

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ С $\text{He}^3$

В. И. Пешков и К. Н. Зиновьева

### МЕТОДЫ ВЫДЕЛЕНИЯ $\text{He}^3$

Изотоп гелия с массой 3— $\text{He}^3$  в естественных условиях встречается в виде малой примеси к основному изотопу  $\text{He}^4$ . Его концентрация в гелии, выделенном из атмосферы, составляет всего  $10^{-4}\%$ , а в гелии, полученном из источников и минералов колеблется от  $10^{-6}$  до  $10^{-3}\%$ <sup>1</sup>. Других изотопов гелия, кроме радиоактивного  $\text{He}^3$  с периодом полураспада 0,82 сек<sup>2</sup>, не существует.

Гелий, получаемый искусственным путем при помощи ядерных превращений в атомных реакторах (обычно по реакции  $\text{Li}^6 + n \rightarrow \text{He}^4 + \text{H}^3 \rightarrow \text{He}^4 + \text{He}^3 + e^-$ ), также состоит из смеси изотопов  $\text{He}^4$  и  $\text{He}^3$ , поэтому для изучения свойств  $\text{He}^3$  в первую очередь необходимо уметь выделять его из смесей с  $\text{He}^4$ . Эта задача остается и на более поздних стадиях исследования, так как экспериментатору необходимо иметь возможность по своему усмотрению составлять смеси и снова их разделять. Мак-Интир и др.<sup>3</sup> применили для обогащения  $\text{He}^3$  термодиффузионный метод. Их установка состояла из трех последовательно включенных термодиффузионных колонок разных диаметров общей длиной около 10 м. При потреблении 16,6 квт из гелия, содержащего  $1,5 \cdot 10^{-5}\%$   $\text{He}^3$ , получалось в сутки  $14 \text{ см}^3$  ( $p = 760 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $T = 0^\circ \text{C}$ ) гелия, содержащего 0,21%  $\text{He}^3$ .

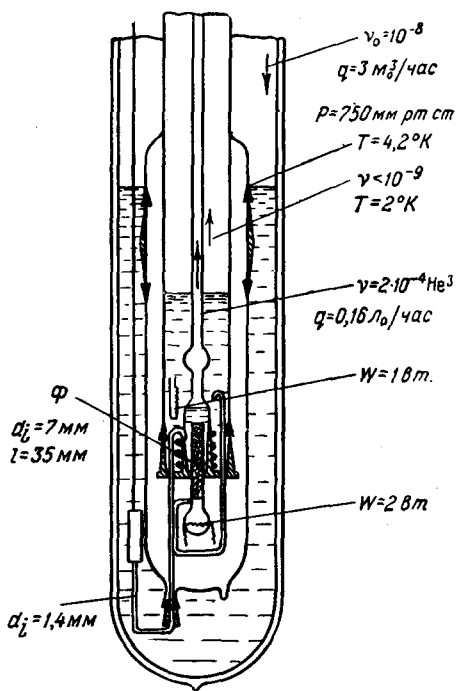
После того, как было установлено, что  $\text{He}^3$  не принимает участия в сверхтекучем течении<sup>4</sup>, был разработан ряд низкотемпературных методов разделения изотопов гелия, более эффективных, чем термодиффузия.

Лейн, Фэрбанк, Олдрич и Нир<sup>5</sup> предложили способ увлечения  $\text{He}^3$  тепловым потоком. Такой метод использовали ряд авторов, получая обогащение  $4000^6$  при переработке 0,2 л жидкого гелия за цикл,  $3 \cdot 10^4$ — при переработке 0,7 л<sup>7</sup> и  $10^5$  при переработке 0,75 л жидкого гелия<sup>8</sup>. В последнем случае из гелия, содержащего  $10^{-6}\%$   $\text{He}^3$ , получалась смесь с концентрацией 0,2%.

Другой, более надежно работающий метод также основан на использовании того факта, что  $\text{He}^3$  не участвует в сверхтекучем движении. При этом  $\text{He}^4$  извлекается по пленке или через фильтр сверхтекучим течением за счет термомеханического эффекта, т. е. используется эффект термоосмоса. Этот метод был предложен Полардом и Дэвидсоном<sup>9</sup> и использован многими авторами<sup>10, 11, 12, 13, 14</sup>. Метод давал обогащение от нескольких сот раз до  $3 \cdot 10^3$  и позволял получать из естественного гелия смеси с концентрацией  $10^{-3}$ — $10^{-2}\%$   $\text{He}^3$ . Такой метод<sup>8</sup> дал хорошие результаты при использовании прибора, изображенного на рис. 1.

1 УФН. т. LXII, вып. 2

Жидкий гелий непрерывно поступал в наружный дьюар из ожижительной машины и поддерживался при атмосферном давлении. Далее через регулировочный вентиль и медный капилляр он поступал во внутренний объем, охлаждаясь по дороге до  $2^\circ \text{К}$ .



Из внутреннего объема термоосмосом  $\text{He}^4$  отсасывался через фильтр  $\phi$  в промежуточный сосуд, откуда пары гелия откачивались насосами, за счет чего в промежуточном и внутреннем сосудах поддерживалась  $T = 2^\circ \text{К}$ . Фракция, остающаяся во внутреннем сосуде, обогащалась  $\text{He}^3$  в  $2 \cdot 10^4$  раза и отбиралась по центральной трубке.

Производительность прибора по исходному продукту (около 3—4 л жидкого гелия в час) определялась мощностью насосов, откачивающих гелий из промежуточного сосуда. Параметры, характеризующие режим работы, приведены на рис. 1.

Существенно, что термоосмосом нельзя обогатить  $\text{He}^3$  до сколь угодно больших концентраций. Во-первых, как показали измерения 15, 16, 17,  $\lambda$ -переход смещается с повышением концентраций в область низких температур. Так, у 50% раствора  $\text{He}^3$  в  $\text{He}^4$  сверхтекучесть пропадает уже при  $1,4^\circ \text{К}$ . Кроме того, при не очень больших концентрациях  $\text{He}^3$  для

Рис. 1. Прибор для извлечения  $\text{He}^3$  при помощи термоосмоса и ректификации.

термоосмоса справедливо данное Померанчуком<sup>18</sup> соотношение

$$-S dT + \frac{dp}{\rho} - \frac{k}{m_4} d(xT) = 0, \quad (1)$$

где  $S$  — энтропия 1 г  $\text{He}^4$ ,  $\rho$  — плотность,  $p$  — давление,  $m_4$  — масса атома  $\text{He}^4$ ,  $k$  — постоянная Больцмана и  $x$  — молярная концентрация  $\text{He}^3$ . Энтропия  $\text{He II}$  в области температур выше  $1^\circ \text{К}$  может быть выражена формулой  $S = 0,405 (T/2,19)^{5,5}$  кал/г град, т. е.  $S dT = (1/6,5) d(ST)$ . Плотность  $\text{He II}$  меняется мало, поэтому все выражение можно записать в виде

$$d \left\{ \left( \frac{kx}{m_4} + \frac{S}{6,5} \right) T - \frac{p}{\rho} \right\} = 0$$

или вдоль пути термоосмоса

$$\left( \frac{kx}{m_4} + \frac{S}{6,5} \right) T - \frac{p}{\rho} = \text{const.} \quad (2)$$

Так как при извлечении  $\text{He}^3$  термоосмосом его концентрация, с одной стороны, практически равна нулю, получаем

$$\left( \frac{kx}{m_4} + \frac{S}{6,5} \right) T - \frac{p}{\rho} = \frac{S_0 T_0}{6,5} - \frac{p_0}{\rho}$$

или

$$x = \frac{m_4}{kT} \left( \frac{S_0 T_0 - ST}{6,5} - \frac{p_0 - p}{\rho} \right). \quad (3)$$

Линия  $\lambda$ -переходов, а также значения  $x$ , рассчитанные по приведенной формуле для различных  $T$ , нанесены на графике рис. 2. Как видно, термоосмос не может идти до сколь угодно больших концентраций. Теоретически коэффициент разделения  $\text{He}^3$  при сверхтекучей фильтрации можно оценить из следующих соображений. Если принять, что сверхтекучее течение и диффузия происходят через одно и то же эффективное сечение фильтра, а скорость сверхтекучего потока ограничена критической скоростью  $v_s = 20 \text{ см/сек}$ , то величина сверхтекучего потока через единицу поверхности равна

$$\omega_1 = \rho_s u_s,$$

а поток  $\text{He}^3$ , определяемый диффузией, будет

$$\omega_2 = \frac{D \rho m_3 x_0}{m_4 l},$$

где  $D$  — коэффициент диффузии  $\text{He}^3$ ,  $l$  — длина фильтра,  $\rho_s$  — плотность сверхтекучей части гелия,  $x$  — молярная концентрация перед фильтром;  $m_3$  и  $m_4$  — массы атомов  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  соответственно.

Молярная концентрация проходящего гелия определится выражением

$$x = \frac{\omega_2 m_4}{\omega_1 m_3} = \frac{D \rho x_0}{l \rho_s v_s},$$

т. е. предельно достижимый коэффициент разделения равен

$$A = \frac{x_0}{x} = \frac{l \rho_s v_s}{\rho D}. \quad (4)$$

Коэффициент диффузии  $\text{He}^3$  в жидком гелии II экспериментально определялся Бинакером и др.<sup>19</sup>. Он оказался быстро падающим от  $10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$  при  $1,3^\circ \text{ К}$  до  $10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$  при  $1,6^\circ \text{ К}$  и  $4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$  при  $2,1^\circ \text{ К}$ . При длине фильтра  $l = 5 \text{ см}$  оценка по формуле (4) коэффициента разделения  $A$  для разных температур приводит к следующим результатам: при  $1,3^\circ \text{ К}$   $A = 10^4$ , при  $1,6^\circ \text{ К}$   $A = 8 \cdot 10^4$ , при  $2,0^\circ \text{ К}$   $A = 6 \cdot 10^5$  и при  $2,1^\circ \text{ К}$   $A = 5 \cdot 10^5$ , т. е. около  $2^\circ \text{ К}$  коэффициент разделения максимален. На практике из-за прерывов в процессе, когда диффузия продолжается, а сверхтекучего потока нет, а также из-за несовершенства фильтра разделение получается меньшим. Кроме того, при повышенных концентрациях доля сверхтекучей компоненты уменьшится за счет связывания ее атомами  $\text{He}^3$ , объемная скорость сверхтекучего движения уменьшается и эффективность процесса падает. Последнее обстоятельство подтверждено в работе Кузнецова<sup>20</sup>. На рис. 3 представлена зависимость производительности фильтра от концентрации обогащаемой жидкости при различных температурах. Таким образом, рассмотрение метода обогащения  $\text{He}^3$  термоосмосом показывает,

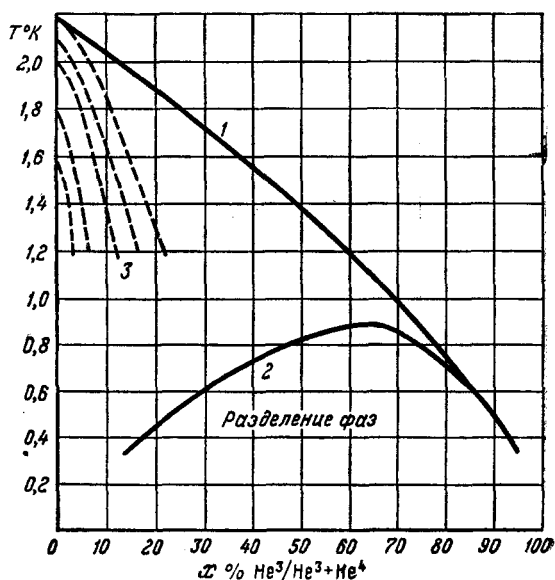


Рис. 2. 1—линия  $\lambda$ -переходов; 2—линия расчленения фаз, 3—линия  $\left(\frac{k_e}{m} + \frac{S_0}{6,5}\right)T - \frac{P}{\rho} = \text{const}$  для разных  $T_0$ .

