от 6,3 до 14° К и при молярных объемах от 24,4 до 12,57 *см³/моль*, согласно измерениям [67, 68], может быть выражена в виде

$$C_v = AT + 1{,}93 \cdot 10^3 \frac{T^3}{\Theta^3} \ (\text{дж/моль·град}). \quad (8)$$

При этом зависимость дебаевской температуры Θ от молярного объема v, как для гексагональных кристаллов (*hcp*), так и для кубических (*bcc*) определяется формулой

$$\frac{d \ln \Theta}{d \ln v} = -2{,}5. \qquad (9)$$

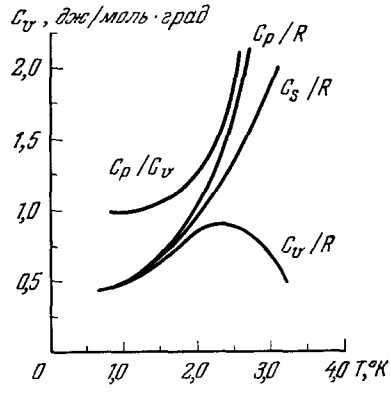

Рис. 11. Теплоемкость C_v, C_s и C_p жидкого He^3.

В точке перехода при $v = 20$ *см*^{3}/*моль* для гексагональных кристаллов $\Theta = 35°$ K, а для кубических $\Theta = 29°$ K.

Теплоемкость твердых гексагональных кристаллов He^4 также определяется [69] формулами (8) и (9). Значения дебаевских температур при этом совпадают со значениями Θ для кубических кристаллов He^3. Вместо члена AT в формуле (8) авторы предлагают также поправку, пропорциональную $T^{-1}e^{-\Phi/T}$, указывая, что значение Φ совпадает со значением, полученным из энергии активации в процессе самодиффузии. Однако из экспериментальных данных [67] следует, что поправка к дебаевскому члену в формуле (8) носит нерегулярный характер, изменяется от 0 до 0,009 *дж/моль* и связана с несовершенством кристаллов из-за примесей или вакансий и дислокаций.

9. ТЕПЛОТЫ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ

Теплоты испарения и плавления He^3 и He^4 обычно вычисляют с помощью термодинамического равенства

$$H = T(v_1 - v_2)\frac{dp}{dT}, \qquad (10)$$

где H — теплота перехода, T — абсолютная температура, v_1 — объем менее плотной, а v_2 — объем более плотной фаз и dp/dT — производная давления по температуре вдоль кривой равновесия фаз.

На рис. 12 верхние кривые представляют зависимости теплот испарения He^3 и He^4 от температуры, полученные по формуле (10) на основе экспериментальных данных о молярных объемах и кривых упругости пара [70–72]. Имеющиеся экспериментальные данные [73–75] по непосредственному измерению теплоты испарения согласуются с данными, полученными по формуле (10).

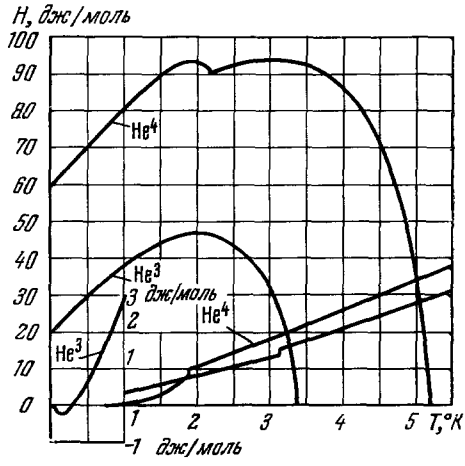

Рис. 12. Теплоты испарения и плавления He^3 и He^4.

Нижние кривые рис. 12 представляют теплоты плавления He^3 и He^4, также вычисленные по формуле (10) на основе экспериментальных данных о молярных объемах и кривых (p — T) плавления [76–79]. У He^4 в интервале 1,45—1,78° K имеется небольшая область существования кубической объемноцентрированной фазы (*bcc*) (см. рис. 2).

Согласно оценкам по формуле (10), теплота перехода из гексагональной (*hcp*) в кубическую (*bcc*), менее плотную фазу при $T = 1{,}7°$ К составляет 0,4 *дж/моль*.

При температуре 0,77° К и давлении $p = 25{,}0$ *атм* на кривой плавления He^4 наблюдается [80] минимум, поэтому в этой точке теплота плавления обращается в нуль, а при температурах ниже минимума кристаллизация путем сжатия He^4 будет приводить не к выделению, а к поглощению теплоты. Правда, эта теплота составляет при $T = 0{,}7°$ К всего $3{,}5 \cdot 10^{-4}$ *дж/моль*, а при других температурах еще меньше.

У He^3 переход из гексагональной в кубическую фазу наблюдается [14] при 3,15° К. Теплота перехода, вычисленная по формуле (10), при 3,15° К составляет около 1,8 *дж/моль*, а при 2° К — всего 0,5 *дж/моль*. Как видно из рис. 12, теплота плавления гексагональной фазы несколько больше, чем кубической. Внизу слева на рис. 12 изображена в десятикратном масштабе теплота плавления He^3 при температурах ниже 1° К. Здесь следует отметить особо, что ниже 0,32° К при кристаллизации происходит поглощение, а не выделение тепла и теплота перехода составляет при 0,15° К около 0,25 *дж/моль*, что позволяет использовать процесс адиабатической кристаллизации для получения весьма низких температур.

10. ЭНТРОПИЙНАЯ ДИАГРАММА He^3

Энтропийную диаграмму для He^3 строили [59], используя формулу

$$S = \int_0^T \frac{c\,dt}{T}, \tag{11}$$

экстраполируя линейно к 0° К зависимость теплоемкости от температуры, или, вычислив энтропию газообразного He^3 при 1,5° К, вычитали из нее энтропию перехода из жидкости в газ по измеренной при той же температуре теплоте перехода [81] и далее по формуле (11) рассчитывали энтропию для других температур.

Можно, однако, воспользоваться тем обстоятельством, что при $T = 0{,}32°$ К кривая плавления He^3 имеет минимум и в этой точке энтропии твердого и жидкого гелия должны быть равны. Учитывая, далее, что дебаевская температура твердого гелия намного выше 0,32° К и потому вклад в энтропию фононной части очень мал, а магнитное упорядочение в твердом He^3 начинается по крайней мере ниже нескольких сотых градуса (что следует из экспериментов Ануфриева [82] по адиабатической кристаллизации), можно считать, что в этой точке энтропия жидкого и твердого He^3 очень мало отличается от $R \ln 2$. Значение энтропии для других состояний можно получить, используя имеющиеся данные о теплоемкости жидкого и твердого He^3, теплотам

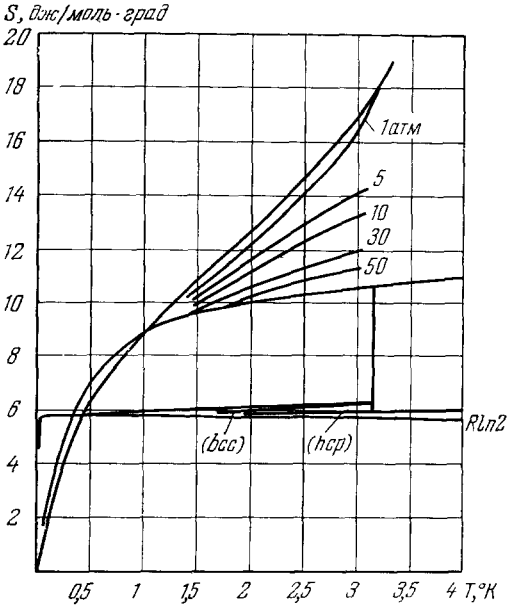

Рис. 13. Энтропийная диаграмма He^3.

переходов, а также разности энтропий при сжатии [83]. Полученная таким образом энтропийная диаграмма приведена на рис. 13. Здесь кривая, которая до 1° К идет нижней, а выше 1° К — верхней, соответствует энтропии жидкости в равновесии с насыщенными парами. Кривые с пометками 1, 5, 10, 30, 50 *атм* соответствуют значениям энтропии жидкости при давлении 1, 5, 10, 30, 50 *атм*. Нижняя кривая из этой серии при температурах, бо́льших 0,32° К, соответствует энтропии жидкости, находящейся в равновесии с твердым He^3, а ниже 0,32° К — энтропии жидкости при давлении $p = 29$ *атм*. Вертикальная линия при 3,15° К соответствует тройной точке, где сосуществуют жидкая, гексагональная и кубическая твердые фазы He^3. Линии со знаками (*bcc*) и (*hcp*) соответствуют значениям энтропий кубических и гексагональных кристаллов, находящихся в равновесии между собой. Верхняя линия этой части диаграммы соответствует энтропии кубических кристаллов, находящихся в равновесии с жидкостью. Место резкого спада энтропии твердого He^3 в области низких температур поставлено произвольно, поскольку нет уверенных экспериментальных данных относительно температуры начала упорядочения спинов в твердом He^3.

11. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Как уже упоминалось, атом He^3 обладает спином 1/2 и магнитным моментом $\mu = 1{,}07 \cdot 10^{-23}$ *эрг/гс*, или $0{,}7618\mu_p$ (где μ_p — магнитный момент протона). Поэтому у газа в области, где можно пользоваться не квантовой, а классической статистикой, магнитная восприимчивость He^3 равна

$$\chi = \frac{n\mu^2}{3kT}, \tag{12}$$

где n — число атомов He^3 в 1 *см*^{3}, а k — постоянная Больцмана. При 2° К и $n = 1{,}6 \cdot 10^{22}$ *см*$^{-3}$ (что соответствует плотности жидкого гелия) $\chi = 2{,}2 \cdot 10^{-9}$, т. е. почти неизмеримо мало по абсолютной величине. Однако проведено большое количество измерений зависимости χ от температуры с помощью техники ядерного резонанса и спинового эха. На рис. 14 приведены результаты измерений Била и Хэттона [84], проведенные на жидком He^3 при разных давлениях.

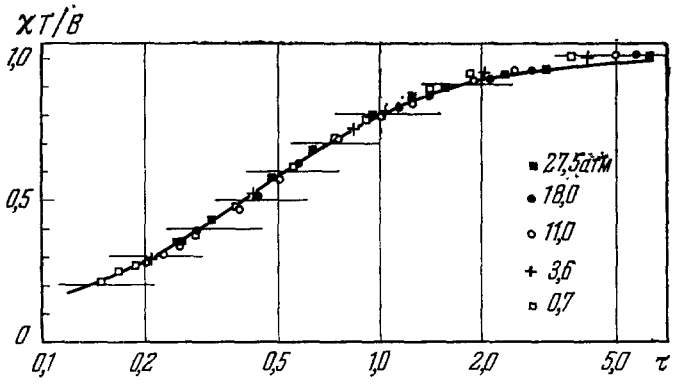

Рис. 14. Зависимость $\chi T/B$ от $\tau = T/T_ф$.