что он весьма эффективен для извлечения  $\text{He}^3$  из слабых растворов, но едва ли удобен для обогащения растворов с концентрацией выше 5%  $\text{He}^3$ .

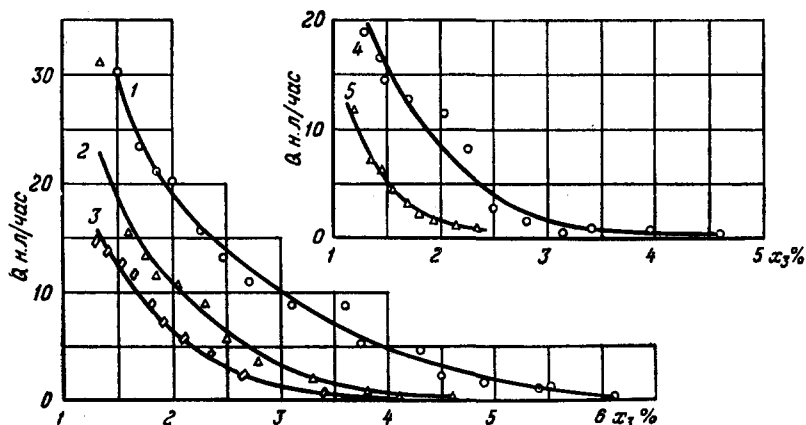


Рис. 3. Зависимость производительности фильтра  $Q$  от концентрации обогащаемой жидкости при различных температурах. Кривая 1: 1,43° (раствор)—2,15° (сборник  $\text{He}^4$ ); кривая 2: 1,43—2,02°, кривая 3: 1,43—1,86°; кривая 4: 1,86—2,15°; кривая 5: 1,86—2,02° K.

Растворы высоких концентраций  $\text{He}^3$  успешно обогащались ректификацией<sup>14,20,8,21</sup>. Для разделения изотопов гелия именно ректификация

оказывается особенно эффективной, поскольку относительная разность упругостей паров  $\text{He}^4$  и  $\text{He}^3$  весьма велика.

Диаграмма состояния жидкость — пар системы изотопов гелия ( $\text{He}^3$ — $\text{He}^4$ ) исследована рядом авторов<sup>22,23,24,25</sup>. Наиболее полные данные были получены Есельсоном и Березняк<sup>25</sup>. Их данные, приведенные в таблицах I, II и III, совпадают в пределах точности измерений с результатами Соммерса<sup>24</sup>, который проводил измерения в более узкой области концентрации, и с данными Пешкова и Качинского<sup>26</sup> для высоких концентраций. Диаграмма состояния жидкость — пар смеси изотопов гелия при разных давлениях, рассчитанная Кузнецовым<sup>27</sup> по данным Есельсона и Березняк<sup>25</sup>, приведена на рис. 4.

Как уже упоминалось выше, ректификация изотопов гелия является весьма эффективным методом разделения. Оценка действия ректификационной колонки в работе<sup>28</sup> приводит к следующим результатам.

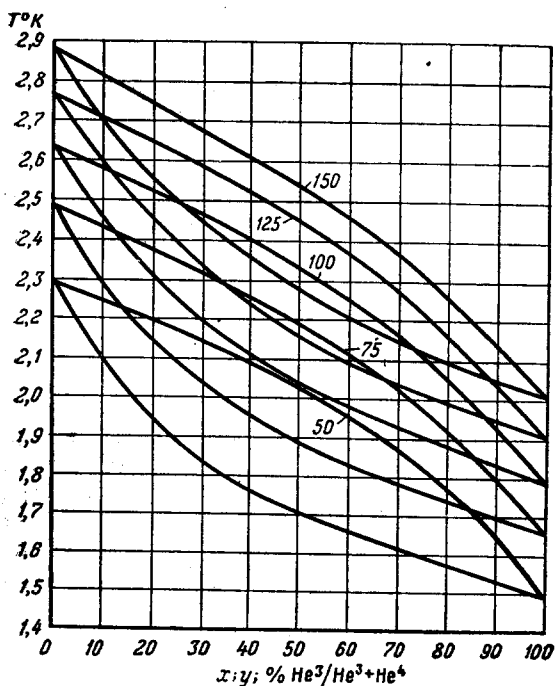


Рис. 4. Диаграмма состояния жидкость—пар изотопов гелия при различных давлениях пара. Цифры на кривых указывают давление в мм рт. ст.

Таблица I

Зависимость упругости пара ( $p$ , мм рт. ст.) от температуры ( $T^\circ$  К) для различных составов жидкой фазы ( $X_{\text{ж}}$ , %)

$X_{\text{ж}}$	$T$	$p$	$X_{\text{ж}}$	$T$	$p$	$X_{\text{ж}}$	$T$	$p$
0,4	1,377	2,22	1,9	1,743	13,33	4,0	2,202	49,34
	1,387	2,35		1,815	16,61		2,254	55,06
	1,489	3,84		1,877	19,88		2,397	73,81
	1,594	6,01		1,978	26,16		2,468	84,34
	1,675	8,26		2,037	30,26		2,485	87,29
	1,755	11,12		2,102	35,36		2,549	97,93
	1,836	14,68		2,149	39,39		2,671	120,46
	1,918	19,04		2,163	40,59		2,799	148,66
	1,993	23,80		2,177	41,91		2,950	186,04
	2,070	29,36		2,203	44,98		3,105	231,36
	2,124	33,67		2,223	47,13	6,3	1,358	6,96
	2,172	38,00		2,298	55,41		1,489	10,11
	2,201	40,94		2,424	71,83		1,618	14,30
	2,301	51,56		2,533	88,68		1,718	18,42
	2,406	64,80		2,608	101,76		1,828	24,08
	2,554	87,05		2,696	118,59		1,958	32,30
	2,694	112,15		2,740	127,95		2,008	35,92
	2,793	133,11		2,790	138,89		2,159	48,91
	2,902	158,09		2,914	168,08		2,183	51,49
	3,051	197,55		3,073	211,98		2,194	53,08
	3,104	213,54		3,217	257,23		2,258	60,30
	3,202	243,60	3,0	1,377	4,79		2,336	70,54
	3,211	246,60		1,387	4,90		2,428	84,13
0,8	1,358	2,46		1,549	8,36		2,525	100,11
	1,563	5,87		1,572	9,23		2,603	114,57
	1,634	7,71		1,644	11,34		2,665	126,88
	1,763	12,21		1,721	14,23		2,701	134,60
	1,815	14,50		1,836	19,62	8,3	1,352	8,10
	1,927	20,46		1,977	28,23		1,358	8,88
	2,008	25,76		2,053	33,84		1,483	12,55
	2,105	33,03		2,093	36,94		1,598	16,77
	2,126	34,85		2,102	37,80		1,696	21,05
	2,153	37,15		2,144	41,16		1,851	29,48
	2,165	38,26		2,175	44,10		1,983	38,52
	2,171	38,86		2,197	46,72		2,085	46,53
	2,175	39,17		2,249	52,30		2,107	48,71
	2,181	39,78		2,348	64,50		2,144	52,49
	2,188	40,74		2,460	80,45		2,172	55,67
	2,208	42,83		2,513	88,93		2,187	58,40
	2,248	46,89		2,635	110,63		2,207	60,45
	2,380	62,66		2,752	134,73		2,248	65,67
	2,449	72,32		2,850	157,33		2,402	87,77
	2,548	87,58		2,979	190,23		2,565	116,39
	2,748	125,10		3,124	233,17	11,1	2,720	148,91
	2,815	139,69		3,197	256,64		2,881	189,59
	2,900	159,38	4,0	1,358	5,32		3,023	230,39
	2,902	160,04		1,358	5,31		3,206	291,15
	3,003	186,35		1,495	8,16		3,219	296,01
	3,050	199,43		1,559	9,79		1,354	10,32
	3,052	199,82		1,655	12,91		1,363	10,94
	3,167	234,73		1,745	16,56		1,461	14,19
	3,202	245,97		1,855	22,06		1,467	14,58
1,9	1,358	3,53		1,939	27,23		1,542	17,27
	1,377	3,75		2,039	34,42		1,635	21,32
	1,495	5,86		2,120	40,89		1,730	26,16
	1,572	7,73		2,169	45,47		1,842	32,96
	1,668	10,59		2,191	48,07			

Продолжение табл. 1

X <sub>нр</sub>	T	p	X <sub>нр</sub>	T	p	X <sub>нр</sub>	T	p
14,1	1,936	39,42	16,7	2,530	134,41	22,6	3,052	304,99
	2,015	44,96		2,656	162,07		3,136	333,87
	2,020	46,62		2,805	200,80		3,211	363,31
	2,086	51,88		2,900	228,16			
	2,125	56,13		3,028	269,00			
	2,148	58,71		3,155	314,27			
	2,180	62,49		3,219	339,33			
	2,200	65,97					1,336	15,54
	2,298	79,37		1,360	14,61		1,362	16,39
	2,476	108,64		1,379	15,59		1,406	18,21
	2,699	154,57		1,474	19,19		1,579	22,65
	2,796	178,77		1,538	23,60		1,710	27,15
	2,904	207,62		1,650	28,57		1,806	35,07
13,4	3,023	243,69	19,2	1,706	32,10	23,9	1,826	41,82
	3,215	309,33		1,752	35,06		1,873	43,10
				1,839	41,04		1,908	47,81
	1,342	11,63		1,883	44,91		1,948	51,12
	1,399	12,74		1,930	48,58		2,038	54,97
	1,469	15,99		1,974	53,62		2,149	65,46
	1,553	19,64		2,027	59,13		2,188	80,07
	1,628	23,15		2,081	65,43		2,279	85,28
	1,725	28,48		2,128	71,07		2,458	88,61
	1,807	33,34		2,175	77,42		2,601	100,87
	1,844	35,89		2,233	87,67		2,754	108,48
	1,944	42,87		2,278	94,66		2,885	171,54
	1,995	46,88		2,376	111,85		3,035	213,45
16,7	2,045	51,43	22,6	2,469	129,86	30,2	3,206	253,67
	2,087	56,30		2,571	152,18			305,70
	2,122	60,15		2,688	180,74			322,35
	2,156	64,07		2,799	211,32		1,316	16,23
	2,181	67,19		2,900	244,21		1,341	17,11
	2,199	70,59		2,999	273,69		1,380	18,70
	2,301	85,25		3,107	312,17		1,423	21,59
	2,409	103,12		3,202	348,09		1,485	24,60
	2,501	119,52					1,537	27,80
	2,600	140,17		1,336	15,14		1,597	31,24
	2,701	163,41		1,353	15,68		1,649	34,40
	2,802	189,58		1,460	20,74		1,722	39,73
	2,884	212,07		1,502	22,80		1,785	40,71
	3,063	267,83		1,554	25,64		1,884	45,58
16,7	3,215	321,79	22,6	1,646	30,52	38,3	1,830	49,96
				1,704	33,99		1,911	58,94
	1,388	14,86		1,802	40,58		1,992	66,74
	1,463	17,84		1,831	42,53		2,069	69,14
	1,496	19,23		1,864	45,14		2,099	79,85
	1,596	23,86		1,905	48,88		2,126	88,03
	1,701	29,80		1,968	55,53		2,170	95,37
	1,771	34,01		2,008	59,75		2,202	102,22
	1,849	39,14		2,068	66,98		2,218	105,97
	1,896	42,53		2,101	71,32		2,375	121,12
	1,930	45,06		2,126	74,71		2,508	135,95
	1,955	47,15		2,173	81,47		2,555	146,50
	1,980	49,79		2,202	86,68		2,773	205,91
	2,037	55,60		2,294	101,82		2,878	241,97
	2,107	63,35		2,414	124,29		3,004	276,70
	2,138	67,25		2,474	136,54		3,102	322,59
	2,174	71,79		2,552	154,02		3,205	361,65
	2,189	75,00		2,611	168,17			404,75
	2,213	78,15		2,719	196,36		1,331	18,99
	2,298	90,91		2,809	222,64		1,384	18,95
	2,384	106,13		2,906	252,03		1,422	21,76
								23,21

Продолжение табл. I

$X_{\text{ж}}$	$T$	$p$	$X_{\text{ж}}$	$T$	$p$	$X_{\text{ж}}$	$T$	$p$	
38,3	1,471	25,80	52,7	2,009	97,14	73,4	2,606	298,89	
	1,543	30,11		2,054	105,32		2,710	340,66	
	1,570	32,27		2,106	115,41				
	1,641	37,91		2,163	127,30		82,4	1,380	28,56
	1,715	44,94		2,193	136,18			1,392	30,15
	1,757	49,06		2,254	150,86			1,490	41,09
	1,804	53,89		2,330	171,00			1,595	53,71
	1,857	60,38		2,390	186,91				
	1,949	72,69		2,474	211,68			1,694	68,86
	2,046	86,79		2,540	232,01			1,808	88,66
	2,090	94,65		2,617	257,47			1,894	105,38
	2,141	102,24		2,669	275,95			1,996	128,22
	2,170	107,71		2,737	301,49			2,085	149,67
	2,194	113,66		2,786	320,42			2,176	172,34
	2,199	114,78						2,199	182,17
	2,253	125,72		2,255	157,26			2,256	199,37
	2,306	137,19		2,352	181,33			2,308	216,63
	2,331	142,88		2,448	208,82			2,400	248,31
	2,408	161,34		2,535	235,80			2,504	287,36
	2,488	181,52		2,629	267,32			2,603	328,42
	2,554	199,62		2,703	294,96			2,695	369,74
	2,604	213,13		2,774	322,21				
	2,680	237,15				90,8	1,392	31,26	
	2,757	262,36		1,400	27,27		1,405	32,49	
	2,856	296,94		1,411	26,52		1,507	45,32	
52,7			73,4	1,422	26,89		1,601	58,41	
	1,350	21,06		1,515	38,52		1,678	70,71	
	1,356	21,83		1,596	48,30		1,809	94,55	
	1,437	26,70		1,691	61,06		1,906	115,67	
	1,471	28,94		1,806	79,06		2,004	138,61	
	1,519	34,15		1,897	95,09		2,097	163,04	
	1,562	36,58		2,007	117,08		2,139	175,30	
	1,592	40,29		2,108	140,19		2,182	186,34	
	1,652	45,84		2,152	150,56		2,193	192,94	
	1,686	49,87		2,177	157,95		2,259	214,74	
	1,728	54,79		2,194	162,98		2,303	229,99	
	1,803	64,71		2,257	181,08		2,395	263,90	
	1,877	75,24		2,306	195,48		2,507	309,00	
	1,944	85,94		2,404	226,82		2,586	343,55	
				2,499	259,30		2,648	371,96	

Таблица II

Зависимость давления ( $p$ , мм рт. ст.) начала конденсации от температуры ( $T^\circ \text{K}$ ) для смесей с разным содержанием He<sup>3</sup> ( $X_{\text{II}}$  %)

$X_{\text{II}}$	$T$	$p$	$X_{\text{II}}$	$T$	$p$	$X_{\text{II}}$	$T$	$p$
1,9	2,037	26,4	4,0	1,748	10,4		1,795	14,0
	2,166	37,2		2,077	30,2		2,131	38,0
	2,369	59,7		2,411	66,4		2,309	58,7
	2,520	81,5		2,732	122,3		2,628	111,8
	2,776	129,3		3,040	198,7		2,853	164,2
	3,033	193,5		1,350	1,9		3,229	281,6
			11,6					

Продолжение табл. II

$X_{II}$	$T$	$p$	$X_{II}$	$T$	$p$	$X_{II}$	$T$	$p$
29,0	1,410	3,3	35,4	2,706	167,6	73,4	1,451	9,5
	1,768	15,5		2,808	197,0		1,691	29,6
	1,986	31,5		2,899	225,7		1,865	51,3
	2,349	78,4		3,100	299,7		2,254	127,1
	2,533	112,7		3,355	418,6		2,489	199,3
	2,676	146,3		1,433	5,7		2,731	294,8
	2,826	187,0		1,581	13,8	82,4	1,412	16,1
	3,012	248,3		1,811	31,5		1,611	30,3
35,4	1,404	3,3	57,6	1,963	47,8		1,818	59,0
	1,836	21,9		1,998	51,4		2,106	119,7
	2,044	40,2		2,101	66,5		2,283	173,7
	2,159	54,4		2,444	137,4		2,404	210,5
	2,298	76,4		2,652	204,4		2,640	296,3
	2,516	121,1		2,825	267,4			

Распределение концентрации  $He^4$  вдоль колонки в жидкой фазе в безотборном режиме определяется формулой

$$\frac{x}{(1-x)^{\frac{1}{\alpha}}} = \frac{x_0}{(1-x_0)^{\frac{1}{\alpha}}} e^{\beta z} \quad (5)$$

при условии  $\frac{x_a}{1-x_a} = \frac{\alpha y_a}{1-y_a}$ . Или, при наличии отбора  $x_a = \alpha y_a$ , что для гелия в интервале температур от 1,5° до 1,9° К справедливо до  $x=0,5$  при  $\alpha=3$ ,

$$x = x_0 \frac{(\alpha-1)e^{\beta z} - \alpha\gamma}{\alpha-1-\alpha\gamma} \quad (6)$$

В этих выражениях при турбулентном режиме в колонке

$$\beta = \frac{\alpha(1-\gamma)-1}{12\alpha(1-\gamma)a} \left( \frac{Dy}{av_0} \right)^{0,2} \quad (7)$$

Задержка в колонке определится формулой

$$q = \frac{px_l}{\beta l} \quad (8)$$

Если отбирается газ с высокой концентрацией  $He^3$  и эффективность колонки большая  $e^{\beta l} \gg 1$ , средняя концентрация отобранного газа будет

$$x = \frac{\left(1 - \frac{\alpha\gamma}{\alpha-1}\right) Q e^{-\beta l}}{\alpha p_0} \ln \frac{x_2}{x_1} \quad (9)$$

Время установления режима в колонке, после которого можно начинать отбор, равно

$$\tau_0 = \frac{4\alpha p}{(\alpha-1)W} \quad (10)$$



Таблица III

Распределение  $\text{He}^3$  между паром и жидкостью ( $X_{\text{п}}/X_{\text{ж}}$ ) для различных составов жидкой фазы  $X_{\text{ж}}$  и различных температур