При температурах больше 2° К в жидком He^3 соблюдается закон Кюри, т. е.

$$\chi T = B, \tag{13}$$

где B — константа Кюри. При более низких температурах начинается упорядочение ядерных моментов, связанное с их взаимодействием. При очень низких температурах χ не зависит от T.

Если отложить зависимость $\chi T/B$ как функцию $\tau = T/T_Ф$, где $T_Ф = 3B/2\chi_0$ — температура Ферми, а χ_0 — значение, к которому стремится

χ при $T \to 0$, то все экспериментальные данные укладываются на одну кривую (рис. 14). При этом T_Φ зависит от давления следующим образом:

P, *атм*:	0,7	3,6	11	18	27
T_Φ, °K:	0,55	0,5	0,41	0,36	0,32.

Измерения [85] температурной зависимости магнитной восприимчивости растворов He^3 в He^4 в интервале молярных концентраций от 0,14 до 1,00 показали, что при температурах от 1,9° до 2,9° K закон Кюри соблюдается с точностью до 1%. Авторы предполагают, что соблюдение закона Кюри объясняется компенсацией отклонений, вызванной эффектами, связанными с обменным взаимодействием между ядерными моментами, и взаимодействием, приводящим к соблюдению принципа Паули. Можно предположить, что в этом случае абсолютное значение магнитной восприимчивости определится формулой (12).

Измерения [62, 86] магнитной восприимчивости растворов He^3 в жидком He^4 в интервале температур от 0,05° до 0,7° K для $\nu = 0,5$ и от 0,04° до 0,26° K для $\nu = 0,013$ показали, что χ очень близка к магнитной восприимчивости идеального ферми-газа с температурой вырождения, совпадающей с T_Φ, определяемой по измерениям теплоемкости. (Расчет χ можно произвести с помощью таблиц [87].)

Измерения магнитных свойств твердого He^3 показали [88,89], что в том случае, когда эксперименты велись в равновесных условиях, магнитная восприимчивость твердого He^3 следует закону Кюри, по крканей мере при T больше 0,06° K. Сложность экспериментов с He^3 заключаетоя в очень больших, порядка десятков минут, временах установления теплового равновесия между системой ядерных спинов и кристаллической решеткой. При этом даже малые (0,05%) примеси He^4 существенно сказываются на результатах измерений.

Имеются измерения [90] ядерной восприимчивости He^3, сорбированного на стекле. При этом восприимчивость первого слоя в интервале температур от 0,3° до 2° K подчиняется закону Кюри, восприимчивость второго слоя определяется формулой $\chi = B/(T + \Theta)$ с температурой Кюри $\Theta = 0,04°$ K.

12. ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ

Поскольку магнитная восприимчивость He^3 очень мала и все имеющиеся измерения проведены методами ядерного резонанса на переменных токах, очень большое значение имеет время t_1 установления теплового равновесия между системами взаимодействующих между собой ядерных спинов и жидким или твердым гелием как целое, а также время установления равновесия внутри системы спинов t_2. Из самого определения ясно, что t_1 больше или равно t_2.

Данные относительно t_1 в жидком He^3 имеют большой разброс. Это связано с тем, что любые парамагнитные примеси, находящиеся на стенках сосуда с жидким He^3 или в виде взвеси в самом гелии, приводят к заметному уменьшению t_1. Наибольшие времена релаксации t_1 были наблюдены в экспериментах Ромера [91], где, независимо от величины магнитного поля от 1,5 до 12 *кгс*, t_1 менялось монотонно от 300 *сек* при 0,75° K до 400 *сек* при 2° K и 600 *сек* при 3° K. Эти времена релаксации примерно в полтора раза меньше, чем по расчетам на основе формулы Торри [92]

$$\frac{1}{t_1} = \frac{2\pi\gamma^4\hbar^2 N}{5aD}, \tag{14}$$

где γ — гиромагнитное отношение, a — атомный диаметр ($a \approx 2,7$ Å),

N — число атомов He^3 в 1 *см*^{3} и D — коэффициент самодиффузии. Формула (14) справедлива при условии $\omega_0\tau_c \ll 1$, где ω_0 — частота ларморовой прецессии, а время корреляции $\tau_c = a^2/6D = 3\cdot 10^{-12}$ *сек*. В этом случае $t_2 \approx t_1$.

Из формулы (14) следует, что при температурах много ниже 1° К, где $D \sim T^{-2}$, время релаксации t_1 может быть очень большим.

Времена релаксации t_1 в растворах He^3 в He^4, по измерениям Гарвина и Рейха [93], достигают тысячи секунд. Однако в экспериментах этих авторов с чистым He^3 времена t_1 много меньше, чем у Ромера [91]; поэтому можно предположить, что и в растворах, из-за наличия парамагнитных примесей во взвешенном состоянии или на стенках, получены заниженные времена релаксации.

Измерение времени релаксации t_1 в твердых кристаллах He^3 весьма затруднено, так как здесь условие $\omega_0\tau_c \ll 1$ не выполняется и t_1 увеличивается с ростом частоты, на которой производятся измерения. Кроме того, наличие зеемановской энергии в системе ядерных спинов сильно осложняет процессы установления теплового равновесия, создавая как бы три слабо взаимодействующие тепловые ванны [94] с обменной и зеемановской энергией ядерных спинов и с энергией колебаний решетки.

Очень сильное влияние на процессы установления равновесия имеют малые примеси He^4 и неоднородности решетки. Измерения [95] в одинаковых условиях дают для t_1 в кубической фазе He^3 (*bcc*) значения примерно в 100 раз меньшие, чем в гексагональной фазе.

Времена релаксации в твердом He^3 изменяются от долей секунды при $T = 1°$ К до тысячи секунд при более низких температурах и больших плотностях. Однако вполне надежных данных о времени релаксации в чистых кристаллах He^3 пока нет.

13. САМОДИФФУЗИЯ В He^3

Техника спинового эха позволяет измерять коэффициент самодиффузии в He^3. Если в неоднородном магнитном поле наблюдать сигнал, вызванный прецессией ядерных спинов, после того как цугом колебаний резонансной частоты спины были повернуты на 90°, то из-за разных частот прецессии в разных магнитных полях сигнал быстро затухнет. Если теперь дать еще один цуг колебаний, который повернет все спины на 180°, то они начнут прецессировать в обратном направлении, и если бы не было диффузии, через некоторое время они все собрались бы в положение, в котором были сразу после 90°-ного импульса, т. е. наблюдался бы сигнал той же амплитуды, называемый спиновым эхом. Однако из-за самодиффузии спины переместятся, сфазируются неточно, и потому амплитуда сигнала эха уменьшится. Отношение амплитуды сигнала эха к амплитуде первого сигнала будет

$$\frac{A_2}{A_1} = e^{-t/T_2}\, e^{-\gamma^2 g^2 D t^3/12}, \tag{15}$$

где t — время между 90°-ным цугом и эхом, T_2 — время обменной релаксации, γ — гиромагнитное отношение ($\gamma = \omega_0/H_0 = 2\cdot 10^4$ *рад/сек·гс*), $g = \partial H/\partial x$ — градиент магнитного поля (в *гс/см*) и D — коэффициент самодиффузии (в *см*^{2}*/сек*).

Измерения таким методом [93] для жидкого He^3 в интервале температур от 1° до 4° К дают

$$D\ (см^2/сек) = 5{,}9\cdot 10^{-5} \ln\left(\frac{0{,}16}{\rho}\right) e^{T/2{,}8}, \tag{16}$$

где ρ — плотность He^3 и T — его температура в градусах Кельвина.

При температурах ниже 0,03—0,05° К коэффициент самодиффузии в жидком He^3 обратно пропорционален квадрату температуры:

$$D = \frac{A}{T^2}. \tag{17}$$

Значение A меняется с давлением [95] от $A = 1{,}5 \cdot 10^{-6}$ при 0,3 *атм* до $A = 1{,}2 \cdot 10^{-6}$ при 5 *атм* и $A = 2 \cdot 10^{-7}$ *см²град/сек* при 27 *атм*.

Следует заметить, что измерения коэффициента самодиффузии в жидком He^3 вызывают некоторое сомнение, поскольку наблюдается [96] зависимость D от размеров сосуда, чего в принципе не должно быть. При увеличении диаметра сосуда из стекла пирекс (Pyrex) от 2,5 *мм* до 10 *мм* при давлении насыщенных паров и температуре 1—3° К коэффициент самодиффузии D возрастал [96] примерно на 30%.

Коэффициент самодиффузии в твердом He^3 измерялся Рейхом [97]. Оказалось, что процесс диффузии здесь носит термоактивационный характер и в кубической фазе (*bcc*) он описывается уравнением

$$D = D_0 e^{-T_0/T}, \tag{18}$$

где $D_0 = 3{,}3 \cdot 10^{-5}$ *см²/сек* независимо от плотности, а T_0 — температура плавления He^3 соответствующей плотности. Так, для плотности He^3, равной $\rho = 0{,}156$ *г/см³*, $T_0 = 13{,}7°$ К.

В гексагональной фазе He^3 (*hcp*) энергия активации для диффузии примерно в 2 раза больше и соответствует $T_0 = 38°$ К.

14. ДИФФУЗИЯ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В РАСТВОРАХ He^3 В He^4

Диффузия He^3 в жидком He^4 при температурах выше λ-точки представляет процесс, аналогичный диффузии в обычных жидкостях. По измерению Карери и др. [98],

$$D = (4 \pm 2) \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}. \tag{19}$$

Ниже λ-точки He^3 принимает участие в движении нормальной части, поэтому возможен очень быстрый перенос He^3 с одновременным передвижением He^4 в виде сверхтекучей части. При этом, наряду с разностью концентраций, возникает и разность температур, т. е. наблюдается термоосмос. Если в растворе создать постоянный тепловой поток, то установится стационарное состояние, при котором между градиентом концентрации He^3 и температурой для слабых растворов будет соблюдаться соотношение [99]

$$R\nabla(\nu T) = -S\nabla T, \tag{20}$$

где R — газовая постоянная, ν — молярная концентрация He^3 в растворе и S — энтропия одного моля чистого He^4.

Тепловой поток при этом будет равен [100]

$$Q = -\left[\frac{\rho S^2}{MR\nu}\left(\frac{\rho_n}{\rho_{n0}}\right)^2 D + \varkappa\right]\nabla T = -\varkappa_{\text{эфф}}\nabla T, \tag{21}$$

где ρ — плотность раствора, M — молекулярный вес He^4, ρ_{n0} — часть нормальной (ρ_n) плотности раствора, обязанная ротонам и фононам, D — коэффициент диффузии, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности и $\varkappa_{\text{эфф}}$ — коэффициент эффективной теплопроводности.

Первый член в этой формуле соответствует переносу тепла за счет движения элементарных возбуждений как целого (движение нормальной части жидкого гелия), а второй, с $\varkappa$, соответствует переносу тепла,

аналогичному обычной теплопроводности, т. е. за счет диффузии тепловых возбуждений.

Как видно из формулы (21), в растворах коэффициенты теплопроводности $\varkappa$ и диффузии D органически между собой связаны и могут быть определены раздельно, лишь когда один из них много больше другого. Эксперименты такого рода были проведены Птухой [101] и дали возможность определить D при температурах выше 1,3° К и $\varkappa$ при температурах меньше 1,3° К. Согласно ее измерениям, при концентрациях $\nu = 1{,}39 \cdot 10^{-4}$ и $1{,}32 \cdot 10^{-3}$ коэффициент диффузии не зависит от концентрации. Его зависимость от температуры приведена на рис. 15.

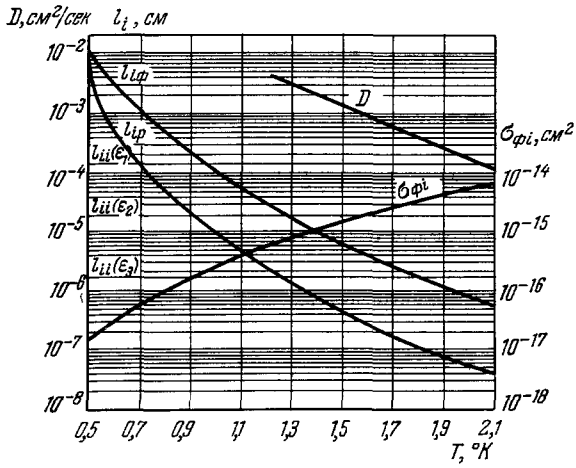

Рис. 15. Зависимость от температуры длины свободного пробега атомов He^3, растворенных в жидком He^4, при рассеянии на фононах ($l_{iф}$), ротонах (l_{ip}) и друг на друге при молярных концентрациях: $\nu = 1{,}39 \cdot 10^{-4}$ (l_{ii} (ε_1)), $1{,}32 \cdot 10^{-3}$ (l_{ii} (ε_2)), $1{,}36 \times \times 10^{-2}$ (l_{ii} (ε_3)), а также сечения рассеяния фононов на атомах He^3 $\sigma_{фi}$ и коэффициента диффузии He^3 в растворе D.

Обозначения l_{ii} ($\varepsilon_{1,2,3}$) на рисунке помещены точно над соответствующими линиями.

При температурах ниже 1° К основную роль в теплопередаче начинают играть фононы, при этом теплопроводность уменьшается с повышением концентрации. Так, при $T = 0{,}7°$ К теплопроводность от $5 \cdot 10^{-2}$ *вт/см·град* при $\nu = 1{,}39 \cdot 10^{-4}$ падает до $1{,}2 \cdot 10^{-2}$ при $\nu = 1{,}32 \cdot 10^{-3}$ и до $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ *вт/см·град* при $\nu = 1{,}36 \cdot 10^{-2}$. На рис. 15 приведены также рассчитанные Птухой на основе теории диффузии и теплопроводности слабых растворов He^3 в сверхтекучем гелии [100] длины свободных пробегов тепловых возбуждений и атомов He^3, растворенных в He^4.

Измерение процесса диффузии He^3 в He^4 в газе средней концентрации около 8% He^3 при давлении 15—30 *мм* рт. ст. проведено Бендтом [102]. Он измерял не непосредственно коэффициент диффузии D, а произведение $nD\mu$ (*г/см·сек*), где n — число атомов в кубическом сантиметре, а $\mu = 2{,}84 \cdot 10^{-24}$ *г* — приведенная масса для соударения атомов He^3 с атомами He^4. В интервале температур от 1,74° до 296° К $nD\mu$ изменяется от $3{,}99 \cdot 10^{-6}$ *г/см·сек* до $1{,}18 \cdot 10^{-4}$ *г/см·сек*, при этом от 1,7° до 4° К $nD\mu$ может быть представлено в виде

$$nD\mu = 2{,}58 \cdot 10^{-6}\, T^{0{,}79} \text{ г/см·сек}, \tag{22}$$

а выше, до 300° К,

$$nD\mu = 3{,}15 \cdot 10^{-6} T^{0{,}64} \text{ г/см·сек}. \tag{23}$$

15. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ He^3

На рис. 16 приведены результаты измерений теплопроводности газообразных He^3 и He^4 Фоккенса и др. [103] при давлениях порядка 0,1 *мм* рт. ст., а также данные измерений теплопроводности жидкого, несверхтекучего He^4 и жидкого He^3 при давлении около 0,6 *атм* [104] и измерений при температурах от 0,9° до 0,06° К для двух давлений [105].

Вверху, по измерениям Бертмана и др.[106, 107], нанесены кривые зависимости от температуры теплопроводности твердых He^3, He^4

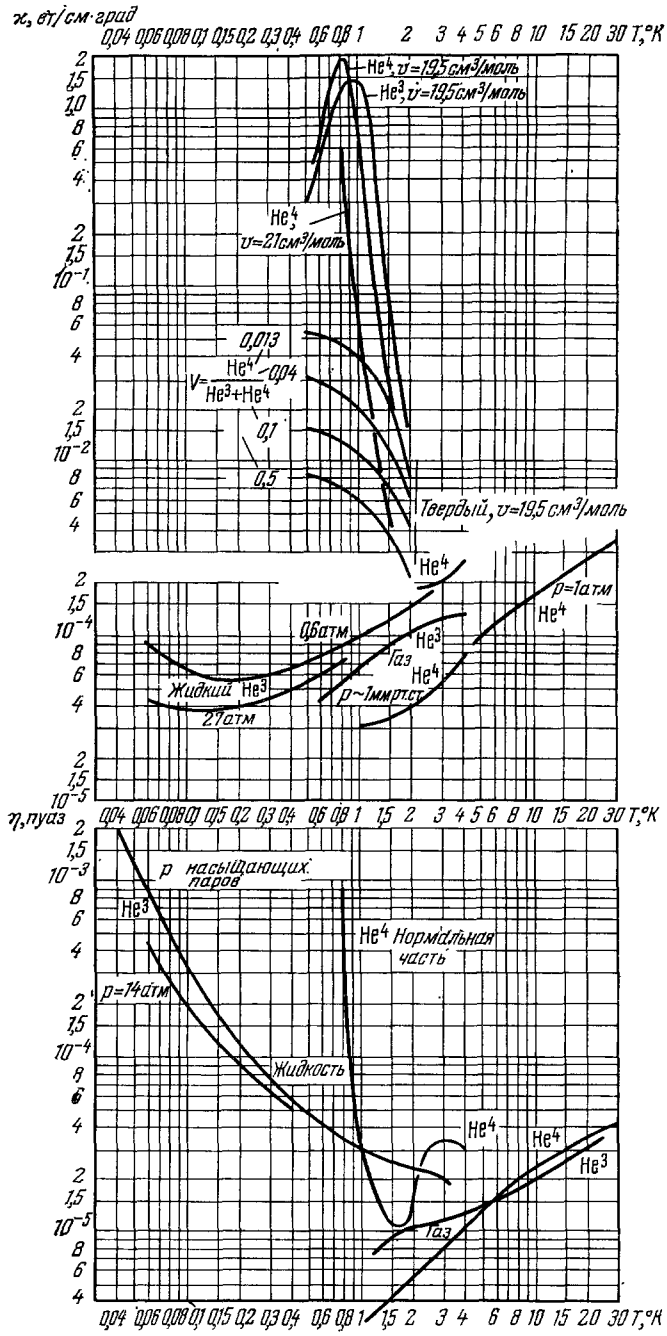

Рис. 16. Теплопроводность и вязкость He^3 и He^4.

и кристаллов с молярными концентрациями He^4 0,013, 0,04, 0,1 и 0,5 при молярных объемах кристаллов 19,5 *см³/моль* и для He^4 — с молярным объемом 21 *см³/моль*.

В работах Бертмана и др. указывается, что He^3 и He^4 были очень чистыми, однако степень чистоты численно не определена. В то же время из других работ [108, 109] видно, что теплопроводность твердого гелия сильно зависит не только от чистоты, но и от степени совершенства кристаллов. Во всяком случае, теплопроводность цилиндрического монокристалла He^4 диаметром 2,5 *мм*, выращенного при 85 *атм*, может достигать при $T = 0{,}9°$ K $\varkappa = 50$ *вт/см·град* [108]. Поэтому численный анализ кривых теплопроводности и расчеты явлений так называемого «переброса» и связанного с ним понижения теплопроводности при низких температурах на основе приведенных данных можно производить лишь оценочно.

16. СКАЧОК КАПИЦЫ

Капица [110] обнаружил, что при низких температурах при передаче тепла от твердого тела к жидкому гелию на границе возникает скачок температуры. Природа скачка заключается в том, что перенос тепла в этом случае связан главным образом с переходом фононов, квантов звука, из твердого тела в жидкость, а вероятность такого процесса мала. Так, при большой разности акустических жесткостей доля энергии прошедшего через границу звука равна

$$K = 4\rho_ж u_ж \cos\vartheta / \rho_т u_т, \tag{24}$$

где $\rho_ж$, $u_ж$ и $\rho_т$, $u_т$ — плотность и скорость звука соответственно для жидкости и твердого тела, а ϑ — угол падения звука на границу в твердом теле. Общий поток энергии, переносимой фононами твердого тела в жидкость через единицу поверхности границы, будет

$$W_1 = \frac{1}{2}\int_0^{\pi/2} \mathscr{E}_ф u_т K \cos\vartheta \sin\vartheta \, d\vartheta = \frac{2\rho_ж u_ж \mathscr{E}_ф}{\rho_т}\int_0^{\pi/2} \cos^2\theta \sin\vartheta \, d\vartheta = \frac{2\rho_ж u_ж \mathscr{E}_ф}{3\rho_т}, \tag{25}$$

где $\mathscr{E}_ф$ — средняя энергия фононов в 1 *см*^{3} твердого тела. В равновесии такое же количество тепла будет переноситься из жидкости в твердое тело. Когда температура твердого тела T_1 не равна температуре жидкости T_2, возникнет постоянный поток тепла

$$W = \frac{2\rho_ж u_ж}{3\rho_т}[\mathscr{E}_ф(T_1) - \mathscr{E}_ф(T_2)] = \frac{2\rho_ж u_ж}{3\rho_т}\frac{\partial \mathscr{E}_ф}{\partial t}\Delta T = \frac{2\rho_ж u_ж c_ф \Delta T}{3}, \tag{26}$$

или

$$R = \frac{\Delta T}{W} = \frac{7{,}7\cdot 10^{-4} M \Theta^3}{\rho_ж u_ж T^3} \; (см^2 град/вт); \tag{27}$$