$X_{\text{ж}}/X_{\text{п}}$																			
$X_{\text{ж}}$	1,4° K	1,5° K	1,6° K	1,7° K	1,8° K	1,9° K	2,0° K	2,1° K	2,2° K	2,3° K	2,4° K	2,5° K	2,6° K	2,7° K	2,8° K	2,9° K	3,0° K	3,1° K	3,2° K
0,004	39,75	29,25	22,25	16,75	13,00	10,25	8,75	7,50	6,75	6,00	5,25	4,75	4,25	3,75	3,50	3,00	2,75	2,62	2,50
0,008	33,75	25,62	20,00	15,87	12,62	10,12	8,37	6,87	6,00	5,37	4,75	4,37	4,00	3,62	3,25	3,00	2,75	2,62	2,50
0,019	24,53	19,63	16,05	13,26	11,00	9,21	7,79	6,68	5,74	5,05	4,42	4,05	3,68	3,37	3,05	2,84	2,63	2,47	2,26
0,030	19,17	16,03	13,53	11,57	9,93	8,43	7,10	6,00	5,10	4,43	4,03	3,70	3,30	3,10	2,87	2,67	2,47	2,27	2,07
0,040	16,10	13,82	11,92	10,22	8,67	7,47	6,42	5,50	4,80	4,25	3,97	3,62	3,20	3,07	2,82	2,57	2,40	2,22	—
0,063	11,67	10,43	9,24	8,11	7,11	6,35	5,75	5,21	4,59	3,98	3,75	3,44	3,17	3,00	—	—	—	—	—
0,083	9,34	8,52	7,76	7,04	6,24	5,70	5,22	4,77	4,30	3,87	3,54	3,25	3,04	2,89	2,73	2,54	2,37	2,20	2,06
0,111	7,32	6,76	6,29	5,79	5,33	4,90	4,57	4,19	3,85	3,61	3,31	3,05	2,86	2,71	2,60	2,45	2,31	2,17	2,04
0,134	6,22	5,79	5,42	5,04	4,68	4,36	4,07	3,79	3,51	3,33	3,11	2,90	2,72	2,59	2,48	2,36	2,25	2,14	2,04
0,167	5,12	4,82	4,53	4,24	3,96	3,74	3,53	3,32	3,12	2,99	2,84	2,66	2,52	2,43	2,33	2,19	2,10	—	—
0,192	4,53	4,28	4,03	3,80	3,58	3,39	3,22	3,04	2,87	2,79	2,66	2,50	2,39	2,33	2,23	—	—	—	—
0,226	3,91	3,71	3,52	3,34	3,15	3,01	2,88	2,73	2,61	2,54	2,44	2,33	2,24	2,19	2,10	—	—	—	—
0,239	3,72	3,53	3,36	3,19	3,02	2,89	2,76	2,64	2,53	2,46	2,37	2,27	2,19	2,14	2,05	—	—	—	—
0,302	3,00	2,87	2,75	2,64	2,53	2,44	2,35	2,27	2,20	2,15	2,08	2,03	1,96	1,93	1,87	—	—	—	—
0,383	2,39	2,31	2,24	2,17	2,11	2,05	1,99	1,94	1,90	1,86	1,81	1,78	1,73	1,71	1,68	—	—	—	—
0,527	1,78	1,73	1,69	1,66	1,63	1,61	1,58	1,55	1,53	1,51	1,48	1,47	1,44	1,43	1,41	—	—	—	—
0,563	—	—	—	—	—	—	—	—	1,46	1,44	1,42	1,41	1,39	1,37	1,36	—	—	—	—
0,734	1,31	1,29	1,28	1,26	1,26	1,24	1,23	1,22	1,21	1,20	1,20	1,19	1,18	1,17	—	—	—	—	—
0,824	1,18	1,17	1,16	1,15	1,15	1,14	1,14	1,13	1,12	1,12	1,12	1,11	1,11	1,10	—	—	—	—	—
0,908	1,09	1,08	1,08	1,07	1,07	1,07	1,06	1,06	1,06	1,06	1,05	1,05	1,05	1,05	—	—	—	—	—

В вышеприведенных формулах применены следующие обозначения:  $x_0, x_t, x_a, x_1$  и  $x_2$  — концентрации  $\text{He}^4$  в жидкой фазе соответственно сверху колонки, внизу колонки, на границе между жидкой и паровой фазами, в испарителе, в начале и конце отбора;

$y_a$  — концентрация  $\text{He}^4$  в паровой фазе на границе с жидкой,  $z$  — расстояние, отсчитываемое вниз от верха колонки,  $\gamma$  — доля, отбираемая из

парового потока сверху колонки,  $D_y$  — коэффициент диффузии в паровой фазе,  $v_0$  — средняя линейная скорость парового потока,  $\alpha$  — радиус трубчатой колонки или эффективный радиус, приблизительно равный радиусу колец набивки колонки,  $q$  — количество молей  $\text{He}^4$  в колонке,  $p$  — общее количество молей гелия в колонке,  $l$  — длина колонки,  $Q$  — количество молей  $\text{He}^4$  в колонке и испарителе,  $p_0$  — количество молей гелия, отобранных из колонки,  $W$  — скорость потока пара в колонке (молей в сек).

Анализ работы колонки приводит к заключению, что наиболее выгодно работать с максимальными скоростями потока, лишь немного не достигающими режима захлебывания.

Комбинированный прибор, изображенный на рис. 5, оказался особенно эффективным для извлечения  $\text{He}^3$  из смесей с концентрациями выше 0,1%. В нем использованы ректификационная колонка 1 и фильтр 2. Колонка выполнена из трубки нержавеющей стали диаметром  $9,6 \times 10$  мм и длиной

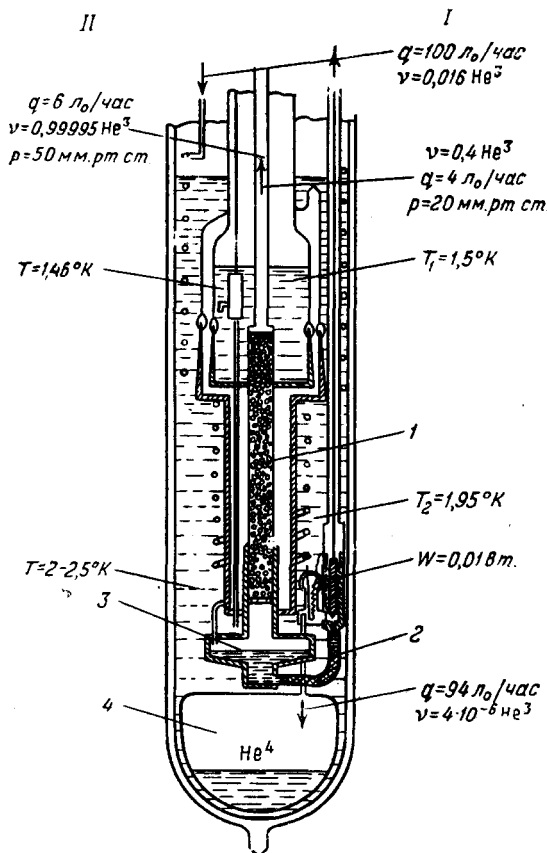


Рис. 5. Прибор для концентрирования  $\text{He}^3$ .

200 мм и имеет набивку из колечек диаметром 1,5 мм, изготовленных из константановой проволоки 0,2 мм. Фильтр представляет собой медную трубку диаметром  $2 \times 4$  мм, длиной 45 мм, плотно набитую крокусом.

Как правило, прибор работал в два цикла — цикл извлечения и цикл обогащения. Производительность и данные, характеризующие цикл извлечения, приведены на рис. 5 справа от прибора. Гелий со скоростью  $100 \text{ л}_0/\text{час}$  (при  $760 \text{ мм}$  и  $0^\circ \text{C}$ ) конденсировался в змеевике и поступал в сборник 3, из которого с помощью термоосмоса  $\text{He}^4$  отсасывался в сборник 4. Одновременно из верхней части колонки производился отбор смеси, обогащенной ректификацией до концентрации порядка  $0,4 \text{ He}^3$ . Во втором цикле, данные о котором приведены на рис. 5 слева от аппарата, смесь с исходной концентрацией около  $0,4 \text{ He}^3$  конденсировалась в сборнике 3 и затем из верхней части колонки производился отбор  $\text{He}^3$  со скоростью  $10 \text{ л}_0/\text{час}$ . По мере отбора температура сборника 3 повышалась от 2

до  $2,5^\circ\text{K}$ , а скорость отбора уменьшалась до  $4 \text{ л}_0/\text{час}$ . В одном из экспериментов средняя концентрация  $4 \text{ л}_0$  отобранного газа составляла  $0,99995 \text{ He}^3$ . В колонке оставалось непереработанным  $0,8 \text{ л}_0$  смеси, из них  $0,25 \text{ л}_0 \text{ He}^3$ .

Для этого прибора  $e^{31} = 4000$ , т. е.  $\frac{1}{3} = 2,5 \text{ см}$ , а время установления  $\tau_0 = 10 \text{ сек}$ . Описанные выше приборы обеспечивают возможность получения  $\text{He}^3$  сколь угодно высокой чистоты и свободу работы с растворами  $\text{He}^3 - \text{He}^4$ .

#### УПРУГОСТЬ НАСЫЩЕННОГО ПАРА. КРИТИЧЕСКАЯ ТОЧКА

Исследование свойств чистого  $\text{He}^3$  началось около 10 лет назад, когда запасы  $\text{He}^3$  исчислялись всего в десятках кубических сантиметров газа при нормальных условиях. Интерес к этой жидкости был столь велик, что, имея ничтожные количества  $\text{He}^3$ , исследователи пытались, тем не менее, выяснить основные его свойства.

Впервые  $\text{He}^3$  был ожижен в 1948 г. Сидоряком, Грилли и Хаммелем<sup>29</sup>, имевшими в распоряжении всего  $20 \text{ см}^3 \text{ He}^3$  при нормальных условиях.  $\text{He}^3$  конденсировался в стальном капилляре внутренним диаметром  $1,2 \text{ мм}$ , погруженном в ванну жидкого гелия на глубину  $5-10 \text{ мм}$ . Второй конец капилляра вне криостата подсоединялся к ртутному манометру и насосу Теплера. Перемещением ртутного поршня в насосе повышалось давление  $\text{He}^3$  в капилляре и манометре. Начало конденсации устанавливалось по прекращению роста равновесного давления при дальнейшем уменьшении объема системы. Вопреки предсказаниям многих авторов<sup>30, 31</sup>, сомневавшихся в возможности ожижения  $\text{He}^3$  из-за его большой нулевой энергии, Сидоряк, Грилли и Хаммель получили типичные для жидкости вандерваальсовы кривые на диаграмме  $\text{He}^3$ . В дальнейшем, заменив стальной капилляр стеклянным, авторы смогли воочию убедиться в том, что на дне капилляра находится жидкость. По характеру изотерм удалось установить параметры критической точки  $T_K = 3,34^\circ\text{K}$ ,  $p_K = 875 \text{ мм рт. ст.}$ . Тогда же авторы определили точку нормального кипения  $\text{He}^3$ , равную  $3,20^\circ\text{K}$  и кривую упругости насыщенного пара в интервале температур от  $1,2^\circ$  до критической точки.