здесь $c_ф = 1944\, T^3/M\Theta^3$ *дж/г·град* — фононная часть теплоемкости твердого тела, молекулярный вес которого M, а дебаевская температура Θ. Подставив в формулу (27) данные для меди ($M = 65{,}54$ *г/моль*, $\Theta = 339°$) и He^3 ($\rho_ж = 0{,}08$ *г/см*^{3}, $u_ж = 1{,}9\cdot 10^4$ *см/сек*), будем иметь

$$R_3 = 1300/T^3 \; см^2 град/вт, \tag{28}$$

для He^4 ($\rho_ж = 0{,}145$ *г/см*^{3}, $u_ж = 2{,}4\cdot 10^4$ *см/сек*)

$$R_4 = 570/T^3 \; см^2 град/вт. \tag{29}$$

Поскольку твердый гелий имеет также акустическую жесткость во много раз меньшую, чем у меди, формула (27) может быть применена

и для него. В этом случае для твердого He^3 с $\rho = 0{,}13$ *г/см*^{3} и $u = 6 \cdot 10^4$ *см/сек*

$$R_{3т} = 250/T^3 \text{ см}^2\text{град/вт}, \tag{30}$$

а для He^4 с $\rho = 0{,}2$ *г/см*^{3} и $u = 6{,}6 \cdot 10^4$ *см/сек*

$$R_{4т} = 160/T^3 \text{ см}^2\text{град/вт}. \tag{31}$$

Ясно, что рассмотренная картина дает лишь общее физическое представление процесса и не учитывает анизотропию твердого тела и наличие поперечных волн. Однако это мало изменяет результат, более подробные вычисления [111, 112] дают для R величины того же порядка. В то же время экспериментальные результаты показывают, что температурная зависимость R, как правило, отличается от T^{-3}, а абсолютные значения R очень сильно зависят от состояния поверхности и в несколько десятков раз меньше, чем следует из приведенных выше оценок. Так, по данным Ли и Фербенка [104] для He^3 и меди от 0,4° до 2° К $R = 130/T^2$ *см*^{2}*град/вт*, а для He^4 и меди Фербенк и Уилкс [113] получили $R = 45/T^2$.

Гуан Вей-янь [114] получил для меди и He^4 от 0,57° до 2° К зависимость $R = 21/T^{2,6}$ *см*^{2}*град/вт*. Андерсон и др. [105] для He^3 при температурах от 0,05° до 0,1° К дают $R = 200/T^3$, а в интервале 0,1—0,4° К $R \sim 1/T^4$. При повышенных давлениях в жидком гелии происходит [114] лишь малое изменение теплового скачка, в несколько раз меньшее, чем следует из формулы (27).

Для твердого He^3 Андерсон и др. [115] в интервале 0,07—0,2° К получили $R = 60/T^3$ *см*^{2}*град/вт*, но от 0,2° до 0,7° К тепловое сопротивление обратно пропорционально T^4.

Таким образом, ясно, что при низких температурах ($T < 0{,}1°$ К) скачок Капицы является наибольшим препятствием для установления равновесия в приборах, все эксперименты дают резкое возрастание R с понижением температуры. Однако большое различие в данных разных экспериментов и между экспериментами и теоретическими оценками указывает на то, что условия на границе твердого тела далеки от идеальных. Возможной причиной является наличие на поверхности механически обработанных металлов сильно деформированного аморфного слоя [114, 116] толщиной $5 \cdot 10^{-7} - 10^{-6}$ *см*, что приводит к увеличению эффективной поверхности и «акустическому просветлению» границы. Разрешение этого противоречия должно быть найдено в дальнейших экспериментах.

17. ВЯЗКОСТЬ

На рис. 16 внизу приведены данные о температурной зависимости вязкости жидкого He^3 [117–119] при давлении насыщенных паров и $p = 14$ *атм*. При температурах, меньших 0,1° К, зависимость вязкости жидкого He^3 от температуры при давлении насыщенных паров близка к $\eta = 3{,}2 \cdot 10^{-8}/T^2$ *пауз*.

Для сравнения приведены данные [117, 120] для вязкости жидкого He^4 выше λ-точки и вязкости нормальной части сверхтекучего He^4 ниже λ-точки. Справа внизу даны кривые, выражающие температурную зависимость вязкости газообразных He^3 и He^4, по данным измерений [121, 122] при давлении в доли *мм* рт. ст. В критической точке вязкости газообразного и жидкого гелия должны быть равны. Однако вязкость газа в первом приближении не зависит от давления, поэтому из кривых рис. 16 не ясно, как могут сравняться вязкости жидкого и газообразного гелия в критической точке. Очевидно, для решения этого вопроса требуются дальнейшие эксперименты.

18. ОПЫТЫ ПО ПОИСКУ ПЕРЕХОДА ЖИДКОГО He^3 В СВЕРХТЕКУЧУЮ ФАЗУ

Поскольку, аналогично электронам в сверхпроводниках, атомы He^3 из-за наличия ядерных спинов склонны к заметному парному взаимодействию, при очень низких температурах можно ожидать появления в He^3 сверхтекучести [3]. Решению этого вопроса посвящен целый ряд работ. В первом эксперименте [123], в котором удалось произвести измерение теплоемкости жидкого He^3 до самых низких температур, получаемых и измеряемых с помощью церий-магниевого нитрата (ЦМН), при температурах порядка 0,0055° К, как видно из рис. 17 (кривая *3* внизу), наблюдается максимум теплоемкости.

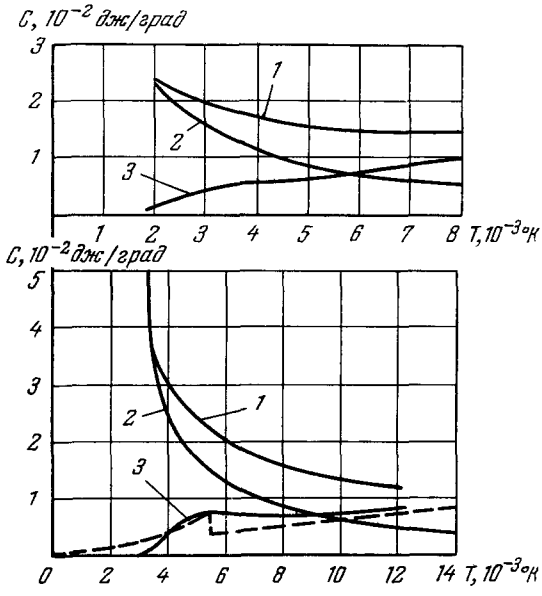

Рис. 17. Теплоемкость жидкого He^3 и церий-магниевого нитрата (ЦМН) внизу по опытам [123], вверху по опытам [124].

1 — теплоемкость калориметра (ЦМН) с жидким He^3; *2* — теплоемкость одного калориметра (ЦМН); *3* — теплоемкость жидкого He^3, полученная как разность кривых *1*, *2*. Пунктирная кривая — теоретическая [125] с температурой перехода $T_\lambda = 0{,}0055°$ К.

Наличие такого максимума может быть объяснено переходом He^3 в сверхтекучую фазу. Теоретический [124] ход кривой теплоемкости с температурой перехода $T_\lambda = 0{,}0055°$ К представлен на рис. 17 пунктирной кривой. Размытость экспериментальной кривой указывает на отсутствие равновесного распределения температур в приборе. В этом эксперименте калориметром служила сфера, спрессованная из кристаллов ЦМН, средний размер которых был равен 10 *мкм*. В порах между кристаллами помещался жидкий He^3. На 14 *г* ЦМН приходился 1 *см*^{3} жидкого He^3. Тепло вводилось в калориметр почти гомогенно с помощью подставляемых с двух сторон γ-источников. Температура T определялась по магнитному моменту ЦМН M в данном измерительном магнитном поле:

$$T = \frac{A}{M}. \qquad (30')$$

При этом константа A выбиралась так, чтобы наблюдаемый у ЦМН при самых низких температурах максимум значения M_{max} соответствовал температуре $T_{max} = 0{,}0032°$, в соответствии с данными Даниэльса и Робинсона [125].

Аналогичные измерения [126] были произведены в приборе, где кристаллы ЦМН размером около 150 *мкм* заполняли цилиндр, высота которого была равна диаметру. На 6,5 *г* ЦМН приходилось 2 *см*^{3} жидкого He^3. Температура в этих экспериментах определялась также в соответствии с формулой (30), однако температуре максимума M, в соответствии с их градуировкой, авторы приписывали значение $T_{max} = 0{,}0018°$ К. Нагревание калориметра осуществлялось с помощью проволочного нагревателя. Ясно, что при достаточно малых измеряемых магнитных полях

максимум M как для сферы, так и для цилиндра должен быть при той же температуре. Поэтому на рис. 17 вверху приведены результаты измерений теплоемкости жидкого He^3 в таком масштабе, чтобы нижние и верхние кривые в данном вертикальном сечении имели одинаковые температуры. Какая из приведенных температурных шкал ближе к термодинамической, могут определить лишь дальнейшие эксперименты.

Как видно из верхней кривой *3* рис. 17, ниже $3 \cdot 10^{-3}$ °K также начинается более быстрый спад теплоемкости He^3, однако заметно менее выраженный, чем на нижней кривой *3*. Объяснить это можно тем, что во втором эксперименте из-за более крупных размеров кристаллов ЦМН и неоднородного выделения тепла условия были еще дальше от равновесных, чем в первом эксперименте. Кроме того, по данным авторов [126], теплоемкость ЦМН с понижением температуры возрастает даже медленнее, чем $c \sim 1/T^2$, как было наблюдено [125] для сферических образцов и как наблюдалось в данной работе при температурах выше 0,008° K. В то же время из-за наличия максимума M при $T_{max} = 0{,}0018°$ значения теплоемкости в этой температурной шкале по мере приближения к T_M должны возрастать более резко, обращаясь в бесконечность в точке $T - T_M$. Все это подтверждает, что условия во втором эксперименте были далеки от равновесных.

Авторы второй работы [126] в подробной статье (перевод которой опубликован в УФН [127]) игнорируют размытый максимум теплоемкости в своих экспериментах, а максимум в первой работе пытаются объяснить наличием максимума во времени установления теплового равновесия между жидким He^3 и кристаллами ЦМН. Но время установления равновесия при темплоемкости He^3 $c_1 \sim T$ и теплоемкости ЦМН $c_2 \sim T^{-2}$ равно $\tau = Rc_1c_2/(c_1 + c_2)$ и может иметь максимум только при сопротивлении на границе, меняющемся не как $R \sim T^{-3}$, а слабее: $R \sim T^{-1}$. Кроме того, во второй работе из-за более крупных размеров кристаллов ЦМН время установления равновесия должно быть в 30—40 раз бóльшим, чем в первой, в то же время свои эксперименты авторы считают проведенными в условиях, близких к равновесным. Поэтому приходится признать, что объяснения авторов [127] противоречивы. Во всяком случае заключение авторов о том, что ниже 0,01° K начинается отклонение от линейной зависимости теплоемкости жидкого He^3 от температуры, нужно признать экспериментально не обоснованным. Для более надежного установления температурной зависимости теплоемкости жидкого He^3 при температурах ниже 0,01° K, а также более надежного наблюдения перехода He^3 в сверхтекучую фазу требуются эксперименты, обеспечивающие более равновесные условия, и термометр, имеющий более низкую температуру Кюри и малое время релаксации, например ядерный термометр. К сожалению, эксперименты в этой области очень сложны.