В дальнейшем кривая упругости пара так же, как и параметры критической точки, были более тщательно измерены в работе Абрагама, Осборна и Вайнштока<sup>32</sup>, исследовавших интервал температур от  $1,0$  до  $3,35^\circ\text{K}$ . Авторы располагали  $30 \text{ см}^3 \text{ He}^3$  при нормальных условиях с содержанием  $\text{He}^4$   $0,03 \pm 0,03\%$ .  $\text{He}^3$  конденсировался в полости медного блока объемом  $50 \text{ мм}^3$ , соединенной с внешним объемом монелевой трубкой внутренним диаметром  $0,5 \text{ мм}$ . Блок с  $\text{He}^3$  охлаждался откачкой паров гелия из криостата. Регулируя скорость откачки при помощи диафрагмы, установленной на входе насоса, авторы могли поддерживать температуру в исследуемой области с точностью до  $0,001^\circ\text{K}$ . Кривая упругости пара по данным этой работы хорошо описывается эмпирической формулой

$$\lg p_{\text{мм}} = \frac{0,97796}{T} + 2,5 \lg T + 0,00302T^3 + 1,91594, \quad (11)$$

$$1,0^\circ < T < 3,3^\circ\text{K},$$

где  $T$  определено по согласованной шкале температур 1948 г.<sup>33</sup> с поправками Кистемакера<sup>34</sup>. Вычисленная из этого уравнения температура нормального кипения  $T = 3,195 \pm 0,001^\circ\text{K}$ . Параметры критической точки по данным этой работы суть:  $T_K = 3,35 \pm 0,02^\circ\text{K}$  и  $p_K = 890 \pm 20 \text{ мм рт. ст.}$

В области температур ниже  $1^\circ \text{K}$  (от  $0,45$  до  $1,0^\circ \text{K}$ ) давление насыщенного пара с большой точностью было промерено Сидоряком и Робертсом<sup>35</sup>, применившими для охлаждения жидкости откачку паров  $\text{He}^3$ . Прибор Сидоряка и Робертса изображен на рис. 6.  $\text{He}^3$  конденсировался в медной сфере внутренним диаметром  $1,2 \text{ см}$ , подвешенной на тонкостенной трубке (70 Cu, 30 Ni) диаметром  $3 \text{ мм}$  в медной вакуумной рубашке. Верхний

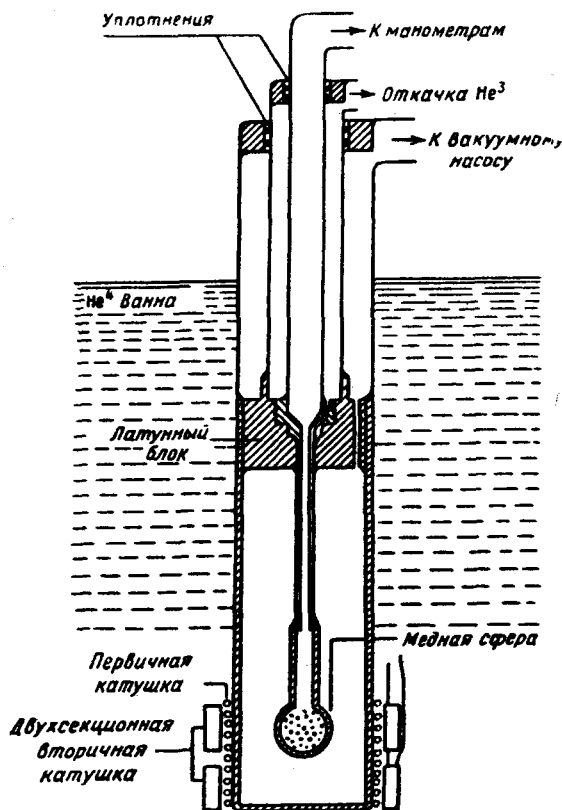


Рис. 6. Схема криостата с  $\text{He}^3$  Сидоряка и Робертса<sup>35</sup>.

конец трубки был укреплен в латунном блоке, как показано на рисунке, и выведен наружу к насосу  $\text{He}^3$ . Температура жидкости измерялась по магнитной восприимчивости железо-аммониевых или хромо-калиевых квасцов, заложенных внутрь сферы. Предварительно соль калибровалась по упругости пара  $\text{He}^3$  в области температур выше  $1^\circ \text{K}$ . Давление пара измерялось ртутным и масляным манометрами с большой точностью. Кривая упругости насыщенного пара ниже  $1^\circ \text{K}$ , согласно измерениям Сидоряка и Робертса, может быть представлена уравнением

$$\lg p_{\text{м.м.}} = \frac{1,40371}{T} + 2,3214 \lg T + 2,0936 - 0,08976 T + 0,03756 T^2 - 0,004 T^3, \quad (12)$$

$$0,45^\circ < T < 1,0^\circ \text{K},$$

где  $T$  определено по шкале  $E_{55}^{38,37}$ .

Наряду с давлением насыщенных паров Сидоряк и Робертс определили также температуру и давление в критической точке, соответственно равные:

$$T_{\text{к}} = 3,329^\circ \text{K}, \quad p_{\text{к}} = 875 \text{ мм рт. ст.}$$

Отметим, что из измерений плотности  $\text{He}^3$  оптическим методом Пешков<sup>38</sup> получил для критической точки значение  $T_{\text{к}} = 3,38 \pm 0,03^\circ$ ,  $p_{\text{к}} = 930 \pm 20 \text{ мм рт. ст.}$ , что несколько расходится с предшествующими данными.

Эмпирическая формула (12) Сидоряка и Робертса для давления насыщенного пара ниже  $1^\circ \text{K}$  хорошо согласуется с уравнением Абрагама, Осборна и Вайнштока<sup>11</sup> для более высоких температур. В таблице IV приведены значения давлений насыщенного пара  $\text{He}^3$  в интервале  $0,3$ — $3,34^\circ \text{K}$  согласно данным работ<sup>35</sup> и<sup>32</sup>. Температура определена по шкале  $E_{55}$ . Нетрудно видеть, что давление пара  $\text{He}^3$  в области низких температур во много раз превосходит соответствующее давление у  $\text{He}^4$ . Это дает возможность успешно применять  $\text{He}^3$  в качестве рабочего вещества в конденсационных термометрах для измерений температур ниже  $1^\circ \text{K}$ .

Таблица IV

Упругость пара He<sup>3</sup> в мм рт. ст. с интервалами 0,01 °К.  $T_E$  — шкала температур

$T$ , °К	0,00	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08	0,09
0,3	0,00150	0,00213	0,00296	0,00404	0,00542	0,00717	0,00935	0,01205	0,01533	0,01930
0,4	0,02405	0,02969	0,03634	0,04411	0,05314	0,06355	0,07551	0,08915	0,10462	0,12210
0,5	0,1418	0,1638	0,1883	0,2155	0,2456	0,2789	0,3154	0,3554	0,3991	0,4468
0,6	0,4985	0,5546	0,6152	0,6806	0,7510	0,8267	0,9077	0,9945	1,0872	1,1860
0,7	1,291	1,403	1,522	1,647	1,780	1,921	2,069	2,225	2,390	2,563
0,8	2,744	2,935	3,135	3,344	3,563	3,792	4,031	4,280	4,540	4,810
0,9	5,092	5,385	5,689	6,005	6,333	6,673	7,026	7,391	7,769	8,160
1,0	8,564	8,981	9,413	9,858	10,318	10,792	11,280	11,783	12,301	12,835
1,1	13,384	13,948	14,528	15,124	15,737	16,366	17,012	17,674	18,354	19,051
1,2	19,765	20,497	21,247	22,015	22,801	23,606	24,429	25,271	26,132	27,013
1,3	27,913	28,833	29,772	30,732	31,711	32,711	33,732	34,774	35,837	36,920
1,4	38,03	39,15	40,30	41,47	42,66	43,88	45,12	46,38	47,66	48,97
1,5	50,30	51,65	53,03	54,43	55,85	57,30	58,77	60,27	61,79	63,34
1,6	64,91	66,51	68,13	69,78	71,46	73,16	74,88	76,64	78,42	80,23
1,7	82,06	83,92	85,81	87,73	89,67	91,64	93,64	95,67	97,73	99,81
1,8	101,93	104,07	106,24	108,44	110,67	112,94	115,23	117,55	119,90	122,28
1,9	124,69	127,14	129,61	132,12	134,66	137,23	139,83	142,46	145,12	147,82
2,0	150,55	153,31	156,11	158,94	161,80	164,70	167,63	170,59	173,59	176,62
2,1	179,68	182,78	185,92	189,09	192,30	195,54	198,81	202,13	205,47	208,86
2,2	212,28	215,74	219,23	222,76	226,33	229,93	233,58	237,26	240,97	244,73
2,3	248,52	252,36	256,23	260,14	264,08	268,07	272,10	276,17	280,27	284,42
2,4	288,60	292,83	297,10	301,41	305,75	310,14	314,57	319,04	323,56	328,11
2,5	332,71	337,35	342,03	346,75	351,52	356,33	361,18	366,08	371,02	376,00
2,6	381,02	386,09	391,21	396,37	401,57	406,82	412,11	417,45	422,83	428,26
2,7	433,73	439,25	444,81	450,42	456,08	461,78	467,53	473,33	479,17	485,06
2,8	491,09	496,99	503,02	509,10	515,23	521,40	527,63	533,90	540,22	546,59
2,9	553,01	559,48	566,00	572,56	579,18	585,84	592,56	599,32	606,13	613,00
3,0	619,92	626,89	633,90	640,97	648,09	655,26	662,48	669,76	677,08	684,46
3,1	691,88	699,36	706,89	714,48	722,11	729,80	737,54	745,34	753,18	761,08
3,2	769,04	777,04	785,10	793,21	801,38	809,60	817,87	826,20	834,58	843,01
3,3	851,50	860,05	868,64	877,30	886,00	894,80	903,64	912,52	921,44	930,40

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГАЗА  $\text{He}^3$ 

$P$ — $V$ -изотермы газа  $\text{He}^3$  (с чистотой 99,75%) были получены экспериментально Келлером<sup>39</sup> для пяти значений температур в интервале 1,5—3,8° К. Вычисленные из этих измерений вторые вириальные коэффициенты  $B$ , определяемые уравнением

$$\frac{PV}{N} = a + b \left( \frac{N}{V} \right) + c \left( \frac{N}{V} \right)^2 + \dots$$

$$a = A = RT; \quad b = aB; \quad c = aC, \quad (13)$$

приведены в таблице V, где температуры даны в шкале Кистемакера<sup>34</sup>.

Эти данные хорошо описываются эмпирическим уравнением

$$B \text{ см}^3/\text{моль} = 10,26 - 299,90/T + 44,27/T^2. \quad (14)$$

Вторые вириальные коэффициенты, найденные Келлером экспериментально, довольно близко совпадают со значениями, вычисленными в работах<sup>40,41,42</sup> на основании потенциала Леннарда — Джонса

$$V(r) = 4\epsilon \left[ \left( \frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma}{r} \right)^6 \right].$$

Уравнение состояния газа  $\text{He}^3$ , кроме Келлера, было определено также Пешковым<sup>38</sup>, измерившим плотность и коэффициент изотермической

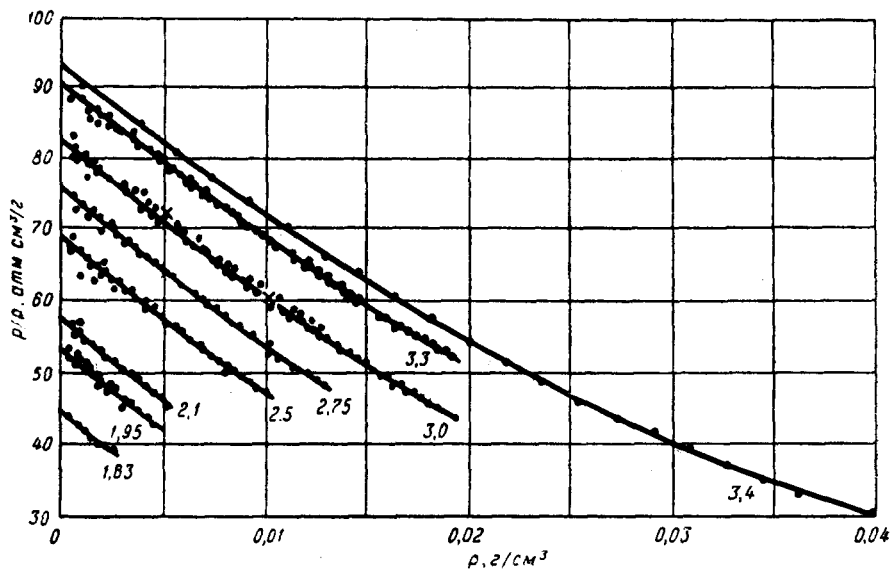


Рис. 7. Кривые сжимаемости газообразного  $\text{He}^3$ . На кривых указана температура в °К.

сжимаемости газообразного  $\text{He}^3$  оптическим методом. Прибор Пешкова представлял собою стеклянную прямоугольную камеру, склеенную из плоскопараллельных пластинок и заполненную  $\text{He}^3$ . На поверхности камеры при освещении ее монохроматическим светом наблюдались полосы равной толщины. Для определения коэффициента изотермической сжимаемости поддерживали постоянной температуру ванны и наблюдали смещение полос при изменении давления внутри камеры. Полученные резуль-

таты представлены на рис. 7, где для сравнения нанесены крестиками данные Келлера для 3° К. Остальные результаты Келлера, не показанные на рисунке, также хорошо совпадают с измерениями Пешкова. Сплошными линиями на рис. 7 изображены кривые, вычисленные Пешковым по формуле

$$\frac{p}{p_0} = 27,35 T - 2,3 \cdot 10^3 p + 1,8 \cdot 10^4 p^2. \quad (15)$$

Как видно из рисунка, экспериментальные результаты хорошо описываются этими кривыми, представляющими собою уравнение состояния газа He<sup>3</sup>. В отличие от уравнения Келлера (14), в уравнении Пешкова (15) второй вириальный коэффициент  $B$  в пределах ошибок эксперимента определяется соотношением

$$B = -243 \frac{1}{T}. \quad (16)$$

#### ТЕРМОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ РАЗНОСТИ ДАВЛЕНИЯ В He<sup>3</sup>

Термомолекулярные разности давлений в He<sup>3</sup> были измерены в широком интервале температур (от комнатной до гелиевой) Робертсом и Сидоряком<sup>43</sup>. Результаты измерений для отношения давлений  $p_{\text{хол}}$  к  $p_{\text{гор}}$  даны в табл. VI, где произведения  $R p_{\text{гор}}$  выражено в см. рт. ст. ( $R$  — радиус трубки в см и  $p_{\text{гор}}$  — давление на теплом конце в рт. ст.).

Таблица VI

$R \cdot p_{\text{гор}}$ см. рт. (Hg)	$(p_{\text{хол}}/p_{\text{гор}})_{\text{выч}}$	$(p_{\text{хол}}/p_{\text{гор}})_{\text{изм}}$ не исправленное на адсорбцию	$(p_{\text{хол}}/p_{\text{гор}})_{\text{изм}}$ исправленное на адсорбцию	$\frac{((3)-(1))}{(1)} 100$
Опыт I: $T_{\text{хол}} = 2,15^\circ \text{K}$ ; $T_{\text{гор}} = 301,2 \text{K}$				
4,87	0,4730	0,4783	0,4719	-0,2%
8,12	0,5917	0,5939	0,5857	-1,0
10,94	0,6608	0,6683	0,6619	+0,2
13,67	0,7096	0,7155	0,7101	+0,1
18,97	0,7781	0,7834	0,7794	+0,2
24,2	0,8225	0,8206	0,8174	-0,6
29,0	0,8527	0,8573	0,8546	+0,2
33,9	0,8756	0,8804	0,8781	+0,3
43,8	0,9074	0,9079	0,9061	-0,1
53,1	0,9272	0,9347	0,9332	+0,6
63,0	0,9419	0,9448	0,9435	+0,2
89,2	0,9648	0,9654	0,9645	0,0
115,3	0,9761	0,9758	0,9752	-0,1
167,2	0,9870	0,9832	0,9828	-0,4
291	0,9950	0,9944	0,9943	-0,1
409	0,9973	(0,9973)	(0,9973)	
Опыт II: $T_{\text{хол}} = 1,90^\circ \text{K}$ ; $T_{\text{гор}} = 305,7^\circ \text{K}$				
8,56	0,6000	0,6004	0,5955	-0,8%
14,8	0,7235	0,7142	0,7095	-2,0
20,25	0,7897	0,7967	0,7930	+0,4
24,7	0,8227	0,8370	0,8338	+1,3
29,0	0,8492	0,8646	0,8620	+1,5
36,4	0,8820	0,8953	0,8932	+1,3
46,8	0,9122	0,9196	0,9179	+0,6
55,5	0,9303	0,9414	0,9400	+1,0
66,4	0,9457	0,9482	0,9470	-0,1
95,6	0,9682	0,9734	0,9726	+0,5
155	0,9846	0,9842	0,9836	-0,3
244	0,9930	0,9908	0,9903	-0,4
390	0,9971	0,9934	0,9933	
646	0,9990	(0,9990)	(0,9990)	

КРИВАЯ ПЛАВЛЕНИЯ И ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ТВЕРДОГО  $\text{He}^3$ 

Опыты с  $\text{He}^3$  при сверхнизких температурах показали, что  $\text{He}^3$ , так же, как и  $\text{He}^4$ , нельзя перевести в твердое состояние охлаждением под давлением насыщенных паров.

Для получения твердого  $\text{He}^3$  необходимо создать давление в несколько десятков атмосфер.

Впервые твердый  $\text{He}^3$  был получен Осборном, Абрагамом и Вейнштоком<sup>44</sup> в 1951 г. Авторы исследовали кривую плавления  $\text{He}^3$  в интервале температур 1,02—1,51 °К, применив для этого метод блокированного капилляра. Схема установки изображена на рис. 8. Авторы имели в распоряжении 190 см<sup>3</sup> газообразного  $\text{He}^3$ . Для уменьшения объема системы

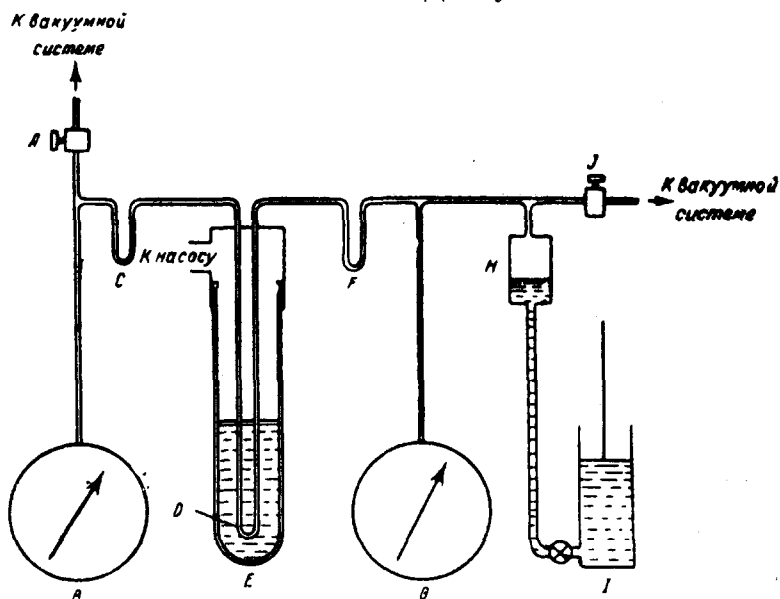


Рис. 8. Аппарат для определения кривой затвердевания (схематическое изображение).

U-образная трубка, погруженная в ванну с жидким гелием, и соединительные трубки были изготовлены из стальных капилляров очень малого внутреннего диаметра: 0,1 мм—для U-образной трубки и 0,5 мм— для соединительных трубок. Манометры Бурдона B и G для уменьшения свободного объема заполнялись ртутью. Чтобы предотвратить закупорку U-образного капилляра ртутью, ставились ловушки C и F, погруженные в ванну с жидким азотом. Процесс измерений состоял в следующем. При помощи ртутного поршня H давление в системе при некоторой постоянной температуре криостата плавно повышалось. Рост давления регистрировался манометрами B и G. Показания манометров были одинаковыми до тех пор, пока не затвердевал жидкий  $\text{He}^3$  в U-образном капилляре, после чего показания манометра B оставались постоянными. Измерения показали, что, так же как и в  $\text{He}^4$ , давление плавления  $\text{He}^3$  монотонно повышается с температурой, меняясь от 40 атм при 1°К до 57 атм при 1,5° К. Вскоре те же авторы продолжили свои измерения до 0,16° K<sup>45</sup>, используя для охлаждения  $\text{He}^3$  метод адиабатического размагничивания соли. Для этого U-образный капилляр (Cu—Ni) внутренним диаметром 0,16 мм, содержащий  $\text{He}^3$ , был помещен в камеру, заполненную железо-аммониевыми



квасцами. Для улучшения теплового контакта между капилляром и солью к поверхности капилляра припаивались медные полоски, а камера заполнялась  $\text{He}^4$  до давления в 1 атм при температуре жидкого азота. Измерения проводились в том же порядке, как и в предыдущем случае. Опыт показал, что в интервале температур от 0,5 до 1,5° К кривая плавления хорошо описывается эмпирической формулой  $P = 26,8 + 13,1 T^2$ , в то время как ниже 0,5° К экспериментальные точки отклонялись от этой зависимости, ложась на горизонтальную прямую, соответствующую давлению  $P = 29,3$  атм. Кривая плавления по данным работы <sup>45</sup> приведена на рис. 9.