В случае перехода He^3 в сверхтекучую фазу начнется упорядочение магнитных моментов, т. е. изменение его магнитной восприимчивости [124]. Опыты по наблюдению зависимости магнитной восприимчивости жидкого He^3 от температуры были проведены теми же авторами [127], что и эксперименты с теплоемкостью [126]. По этим данным, восприимчивость от 10 до 3,5 *мград* практически не зависит от температуры. Из рис. 17 видно, что при употребляемой авторами шкале температур уменьшение восприимчивости, связанное с переходом жидкого He^3 в сверхтекучую фазу, следует ожидать при температурах ниже 3 *мград*. При таких температурах магнитная восприимчивость He^3 еще не измерена.

В последнее время появилась работа Осгуда и Гудкайнда [128], которые охлаждали жидкий He^3 примерно до 0,004° K ядерным адиабатическим размагничиванием меди. Однако из-за небольшой точности результатов

и неуверенности в шкале температур эти эксперименты также не дают определенного ответа. Величина теплоемкости при понижении температуры от 0,005° К имеет тенденцию к быстрому уменьшению, но магнитная восприимчивость практически не меняется.

Поэтому были бы очень желательны дальнейшие эксперименты в области самых низких температур, которые позволили бы более точно установить температуру перехода He^3 в сверхтекучую фазу, тем более что теоретические расчеты показывают, что при достаточно низких температурах He^3 должен перейти в сверхтекучую фазу [129, 130].

19. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Атомы гелия наиболее просты, и с этой точки зрения гелий—самый удобный объект для построения теории конденсированного состояния, способной обобщить и объяснить имеющиеся экспериментальные данные. В настоящее время до построения общей теории конденсированного состояния еще далеко, но в определенных условиях некоторые свойства гелия уже теперь объясняются теоретически качественно и количественно. Наиболее полно удается рассчитать свойства слабых растворов He^3 в He^4, где атомы He^3 движутся в сверхтекучем He^4 как в идеальной жидкости, не испытывая сил трения, но обладая большей эффективной массой m, равной 2,4 массы атома He^3. Друг с другом атомы He^3 взаимодействуют слабо и представляют собой как бы идеальный ферми-газ.

Как известно [131], для ферми-газа со спином 1/2 распределение частиц по импульсам p дается формулой

$$dN = \frac{vp^2\,dp}{\pi^2\hbar^3\left(e^{\frac{\varepsilon-\mu}{kT}}+1\right)}, \tag{31'}$$

где v — объем, $\hbar$ — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана, μ — химический потенциал, $\varepsilon = p^2/2m_{эфф}$ — энергия атома He^3, $m_{эфф} = 2{,}4$, $m_{He^3} = 1{,}2\cdot 10^{-23}$ *г*.

Температура вырождения газа

$$T_в = \frac{(3\pi^2 n\nu)^{2/3}\hbar^2}{2m_{эфф}k}, \tag{32}$$

где n — число атомов гелия в 1 *см*^{3}, ν — молярная концентрация He^3 в растворе. При температурах, заметно бо́льших $T_в$, формула (31) мало отличается от распределения Больцмана. В этом случае теплоемкость на 1 *см*^{3} раствора будет, как и теплоемкость идеального газа, почти постоянной и равной

$$c = \frac{3}{2}kn\nu. \tag{33}$$

При $\nu = 0{,}05$ $T_в = 0{,}34°$ К, и, как видно из рис. 10, при $0{,}6 > T > 0{,}2°$ К теплоемкость 5%-ного раствора действительно почти постоянна и согласуется с формулой (33). При более высоких температурах существенный вклад начинает вносить теплоемкость He^4, которая ниже 0,6° К пренебрежимо мала. О теплопроводности и вязкости «газа» в этих условиях говорить не приходится, так как при температурах 0,3—0,7° К они много меньше теплопроводности и вязкости нормальной части жидкого He^4. При температурах много ниже $T_в$ для раствора He^3 в He^4, который, как видно из рис. 3, существует до концентраций $\nu \sim 0{,}06$ и при 0° К, должны быть справедливы закономерности вырожденного ферми-газа. В этом случае теплоемкость будет равна

$$c_в = \frac{\pi^2 n\nu kT}{2T_в}. \tag{34}$$

При $\nu = 0{,}05$ $c_в = 120\ T$ *дж/моль·град* (на моль атомов He^3). Пользуясь таблицами Стонера [132], можно определить теплоемкость во всей области температур от 0° К до $T = 2T_в$.

Из рис. 10 видно, что при T ниже 0,05° К теплоемкость 5%-ного раствора He^3 действительно пропорциональна T и согласуется с формулой (34).

В вырожденном состоянии скорость частиц очень слабо зависит от температуры и равна

$$v_ф = \sqrt{\frac{2kT_в}{m_{эфф}}} = 7{,}6\cdot 10^3 \nu^{1/3}\ см/сек. \tag{35}$$

Длина свободного пробега по порядку величины может быть определена [133] как

$$l_в = \frac{1}{n\nu\sigma}\left(\frac{T_в}{T}\right)^2, \tag{36}$$

где $\sigma = 5\cdot 10^{-15}$ *см*^{2} — газокинетическое сечение рассеяния атомов He^3. Вязкость в этом случае будет

$$\eta_в = \frac{m_{эфф} v_ф n\nu}{3} = \frac{m_{эфф} v_ф T_в^2}{3\sigma T^2}, \tag{37}$$

а теплопроводность

$$\varkappa_в = \frac{C_в v_ф l_в}{3} = \frac{\pi^2 v_ф k T_в}{6\sigma T} \tag{38}$$

и самодиффузия

$$D = \frac{v_ф l_в}{3} = \frac{v_ф T_в^2}{n\sigma\nu T^2}. \tag{39}$$

При $\nu = 0{,}05$ He^3 в жидком гелии $\eta_в$ (*пауз*) $= 2{,}6\cdot 10^{-7}/T^2$, $\varkappa_в$ (*вт/см·град*) $= 4{,}4\cdot 10^{-6}/T$ и D (*см*^{2}*/сек*) $= 5{,}9\cdot 10^{-5}/T^2$.

Результаты более точных теоретических подсчетов Бардина и др. [134] и Эмери [135], основанные на экспериментальных данных [62] о диффузии ядерных спинов в растворах He^3 в He^4, приведены в табл. IV. В табл. IV приведены также значения теплопроводности растворов He^3 в He^4, полученные Абелем и др. [136]. Для $\nu = 0{,}05$ выход на зависимость $\varkappa \sim T^{-1}$ начинается с 0,009° К, а для $\nu = 0{,}013$ — с 0,007° К. Возможно, что полученные авторами значения теплопроводности занижены, так как средняя концентрация в измеряемом промежутке из-за термоосмоса может быть заметно меньшей. Кроме того, вызывает сомнение измерение температуры по магнитной восприимчивости цилиндрического образца ЦМН высотой, равной диаметру, как делалось в этой работе при температурах, близких к температуре Кюри. Однако из табл. IV видно, что по порядку величины теоретические, оценочные по формулам (37)—(39), и экспериментальные значения совпадают. Относительно большее значение D по сравнению с $\varkappa$ может быть связано с тем, что между магнитными моментами ядер He^3 существует взаимодействие, аналогичное тому, которое приводит к спиновым волнам.

Таблица IV

	$\nu = 0{,}013$,		$\nu = 0{,}05$,	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.
DT^2, 10^{-5} *см*^{2}*/сек*	1,72 [62]	1,72	9 [62]	9
$\varkappa T$, *эрг/см·сек*	11 [136]	19,1	24 [136]	64
ηT^2, 10^{-8} *пуаз*		66		75

Основываясь на экспериментальных данных, Бардин и др. [134] теоретически рассчитали, что в растворе He^3 в сверхтекучем состоянии появится сверхтекучесть и в «газе», состоящем из He^3. По их данным, для $\nu = 0{,}05$

температура перехода должна лежать при $T_c = 5\cdot10^{-9}$ °K, для $\nu = 0{,}013$ $T_c = 2{,}0\cdot10^{-6}$ °K. Оптимальной концентрацией будет $\nu = 0{,}016$, для нее $T_c = 2{,}2\cdot10^{-6}$ °K.

К жидкому He^3 теория идеального ферми-газа не может быть применена. Сильное взаимодействие приводит к тому, что температура вырождения вместо 5 °K, как было бы при расчете по формуле (32), оказывается всего 0,5° K.

Ландау [137] создал теорию ферми-жидкости, основанную на предположении, что при достаточно низких температурах ($T < 0{,}05°$ K) хотя и нельзя рассматривать отдельные атомы He^3, но можно рассматривать слабо взаимодействующие возбуждения, находящиеся в самосогласованном поле других возбуждений, число которых равно числу атомов. В этом случае энергия всей системы уже не равна сумме энергий отдельных частиц и является функционалом от функции распределения. Однако для функции $n(\varepsilon)$ распределение Ферми

$$n(\varepsilon) = [e^{(\varepsilon-\mu)/kT} + 1]^{-1} \tag{40}$$

остается справедливым, но при этом ε, будучи функционалом от $n(\varepsilon)$, зависит от температуры.

Эффективная масса квазичастиц определится соотношением

$$m_{\text{эфф}} = \frac{p_0}{\partial\varepsilon/\partial p} = \frac{p_0}{v_{\text{ф}}}, \tag{41}$$

где p_0 — граничный импульс ферми-распределения квазичастиц при абсолютном нуле, а $v_{\text{ф}}$ — фермиевская скорость квазичастиц.

Теплоемкость ферми-жидкости будет

$$C = \left(\frac{\pi}{3n}\right)^{2/3} \frac{m_{\text{эфф}} n k^2 T}{\hbar^2}, \tag{42}$$

где n — число частиц в единице объема.

Абрикосов и Халатников [2], а также Хон [138] провели расчеты теплопроводности, вязкости, диффузии магнитных моментов, магнитной восприимчивости и скорости звука на основе теории ферми-жидкости Ландау. Хон [138] приводит таблицу параметров жидкого He^3, вычисленную на основе экспериментальных данных о плотности, магнитной восприимчивости и скорости звука. В табл. V приведена часть из вычисленных Хоном параметров, а также фермиевская скорость квазичастиц.

Таблица V

Давление, *атм*	0	2,75	7,75	16,5
ρ, *г/см*^{3}	0,082	0,089	0,097	0,106
$p_0/\hbar$, 10^{-8} *см*$^{-1}$	0,785	0,808	0,831	0,856
$m_{\text{эфф}}/m$	2,82	3,06	3,40	4,04
$v_{\text{ф}} = p_0/m_{\text{эфф}}$, *м/сек*	58,6	55,5	51,4	44,6
c, *м/сек*	182	223	276	335
ηT^2, *пуаз·град*^{2} теор.	$1{,}5\cdot10^{-6}$	$1{,}2\cdot10^{-6}$	$0{,}87\cdot10^{-6}$	$0{,}73\cdot10^{-6}$
ηT^2, *пуаз·град*^{2} эксп.[119]	$3{,}2\cdot10^{-6}$			
$\varkappa T$, *эрг/см·сек* теор.	57	45	30	24
$\varkappa T$, *эрг/см·сек* эксп.	48			
DT^2, *см*^{2}*·град*^{2}*сек* теор.	$4{,}2\cdot10^{-6}$	$2{,}9\cdot10^{-6}$	$1{,}5\cdot10^{-6}$	$0{,}85\cdot10^{-6}$
DT^2, *см*^{2}*·град*^{2}*сек* эксп.[95]	$1{,}5\cdot10^{-6}$	$1{,}0\cdot10^{-6}$	$0{,}62\cdot10^{-6}$	$0{,}35\cdot10^{-6}$

Как видно из табл. V, согласие с небольшим количеством имеющихся экспериментальных данных есть. Однако для диффузии спинов эксперименты, как правило, из-за магнитных примесей дают завышенные значения, поэтому расхождение представляется существенным.

Одним из наибольших успехов теории ферми-жидкости является предсказание существования нулевого звука [53]. При низких температурах время релаксации $\tau \sim 10^{-12}T^{-2}$ *сек*, поэтому при более высоких температурах для обычного звука ($\omega\tau \gg 1$) при $\omega\tau \sim 1$ должно наблюдаться очень большое затухание, а при $\omega\tau \ll 1$ в жидком He^3, как видно из рис. 7, при $T < 0{,}01°$ K снова наблюдаются слабо затухающие звуковые колебания, названные Ландау нулевым звуком. Особенностью нулевого звука является то, что если обычному звуку соответствуют колебания радиуса и центра ферми-сферы, то нулевой звук главным образом связан с периодическими деформациями ферми-сферы вдоль направления распространения звука. Подробнее этот вопрос уже описан в УФН Питаевским [139].

Таким образом, можно заключить, что теория ферми-жидкости довольно хорошо объясняет свойства жидкого He^3 при температурах ниже 0,05° K и до перехода в сверхтекучую фазу.

Выше 0,05° K основные свойства жидкого He^3 экспериментально изучены, и здесь имеется широкое поле деятельности для теоретиков.

20. ПРИМЕНЕНИЕ He^3 ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Поскольку He^3 имеет самую низкую температуру кипения, простой откачкой его паров в криостатах, описанных в литературе [140–142], можно получать и поддерживать температуры от 3° до 0,3—0,2° K. Но особенности диаграммы состояния He^3 и его растворов в He^4 позволяют получать температуры значительно более низкие.

Один из методов, предложенный Лондоном и др. [143] и наиболее удачно осуществленный Негановым и др. [144], заключается в использовании теплоты перехода He^3 из фазы, богатой He^3, в фазу, богатую He^4. Как видно из рис. 3, при температурах ниже 0,88° K растворы He^3 в He^4 расслаиваются на две фазы — легкую, содержащую в основном He^3, и тяжелую, в которой основную часть составляет He^4. Точных данных о теплоте перехода He^3 из одной фазы в другую пока нет, однако, если использовать термодинамическое соотношение

$$q = T(S_1 - S_2) \tag{43}$$

и учесть, что энтропия He^3 в растворе при очень низких температурах, согласно формуле (34), равна численно теплоемкости, т. е. при $\nu = 0{,}64$ $S_1 = 103T$ *дж/моль·град*, а энтропия второй фазы практически равна энтропии чистого He^3, т. е. $S_2 = 17T$ *дж/моль·град*, то теплота перехода при $T < 0{,}05°$ K будет равна

$$q = 86T^2 \text{ дж/моль}. \tag{44}$$

Используя формулу (43) и таблицы Стонера [132], можно вычислить с точностью, определяемой данными относительно кривой расслоения растворов He^3 в He^4, энтропии и тепло́ты перехода. Эти величины приведены в табл. VI.

Схема установки для получения очень низких температур приведена на рис. 18. С помощью диффузионного насоса *1* и ротационного насоса *2* He^3 концентрации, близкой к 100%, откачивается и компрессируется. Затем он охлаждается в ванне *3* жидким азотом и конденсируется в капилляре за счет теплообмена с ванной жидкого He^4 (*4*). Далее он протекает

Таблица VI

Энтропия He^3 в расслоившихся растворах и теплота перехода q при переходе 1 моля He^3 из одной фазы в другую

T, °K	ν_1	ν_2	S_{He^3}, *дж/моль×град*	$S_{раств}$, *дж/моль×град*	q, *дж/моль*	T, °K	ν_1	ν_2	S_{He^3}, *дж/моль×град*	$S_{раств}$, *дж/моль×град*	q, *дж/моль*
0	5,00	7,00	0	0	0	0,25	2,48	4,55	4,0	14,8	2,70
0,025	4,93	6,96	0,4	2,6	0,055	0,30	2,13	4,07	4,6	15,8	3,36
0,050	4,73	6,83	0,8	5,0	0,21	0,35	1,85	3,67			
0,075	4,48	6,63	1,3	7,0	0,43	0,40	1,62	3,30			
0,100	4,13	6,40	1,7	9,0	0,73	0,45	1,44	2,99			
0,125	3,80	6,14	2,0	10,6	1,07	0,50	1,30	2,72			
0,150	3,47	5,79	2,4	11,9	0,42	0,55	1,19	2,48			
0,175	3,18	5,47	2,9	12,9	1,75	0,60	1,08	2,26			
0,2	2,92	5,10	3,3	13,6	2,06						

по тонкому капилляру *5*, приобретает давление, близкое к нулю, охлаждается в ванне испарения *6* и теплообменнике *7* и поступает в верхнюю часть ванны растворения *8*. В ванне растворения He^3 как бы испаряется в нижнюю фазу, откуда под действием разности концентраций «газообразный» He^3 вязким течением поступает в ванну испарения *6*, где испаряется и откачивается насосами, замыкая цикл. Для того чтобы заставить He^3 двигаться из области низких температур в область более высоких температур, необходимо преодолеть силы термоосмоса. В табл. VI и на рис. 3 слева внизу приведена зависимость ν от T, соответствующая динамическому равновесию сил термоосмоса. Поэтому при $\nu = 0{,}05$ в области низких температур, чтобы извлекать He^3 при $T = 0{,}6°$ K, необходимо иметь концентрацию менее $\nu = 0{,}01$. Имеется расчет [145] работы такого криостата, который показывает, что хладопроизводительность его W при температуре T

$$W(вт) = 43T^2 Q\,(моль/сек), \qquad (45)$$

где Q — скорость циркуляции He^3 в молях в секунду. При этом рабочая температура определяется соотношением

$$T°\,\mathrm{K} = 18\left(\frac{Q}{P}\right)^{0,5}, \qquad (46)$$

где P (площадь теплообменника *7*) в *см*^{2} и Q — в молях в секунду. Цифры на рис. 18 представляют один из расчетных режимов с теплообменником *7*, имеющим площадь $P = 5\cdot 10^4$ *см*^{2}. Хладопроизводительность такого режима всего 5 *эрг/мин*. Ясно, что обеспечить такой малый приток тепла, учитывая значительную теплопроводность самого He^3 и его растворов, нельзя, и приведенные цифры нужно рассматривать скорее как предел температуры, ниже которой криостат практически работать не будет.

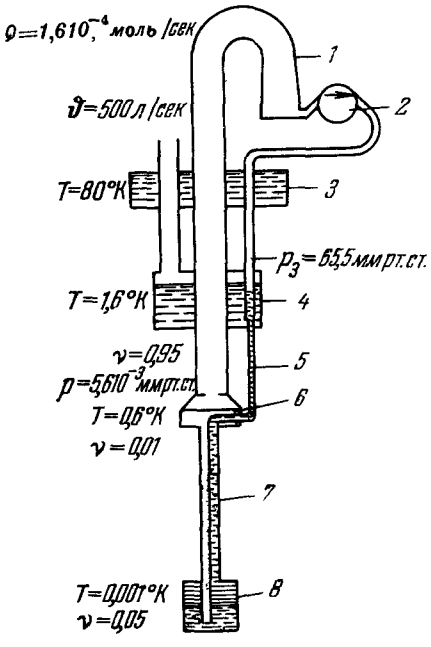

Рис. 18. Схема прибора для получения очень низких температур.

При переходе He^3 из ванны растворения *8* с концентрацией 0,05 в ванну испарения 4 с концентрацией 0,01 поглощается около 13 *дж/моль*,

а He^3, идущий по теплообменнику вниз, несет всего 1,7 *дж/моль*. Поэтому в теплообменнике 7 поднимающийся He^3 почти до самой ванны испарения имеет температуру, близкую к T ванны растворения. Для компенсации холода, идущего снизу, а также теплоты испарения He^3 при циркуляции $1{,}6\cdot10^{-4}$ *моль/сек* необходимо выделять в ванне испарения около 6 *мвт*.

Криостат разового действия, без сложного теплообменника, изображен на рис. 19. В нем сначала конденсируется раствор He^3 в He^4 примерно 30%-ной концентрации, затем начинается циркуляция, которая понижает температуру. После достижения в ванне испарения температуры 0,6—0,7° К включается нагреватель ванны испарения, и ее температура поддерживается постоянной. Почти чистый He^3 переконденсируется в ванну растворения, и после перекачки из ванны испарения всей фазы, богатой He^3, начинается быстрое охлаждение ванны растворения. В это время по внутреннему капилляру одновременно добавляют такое количество He^3, чтобы заполнить им всю ванну растворения, после чего, продолжая циркуляцию, температуру ванны растворения понижают до 0,06° К, затем циркуляция прекращается и начинается откачка паров как с выхода, так и со входа. По мере откачки He^3 температура ванны растворения понижается и устанавливается той или иной, в зависимости от притока тепла. В приборе рис. 19 удавалось получать температуры ниже 0,006° К и поддерживать их в течение 30 *мин*.

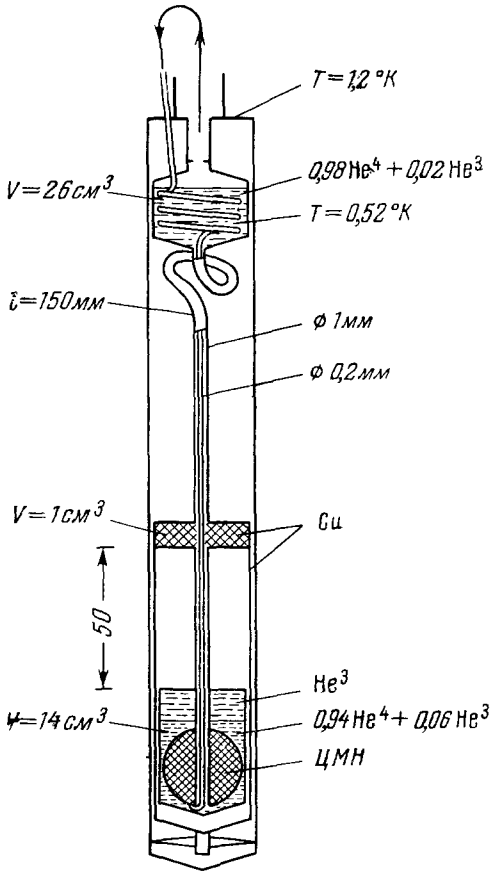

Рис. 19. Криостат разового действия, работающий на теплоте перехода He^3 в раствор.