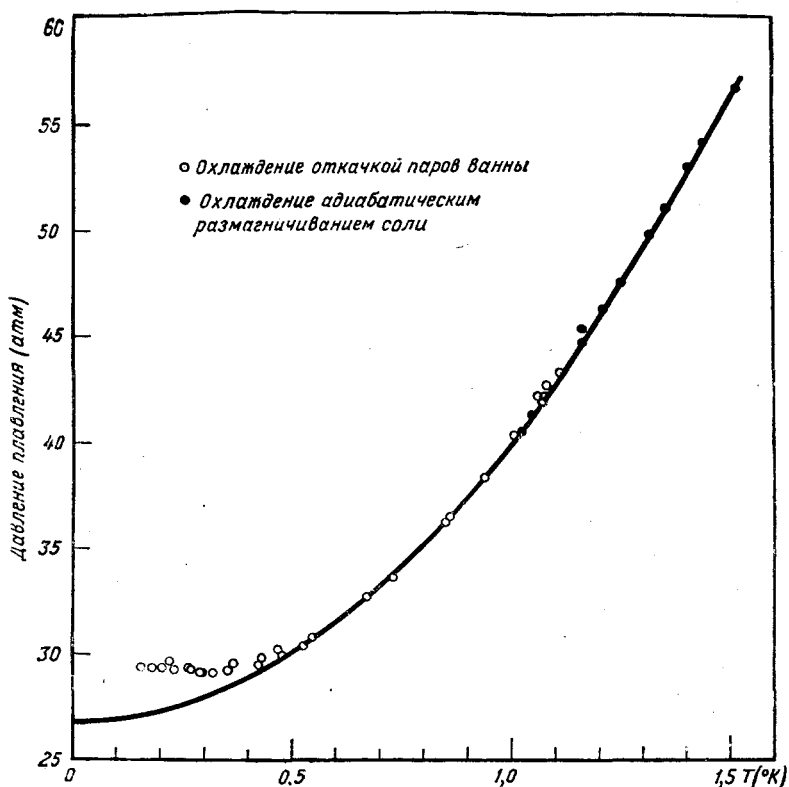


Рис. 9. Кривая плавления  $\text{He}^3$ .

Первоначально авторы предполагали, что горизонтальный участок кривой ниже  $T = 0,5^{\circ}\text{K}$  является следствием плохого теплового контакта между жидким  $\text{He}^3$  и солью, не обеспечивавшего охлаждения жидкости ниже  $0,5^{\circ}\text{K}$ . Однако вскоре стало ясно, что полученный результат может быть объяснен существованием минимума на кривой плавления, предсказанного Померанчуком <sup>46</sup> на основании построенной им теории ферми-жидкости. При температурах ниже температуры минимума блокировка капилляра будет каждый раз происходить при давлении, соответствующем минимуму на кривой плавления. Капилляр при этом будет забиваться не в самом холодном месте, а в более теплых частях наверху, там, где температура соответствует минимуму давления. В 1957 г. предсказание Померанчука было косвенно подтверждено Вальтерсом и Фэрбанком <sup>47</sup>, наблюдавшими при  $0,2^{\circ}\text{K}$  повышение температуры при снятии давления над твердым  $\text{He}^3$ . При температуре  $1,2^{\circ}\text{K}$  эффект имел обратный знак, т. е.

снятие давления сопровождалось охлаждением. Эти наблюдения косвенно подтвердили предсказание Померанчука, так как только в этом случае теплота плавления будет отрицательной.

Исследование кривой плавления при более высоких температурах было проведено рядом авторов. В области температур выше  $1,5^\circ \text{K}$  (от

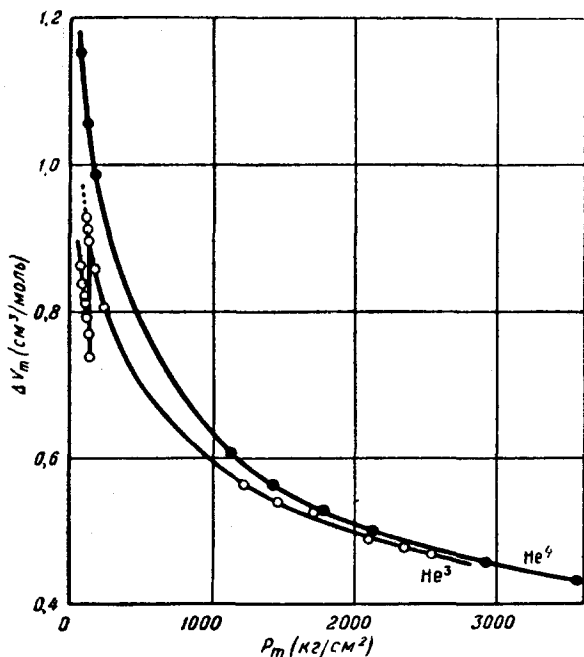


Рис. 10. Изменение объемов  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  при плавлении.

ния от 76 до  $3500 \text{ кг/см}^2$ , кривая плавления была получена Милсом и Грилли<sup>50</sup>.

Измерения были проведены также методом блокированного капилляра. Полученная авторами кривая плавления оказалась плавным продолжением предыдущей кривой. В интервале от 2 до  $31^\circ \text{K}$  она хорошо описывается формулой

$$P = a + bT^c, \quad (18)$$

где  $a = 25,16$ ,  $b = 20,082$  и  $c = 1,517$ .

В 1957 г. теми же авторами<sup>51</sup> были предприняты опыты по определению изменения молярных объемов при плавлении  $\Delta V_m$ , молярных объемов жидкости  $V_l$  и коэффициента теплового расширения жидкости  $\alpha$ , вдоль кривой плавления в широком диапазоне давлений от 80 до  $3500 \text{ кг/см}^2$  (или от 2 до  $31^\circ \text{K}$ ). Изменение объема твердого  $\text{He}^3$  при плавлении определялось по массе газа, стравленного в мерный объем в процессе плавления  $\text{He}^3$  для сохранения постоянного давления. Авторы получили интересный и неожиданный результат, а именно: при давлениях ниже  $141 \text{ кг/см}^2$  у кривой изменения объемов при плавлении, как функции давления, оказалось две ветви — верхняя и нижняя, параллельно смещенные друг относительно друга приблизительно на 15%. Результаты этих измерений приведены на рис. 10. Получение той или иной ветви зависело от исходной тем-

пературы выше  $1,5^\circ \text{K}$  (от  $1,5$  до  $2,3^\circ \text{K}$ ) кривая затвердевания  $\text{He}^3$  косвенно была определена Есельсоном и Лазаревым<sup>48</sup> экстраполяцией полученных ими данных по затвердеванию смесей  $\text{He}^3$ — $\text{He}^4$ . В 1958 г. Шерман и Эдескути<sup>49</sup>, тщательно измеряя  $P$ — $V$ — $T$ -диаграмму  $\text{He}^3$  определили кривую плавления в интервале от  $1,07$  до  $3,10^\circ$ , применив также метод блокированного капилляра. В этом интервале температур с точностью не ниже  $0,2\% (+0,05 \text{ атм})$  кривая плавления описывается уравнением

$$P_{\text{атм}} = 23,29 + 2,955 T + 14,66 T^2 - 1,1871 T^3, \quad (17)$$

В значительно более широкой области температур от 2 до  $31^\circ \text{K}$ , что соответствует изменению давле-

пературы твердого He<sup>3</sup> и свидетельствовало о существовании в нем какого-то превращения.

Тщательные измерения кривой плавления с интервалом в 0,1° К в области от 2 до 4,5° К, предпринятые авторами с целью обнаружить в какой-то точке кривой скачок ее производной, показали, что при  $p = 141 \text{ кг/см}^2$  и  $T = 3,15^\circ \text{ К}$  действительно имеет место небольшой разрыв в наклоне кривой. Дальнейшими исследованиями удалось определить и часть линии перехода из одной твердой фазы в другую. Кривая перехода была определена тщательными наблюдениями над скоростью повышения или, наоборот, понижения давления над твердым He<sup>3</sup>. В точке перехода давление изменялось скачком, что свидетельствовало о внезапном изменении молярных объемов. На рис. 11 показана диаграмма состояния твердого He<sup>3</sup>, где различные модификации твердого состояния обозначены авторами<sup>51</sup>  $\alpha$ - и  $\beta$ -фазами. В таблице VII приведены основные характеристики  $\alpha$ — $\beta$ -перехода, полученные Милсом и Грилли. В свете

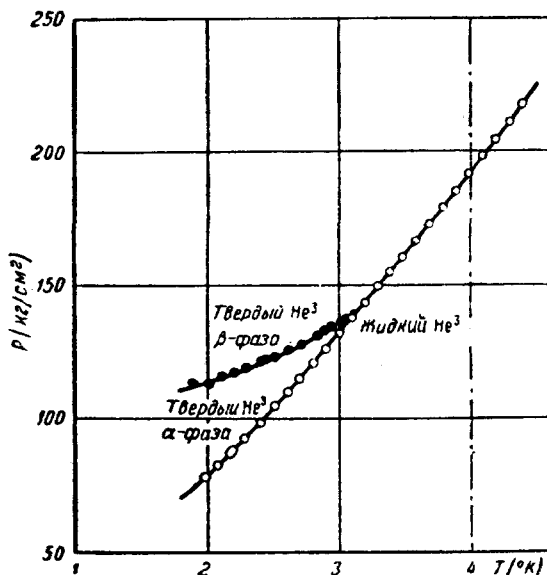


Рис. 11. Кривая плавления и фазовых переходов твердого He<sup>3</sup>.

этих данных стало понятным наличие двух ветвей на кривой изменения объемов при плавлении (рис. 10). В том случае, когда затвердевание He<sup>3</sup> происходило при температуре, соответствующей  $\alpha$ -фазе, плавление сопровождалось изменением объема на  $\Delta V_m$ . Если же затвердевание происходило при температуре более низкой, чем температура перехода, изменение объема при плавлении возрастало дополнительно на величину, равную

Таблица VII

Характеристики  $\alpha$ — $\beta$ -перехода в твердом He<sup>3</sup>

$p \text{ кг/см}^2$	$T^\circ \text{ К}$	$\Delta V \text{ см}^3/\text{моль}$	$\Delta S \text{ кал/моль град}$
110	1,78	0,138	0,053
120	2,35	0,142	0,063
130	2,82	0,150	0,093
141	3,15	0,157	0,138

изменению объема при  $\alpha$ — $\beta$ -переходе. В таблице VIII приведены данные об изменениях объема и энтропии при плавлении, а также объемы и коэффициент объемной сжимаемости жидкой фазы вдоль кривой плавления He<sup>3</sup>.