Вилчес и Уитли[146] создали установку с предварительным циклом охлаждения растворением He^3 и циркуляцией его. С помощью первой ступени, через сверхпроводящие ключи, вторая ступень разового действия охлаждалась до $T=0{,}03°$ К, затем ключи выключались, производилась откачка из ванны испарения второй ступени. Им удавалось получить температуру около 0,0045° К и поддерживать ее около 30 *мин*. Следует заметить, что по шкале температур, употребляемой американскими авторами, температура принимается в 1,8 раза более низкой.

Еще один способ получения низких температур с помощью He^3 — способ кристаллизации — был предложен Померанчуком [133] и осуществлен Ануфриевым [82]. Как видно из рис. 12, максимальная хладопроизводительность такого процесса при $T = 0{,}25°$ К равна 0,3 *дж/моль*. При более низких температурах теплота кристаллизации будет

$$q = RT\left(1-\frac{T}{0{,}25}\right)\ln 2. \qquad (47)$$

Процесс кристаллизации давлением связан с деформацией кристаллов, что может сопровождаться заметным выделением тепла. Если эту трудность удастся обойти, то, исключая ядерное размагничивание, характеризуемое очень большими временами установления теплового равновесия между решеткой и системой ядерных спинов, процесс кристаллизации He^3 дает принципиальную возможность получения температур $\ll 0{,}001°$ K.

Для процессов разового действия, когда хладагент охлаждается до определенной низкой температуры и затем отбирает тепло от исследуемого образца, целесообразно сравнивать запас холода, заключенный в 1 *см*^{3} хладагента.

Рассмотрим процессы, ведущиеся в оптимальном режиме, т. е. когда после достижения заданной температуры дальнейшее размагничивание, кристаллизация или откачка He^3 происходят при постоянной температуре T. В этом случае максимальный запас холода определится как $q = T\Delta S$, где ΔS — разность энтропий в начале и конце процесса. В табл. VII приведены данные о максимальной разности энтропий между

Таблица VII

Хладоемкость на 1 *см*^{3} хладагента

T, °K	ЖАК	ЦМН	Медь	$He^3_к$	$He^3 \to He^4$
			ΔS_{max}, *дж/см*^{3}*град*		
	0,053	0,0156	$2{,}2\cdot10^{-15}H^2T^{-2}$ — $2{,}8\cdot10^{-30}H^4T^{-4}$	$0{,}22\,(1-T/0{,}25)$	$2{,}4T$
			$q=T\Delta S$, *эрг/см*^{3}		
	$T=0{,}3$ °K, $H=10$ *кгс*:		$T=0{,}01°$ K, $H=100$ *кгс*:		
0,05	1300	7000		88 000	60 000
0,005		550	9600	11 000	600
0,0002			380	440	1

двумя фазами и о запасе холода на 1 *см*^{3} различных веществ: железоаммониевых квасцов $NH_4Fe(SO_4)_4\cdot 12H_2O$(ЖАК), цериймагниевого нитрата $Ce_2Mg_3(NO_3)_{12}\cdot 24H_2O$(ЦМН), меди, жидкого He^3 при кристаллизации $He^3_к$ и переходе He^3 из одной жидкой фазы в другую: $He^3 \to He^4$. Из таблицы видно, что ядерное размагничивание обеспечивает при низких температурах примерно такую же хладоемкость, как и кристаллизация He^3. Однако нужно учесть, что ядерное размагничивание охлаждает систему спинов ядер, и этот холод через кристаллическую решетку нужно передать другим телам, а процесс этот весьма затруднен. Так, при $T = 0{,}001°$ K и толщине охлаждаемого слоя жидкого He^3 на меди в один микрон время установления теплового равновесия из-за скачка Капицы будет порядка 4200 *сек*, т. е. больше часа. Вообще, при температурах в миллиградусы вопрос об установлении теплового равновесия имеет решающее значение. В отсутствие магнитного поля теплоемкость металлов почти в тысячу раз меньше теплоемкости жидкого He^3, поэтому и время их охлаждения гелием в тысячу раз меньше, что облегчает использование их в качестве термометров.

Таким образом, из-за лучших условий теплопередачи, а также возможности работать в магнитных полях применение в качестве хладагента He^3 явно предпочтительно. Кроме того, до температур порядка миллиградусов в криостате растворения He^3 можно осуществить непрерывный

отвод тепла на самом низком уровне вне зависимости от наличия магнитного поля ($H < 10^6$ *гс*), что также представляет несомненное преимущество.

Поэтому утверждение в появившейся в УФН статье Абеля и др. [127] о том, что «нельзя добиться большого изменения температуры жидкого He^3 посредством изменения каких-либо внешних параметров, которые оказывают влияние на состояние He^3», приходится признать ошибочным и, наоборот, рекомендовать развивать методику использования He^3 для получения и поддержания самых низких температур, во всяком случае когда разговор идет о реальной температуре, т. е. когда хотят получить состояние, близкое к тепловому равновесию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В приведенном обзоре сделана попытка на основе наиболее достоверных экспериментальных результатов дать характеристику основных свойств He^3 и, в некоторой степени, его растворов в He^4. Кроме того, оценены преимущества применения He^3 для получения самых низких температур. Естественно, что в таком объеме обзор не претендует на исчерпывающее изложение известных свойств He^3, однако из представленного материала видно, что при температурах выше 0,05° К экспериментальные данные относительно основных свойств He^3 имеются, но нет теории, качественно и количественно обобщающей их. В области 0,05—0,006° К теория ферми-жидкости Ландау дает качественное и довольно хорошее количественное обобщение экспериментальных данных. На ее основе был предсказан ряд новых явлений, в частности нулевой звук. Эксперименты в этой области, главным образом из-за отсутствия теплового равновесия и хороших термометров, а также отсутствия шкалы температур, совпадающей с термодинамической, не обладают большой надежностью. Ниже 0,006° К имеется лишь небольшое количество экспериментов, и все они выполнены в условиях, не очень близких к тепловому равновесию. В то же время именно в этой области следует ждать наиболее интересных явлений, связанных с переходом He^3 в сверхтекучую фазу. Вопрос этот особенно интересен, так как в сверхтекучем He^3 следует ожидать проявления тех же квантовых закономерностей, что и при сверхпроводимости электронов в металлах, но здесь нет кристаллической решетки и явления должны наблюдаться в более простом и, если так можно выразиться, чистом виде.

Институт физических проблем
им. С. И. Вавилова АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. G. Daunt, Adv. Phys. **1**, 209 (1952).
2. A. A. Abrikosov, I. M. Khalatnikov, Repts. Progr. Phys. **22**, 329 (1959); также УФН **66**, 177 (1958).
3. V. P. Peshkov, K. N. Zinov'eva, Repts. Progr. Phys. **22**, 504 (1959); также УФН **67**, 193 (1959).
4. J. G. Daunt, Helium Three, Ohio State Univ. Press, Columbus, 1960.
5. E. R. Grilly, E. F. Hammel, Progr. Low Temp. Phys. **3**, 113 (1960).
6. K. W. Taconis, Progr. Low Temp. Phys. **3**, 152 (1960).
7. N. Bernadres, D. F. Brewer, Rev. Mod. Phys. **34**, 190 (1962).
8. D. F. Brewer, Progr. Cryog. (London), 27 (1964).
9. J. G. Daunt, D. O. Edwards, Ann. Rev. Phys. Chem. **15**, 83 (1964).
10. W. E. Keller, Helium-3 and Helium-4, Plenum Press, 1966.
11. D. Pines, The Theory of Quantum Liquids, v. 1, New York, Amsterdam, Benjamin, 1966.
12. E. C. Kerr, Phys. Rev. **96**, 551 (1954).
13. В. П. Пешков, ЖЭТФ **33**, 833 (1957).
14. R. B. Grilly, R. L. Mills, Ann. Phys. **8**, 1 (1959).

15. J. E. Rives, H. Meyer, Phys. Rev. Lett. **7**, 217 (1961).
16. E. J. Walker, H. A. Fairbank, Proc. LT-7, Toronto, 1961, стр. 618.
17. A. F. Shuch, R. L. Mills, Phys. Rev. Lett. **6**, 596 (1961).
18. Т. П. Птуха, ЖЭТФ **34**, 33 (1958).
19. F. G. Brickwedde, J. Res. N.B.S. **A64**, 1 (1960).
20. В. П. Пешков, А. П. Боровиков, ЖЭТФ **50**, 844 (1966).
21. J. H. Vignos, H. A. Fairbank, Phys. Rev. Lett. **6**, 265 (1961).
22. F. G. Brickwedde, Physica, Suppl. **24**, 128 (1958).
23. R. H. Sherman, S. G. Sydoriak, T. R. Roberts, J. Res. N.B.S. **A68**, 579 (1964).
24. R. H. Sherman, F. J. Edeskuty, Ann. Phys. **9**, 522 (1960).
25. Б. Н. Есельсон, Н. Г. Березняк, ЖЭТФ **30**, 628 (1956).
26. В. П. Пешков, В. Н. Качинский, ЖЭТФ **31**, 720 (1956).
27. H. Sommers, Phys. Rev. **88**, 113 (1952).
28. S. G. Sydoriak, T. R. Roberts, Phys. Rev. **118**, 901 (1960).
29. К. Н. Зиновьева, В. П. Пешков, ЖЭТФ **37**, 33 (1959).
30. D. Edwards, D. Brewer, P. Seligman, M. Skertic, M. Yaqub, Phys. Rev. Lett. **15**, 773 (1965).
31. A. Anderson, W. Roach, R. Sarvinski, J. Wheatly, Phys. Rev. Lett. **16**, 263 (1966).
32. Б. Н. Есельсон, В. Г. Иванцов, А. Д. Швец, ЖЭТФ **42**, 944 (1962).
33. D. O. Edwards, A. S. McWilliams, J. G. Daunt, Phys. Rev. Lett. **2**, 195 (1962).
34. К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **44**, 1837 (1963).
35. И. В. Богоявленский, Н. Г. Березняк, Б. Н. Есельсон, ЖЭТФ **47**, 480 (1964).
36. C. Le Pair, K. W. Takonis, R. Ouboter, P. Das, E. De Jong, Physica **31**, 764 (1965).
37. В. П. Пешков, ЖЭТФ **33**, 833 (1957).
38. C. Cuthbertson, M. Cuthbertson, Proc. Roy. Soc. **A135**, 40 (1932).
39. H. E. Johns, J. O. Wilhelm, Canad. J. Res. **A16**, 131 (1938).
40. C. Boghosian, H. Meyer, J. E. Rives, Phys. Rev. **146**, 110 (1966).
41. E. C. Kerr, R. D. Teyler, Ann. Phys. **20**, 450 (1962).
42. J. W. Stewart, Phys. Rev. **129**, 1950 (1963).
43. К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **29**, 900 (1955).
44. J. F. Allen, A. D. Misener, Proc. Cambr. Phil. Soc. **34**, 299 (1938).
45. C. J. Hoffman, E. J. Edeskuty, E. F. Hammel, J. Chem. Phys. **24**, 124 (1965).
46. D. F. Brewer, A. J. Symonds, A. L. Thomson, Phys. Lett. **13**, 298 (1964).
47. M. C. Judhram, E. Long, L. Meyer, Phys. Rev. **97**, 1453 (1955).
48. H. L. Laquer, S. G. Sydoriak, T. R. Roberts, Phys. Rev. **113**, 417 (1959).
49. K. R. Atkins, H. Flicker, Phys. Rev. **116**, 1063 (1959).
50. J. H. Vignos, H. A. Fairbank, Phys. Rev. **147**, 185 (1966).
51. W. R. Abel, A. C. Anderson, J. C. Wheatly, Phys. Rev. Lett. **17**, 74 (1966).
52. G. O. Harding, J. Wilks, Proc. LT-7, Toronto, 1961, стр. 647.
53. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 59 (1957).
54. B. E. Keen, P. W. Matthews, J. Wilks, Phys. Lett. **5**, 5 (1963).
55. K. R. Atkins, H. Flicker, Phys. Rev. **116**, 1063 (1959).
56. H. A. Fairbank, Nuovo Cimento, Suppl. **9**, 325 (1958).
57. В. П. Пешков, ЖЭТФ **38**, 799 (1960).
58. T. R. Roberts, S. G. Sydoriak, Phys. Rev. **98**, 1672 (1955).
59. D. F. Brewer, J. G. Daunt, A. K. Sreedhar, Phys. Rev. **115**, 836 (1959).
60. M. Strongin, G. O. Zimmerman, H. A. Fairbank, Phys. Rev. **128**, 1983 (1962).
61. R. B. Ouboter, K. W. Taconis, C. Le Pair, J. J. M. Beenakker, Physica **26**, 853 (1960).
62. A. C. Anderson, D. O. Edwards, W. R. Roach, R. E. Sharwiski, and J. C. Wheatly, Phys. Rev. Lett. **17**, 367 (1966).
63. M. J. Buckingham, W. M. Fairbank, Progr. Low. Temper. Phys. **3**, 80 (1961).
64. M. R. Moldover, W. A. Little, Phys. Rev. Lett. **25**, 54 (1965).
65. L. Goldstein, Phys. Rev. **112**, 1465 (1958).
66. J. G. Dash, D. L. Goodstein, W. D. McCormick, G. A. Stewart, Proc. LT-10, Moscow, 1966, стр. 496.
67. E. C. Heltemes, C. A. Swenson, Phys. Rev. **128**, 1512 (1962).
68. J. S. Dugdale, J. P. Frank, Phil. Trans. Roy. Soc. **A257** (No. 1076), 29 (1964).

69. J. Franck, Phys. Lett. **11**, 208 (1964).
70. H. Montgomery, Cryogenics **5**, 229 (1965).
71. H. Van Dijk, M. Durieux, Progr. Low Temper. Phys. **2**, 431 (1957).
72. E. C. Kerr, Phys. Rev. **96**, 551 (1954).
73. L. I. Dana, J. Kamerlingh Onnes, Proc. Roy. Acad. Amsterdam **29**, 1061 (1926).
74. R. Berman, J. Poulter, Phil. Mag. **42**, 1047 (1952).
75. B. Weinstock, B. M. Abraham, D. W. Osborne, Nuovo Cimento, Suppl. **9**, 310 (1958).
76. C. A. Swenson, Phys. Rev. **86**, 870 (1952).
77. R. L. Mills, E. R. Grilly, Symposium Liq. Sol. He^3, Ohio State Univ. Press, Columbus, Ohio, 1957, стр. 100.
78. D. O. Edwards, J. L. Baum, D. F. Brewer, J. G. Daunt, A. S. McWilliams, Proc. LT-7, Toronto, 1961, стр. 610.
79. R. L. Mills, S. G. Sydoriak, E. R. Grilly, Proc. LT-7, Toronto, 1961, стр. 613.
80. G. C. Straty, E. D. Adams, Phys. Rev. Lett. **17**, 290 (1966).
81. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Phys. Rev. **98**, 551 (1955).
82. Ю. Д. Ануфриев, Письма ЖЭТФ **1** (6), 1 (1965).
83. D. F. Brewer, J. G. Daunt, Phys. Rev. **115**, 843 (1959).
84. B. T. Beal, J. Hatton, Phys. Rev. **A139**, 1751 (1965).
85. H. A. Schwettman, H. E. Rorshach, Jr., Phys. Rev. **144**, 133 (1966).
86. D. L. Husa, D. O. Edwards, J. R. Gaines, Phys. Lett. **21**, 28 (1966).
87. J. McDougall, E. C. Stoner, Phil. Trans. Roy. Soc. **A237**, 67 (1938).
88. A. L. Thomson, H. Meyer, P. N. Dheer, Phys. Rev. **132**, 1455 (1963).
89. M. G. Richards, J. Hatton, Giffard, Phys. Rev. **A139**, 91 (1965).
90. A. L. Thomson, D. F. Brewer, P. J. Reed, Proc. LT-10, Moscow, 1967, стр. 338.
91. R. H. Romer, Phys. Rev. **117**, 1183 (1960).
92. H. C. Torrey, Nuovo Cimento, Suppl. **9**, 95 (1958).
93. R. L. Garwin, H. A. Reich, Phys. Rev. **115**, 1473 (1959).
94. R. L. Garwin, A. Landesman, Phys. Rev. **133**, A1503 (1964).
95. J. C. Wheatley, Quantum Fluids, Ed. D. F. Brewer, North Holland, Publ. 1966, стр. 198.
96. J. R. Gaines, K. Luszczynski, R. E. Norberg, Phys. Rev. **131**, 901 (1963).
97. H. A. Reich, Proc. LT-7, Toronto, 1961, стр. 633.
98. G. Careri, G. Reuss, J. M. Beenakker, Nuovo Cimento **13**, 148 (1949).
99. И. Померанчук, ЖЭТФ **19**, 42 (1949).
100. И. М. Халатников, В. Н. Жарков, ЖЭТФ **32**, 1108 (1957).
101. Г. П. Птуха, ЖЭТФ **40**, 1583 (1961).
102. P. J. Bendt, Phys. Rev. **110**, 85 (1958).
103. K. Fokkensk, W. Vermeer, K. W. Taconis, R. B. Ouboter, Physica **30**, 2153 (1964).
104. D. M. Lee, H. A. Fairbank, Phys. Rev. **116**, 1359 (1959).
105. A. C. Anderson, J. I. Connolly, O. E. Vilches, J. C. Wheatley, Phys. Rev. **147**, 86 (1966).
106. B. Bertman, H. A. Fairbank, C. W. White, Phys. Rev. **142**, 74 (1966).
107. B. Bertman, H. A. Fairbank, R. A. Gueyr and C. W. White, Phys. Rev. **142**, 79 (1966).
108. Л. П. Межов-Деглин, ЖЭТФ **49**, 66 (1965).
109. R. Bertman, C. L. Bounds, and S. J. Rogers, Proc. Roy. Soc. **289** (No. 1416), 66 (1965).
110. П. Л. Капица, ЖЭТФ **11**, 1 (1941).
111. И. Л. Бекаревич, И. М. Халатников, ЖЭТФ **39**, 1699 (1960).
112. И. М. Халатников, ЖЭТФ **22**, 687 (1952).
113. H. A. Fairbank, J. Wilks, Proc. Roy. Soc. **231**, 545 (1955).
114. Гуан Вей-янь, ЖЭТФ **42**, 921 (1962).
115. A. C. Anderson, J. I. Cannolly, J. C. Wheatley, Phys. Rev. **135**, A910 (1964).
116. W. Kranest, H. Raetteer, Ann. Phys. **43**, 520 (1943).
117. К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **34**, 609 (1958).
118. D. S. Betts, B. E. Keen, J. Wilks, Proc. Roy. Soc. A289, 35 (1965).
119. M. A. Black, H. E. Hall, K. Thompson, Proc. LT-10, Moscow, 1967, стр. 174.
120. К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **31**, 31 (1956).
121. E. W. Becker, R. Musenta, F. Z. Schmeissner, Physik **137**, 126(154).
122. E. W. Becker, R. Muzenta, Z. Physik **140**, 535 (1955).

123. В. П. Пешков, ЖЭТФ **48**, 997 (1965).
124. T. Soda, R. Vasudevan, Phys. Rev. **125**, 1484 (1962).
125. J. M. Daniels, F. M. Robinson, Phil. Mag. **44**, 630 (1953).
126. W. R. Abel, A. C. Anderson, W. C. Black, J. C. Wheatly, Phys. Rev. **147**, 111 (1966).
127. W. R. Abel, A. C. Anderson, W. C. Black, J. C. Wheatley, Physics **1**, 337 (1965) (см. перевод: УФН **91**, 261 (1967)).
128. E. B. Osgood, J. M. Goodkind, Phys. Rev. Lett. **18**, 894 (1967).
129. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **37**, 1794 (1959).
130. L. N. Cooper, R. L. Mills, A. M. Sessler, Phys. Rev. **114**, 1377 (1959).
131. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., «Наука», 1964.
132. E. Stoner, Phil. Mag. **25**, 899 (1938).
133. И. Померанчук, ЖЭТФ **20**, 919 (1950).
134. J. Bardeen, G. Baum, D. Pines, Phys. Rev. Lett. **17**, 372 (1966).
135. V. J. Emery, Preprint.
136. W. R. Abel, R. T. Johnson, J. C. Wheatley, Phys. Rev. Lett. **18**, 737 (1967).
137. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
138. D. Hone, Phys. Rev. **125**, 1494 (1962).
139. Л. П. Питаевский, УФН **91**, 309 (1967).
140. В. П. Пешков, К. Н. Зиновьева, А. И. Филимонов, ЖЭТФ **36**, 1034 (1959).
141. А. Д. Швец, ПТЭ, № 6, 5 (1965).
142. D. Walton, Rev. Sci. Inst. **37**, 734 (1966).
143. H. London, G. Clarke, E. Mendoza, Phys. Rev. **128**, 1992 (1962).
144. Б. Неганов, Н. Борисов, М. Либург, ЖЭТФ **50**, 1445 (1966).
145. В. П. Пешков, ЖЭТФ **51**, 1821 (1966).
146. O. E. Vilches, J. C. Wheatley, Phys. Lett. **A24**, 440 (1967).
147. E. M. Ifft, D. O. Edwards, R. E. Sarwinski, M. M. Skertic, Phys. Rev. Lett. **19**, 831 (1967).