Таблица VIII

Характеристики кривых плавления  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$ 

$p_m$ кг/см <sup>2</sup>	$\Delta V_m$ см <sup>3</sup> /моль		$\Delta S_m$ кал/моль град		$V_f$ см <sup>3</sup> /моль		$\alpha_f \cdot 10^3$ град <sup>-1</sup>	
	$\text{He}^3$	$\text{He}^4$	$\text{He}^3$	$\text{He}^4$	$\text{He}^3$	$\text{He}^4$	$\text{He}^3$	$\text{He}^4$
80	0,854	1,150	0,94	1,37	21,92	19,74	7,5	12,0
100	0,815	1,106	0,99	1,38	20,80	19,10	7,0	10,7
141	0,737	1,036	1,06	1,43	19,72	18,18	6,5	9,5
141	0,894		1,15					
200	0,834	0,955	1,26	1,49	18,42	17,22	5,9	8,3
500	0,688	0,762	1,44	1,62	15,56	14,74	4,4	5,7
1000	0,590	0,628	1,58	1,70	13,03	13,03	3,4	4,1
1500	0,536	0,554	1,65	1,73	12,42	12,05	2,9	3,3
2000	0,494	0,506	1,69	1,75	11,71	11,38	2,6	2,8
3000	0,446	0,452	1,74	1,80	10,78	10,46	2,1	2,3

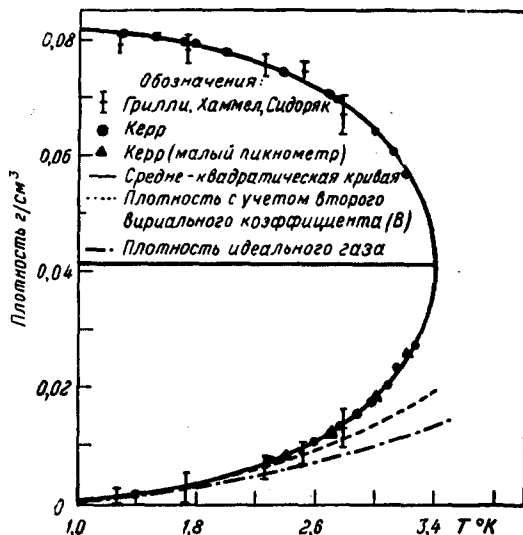
Для выяснения структуры  $\alpha$ - и  $\beta$ -фаз Шач, Грилли и Милс<sup>52</sup> приняли рентгеновский анализ твердого  $\text{He}^3$ . Авторы исследовали дифракцию рентгеновских лучей на твердом  $\text{He}^3$ , заключенном в бериллиевый капилляр. Исследования проводились методом Лауэ и Дебая — Шеррера — Хэлла. Выяснилось, что  $\text{He}^3$ , так же как и  $\text{He}^4$ , значительно легче образует крупные одиночные кристаллы, нежели мелкий кристаллический порошок. Изучением рентгенограмм было установлено, что  $\alpha$ -фаза имеет кубическую решетку. При температуре  $1,9^\circ \text{K}$  и давлении  $100 \text{ кг/см}^2$  длина ребра куба  $A = 4,01 \pm 0,03 \text{ \AA}$ . Рассчитанная на основе этих данных плотность  $\alpha$ -фазы получилась равной  $\rho_\alpha = 0,154 \pm 0,004 \text{ г/см}^3$ , что хорошо согласуется с прямыми измерениями плотности Милса и Грилли<sup>51</sup>. Структура  $\beta$ -фазы оказалась гексагональной с плотной упаковкой. При  $T = 3,3^\circ \text{K}$  и  $p = 183 \text{ кг/см}^2$  оси кристалла равны:  $A = 3,46 \pm 0,03 \text{ \AA}$  и  $C = 5,60 \pm 0,03 \text{ \AA}$ , что соответствует плотности  $\rho_\beta = 0,172 \pm 0,004 \text{ г/см}^3$ . Таким образом, рентгеновскими исследованиями было показано, что  $\alpha$ - и  $\beta$ -фазы обладают различной кристаллической структурой.

Из диаграммы состояния  $\text{He}^3$  хорошо видно, что кривая плавления не обнаруживает ни малейшей тенденции к пересечению с кривой упругости пара. Таким образом, у  $\text{He}^3$ , так же как и у  $\text{He}^4$ , отсутствует обычная тройная точка, где жидкость, пар и твердая фаза находятся в равновесии.

#### ПЛОТНОСТИ ЖИДКОСТИ, ПАРА И ТВЕРДОГО $\text{He}^3$

Приближенное определение плотности жидкости и ее насыщенного пара в зависимости от температуры было сделано в первых же опытах с жидким  $\text{He}^3$  Сидоряком, Грилли и Хаммелем<sup>29</sup>, однако прямые измерения плотности жидкости и пара с большой точностью (0,1% — для жидкости и 1,3% — для пара) были выполнены Керром<sup>53</sup> в интервале температур от  $1,3$  до  $3,2^\circ \text{K}$  лишь в 1954 г. Установка для измерений плотности<sup>53</sup> состояла из калиброванного сосуда объемом  $50 \text{ см}^3$ , содержащего газ при комнатной температуре, небольшого насоса Теплера и манометра для измерений давления. Газ, количество которого измерялось калиброванным сосудом, подавался через монелевый капилляр внутренним диаметром  $0,31 \text{ мм}$  в пикнометр, погруженный в ванну жидкого гелия. Для того чтобы умень-

шить флуктуации количества газа, содержащегося в капилляре (из-за градиента температур), последний был окружен медной вакуумной рубашкой, погруженной нижним концом в гелиевую ванну, а верхним в ванну жидкого азота. Пикнометр изготовлялся из стекла пирекс и имел тонкую калиброванную шейку с выгравированной меткой. Объем пикнометра до метки ( $0,11148 \pm 0,00006 \text{ см}^3$ ) определялся взвешиванием его пустым и заполненным ртутью. Пикнометр для измерений плотности газа имел объем  $0,7465 \pm 0,0003 \text{ см}^3$ . При расчетах вводилась поправка, учитывающая изменение объемов пикнометров от комнатной до гелиевых температур. Результаты измерений Керра представлены графически на рис. 12. Значения плотности жидкости и пара в интервале  $1,0\text{--}3,3^\circ \text{ К}$  приведены также в таблицах IX и X, где температура определена по шкале Кистемакера<sup>34</sup>. В таблицах приведены также значения плотности, вычисленные по формуле  $\rho = 0,04117 + 1,14 \cdot 10^{-5} T \pm [(0,04117)^2 - 3,3015 \cdot 10^{-6} T^2 - 4,1876 \cdot 10^{-5} T^3]^{1/2}$ . Знак плюс соответствует плотности жидкости, а минус — газа. Плотность  $\text{He}^3$  в критической точке согласно измерениям Керра равна  $\rho_k = 0,0413 \text{ г/см}^3$ .

Рис. 12. Кривая плотности  $\text{He}^3$ .Таблица IX  
Плотность жидкого  $\text{He}^3$ 

$T_K, ^\circ \text{К}$	Плотность (изм.) г/см <sup>3</sup>	Плотность (выч.) г/см <sup>3</sup>	Отклоне- ние (%)
1,304	0,08124	0,08124	0,00
1,516	0,08051	0,08053	+0,02
1,709	0,07964	0,07971	+0,09
1,787	0,07935	0,07931	-0,05
1,998	0,07803	0,07803	0,00
2,013	0,07792	0,07792	0,00
2,378	0,07470	0,07472	+0,03
2,393	0,07444	0,07456	+0,16
2,698	0,07072	0,07054	-0,26
2,710	0,07040	0,07035	-0,07
2,748	0,06971	0,06973	+0,03
3,010	0,06434	0,06437	+0,05
3,020	0,06423	0,06412	-0,17
3,135	0,06067	0,06086	+0,31
3,223	0,05681	0,05775	+1,62

Таблица X  
Плотность пара  $\text{He}^3$ 

$T_K, ^\circ \text{К}$	Плотность (изм.) г/см <sup>3</sup>	Плотность (выч.) г/см <sup>3</sup>	Отклоне- ние (%)
1,395	0,00146	0,00152	+3,94
1,689	0,00269	0,00268	-0,37
2,305	0,00713	0,00706	-0,99
2,596	0,01059	0,01051	-0,76
2,767	0,01315	0,01317	+0,15
2,890	0,01529	0,01550	+1,35
2,991	0,01756	0,01776	+1,13
2,994	0,01774	0,01783	+0,50
3,097	0,02030	0,02058	+1,36
3,157	0,02293	0,02247	-2,04
3,160	0,02297	0,02257	-1,77
3,282	0,02727	0,02752	+0,91

Результаты Керра были подтверждены в дальнейшем другими авторами. В 1957 г. Пешков<sup>37</sup> оптическим методом промерил температурный ход плотности жидкого и газообразного  $\text{He}^3$  в интервале  $1,4\text{--}3,2^\circ \text{ К}$ , совпавший

с кривой Керра. Значение плотности в критической точке по данным Пешкова равно  $\rho_k = 0,041 \pm 0,001 \text{ г/см}^3$ . Результаты измерений Керра и Пешкова были подтверждены также в работе Птуха<sup>17</sup>, определившей плотность чистого  $\text{He}^3$  в интервале  $1,3\text{--}2,7^\circ \text{K}$ . Значения плотности вблизи абсолютного нуля были получены Керром экстраполяцией его данных в область низких температур. Однако, как стало недавно известно из опытов Фэрбанка и Ли<sup>54</sup> по определению теплопроводности  $\text{He}^3$ , такая экстраполяция незаконна, так как в области температур около  $0,5^\circ \text{K}$  кривая плотности имеет максимум. Наличие максимума было установлено по резкому возрастанию теплопередачи в жидком  $\text{He}^3$  вблизи  $0,5^\circ \text{K}$  при больших тепловых потоках, направленных сверху вниз. Эффект отсутствовал при более высоких температурах. Увеличение теплопередачи авторы объяснили дополнительным конвекционным переносом тепла, возможным в том случае, если  $\frac{\partial \rho}{\partial T} > 0$ . Это предположение было подтверждено, как нам стало

известно<sup>55</sup>, измерениями тех же авторов на другом приборе, где тепло распространялось снизу вверх. На новом приборе наблюдаемый ранее эффект обнаруживался при  $T > 0,5^\circ \text{K}$ .

Для выяснения температурного хода плотности ниже  $1^\circ \text{K}$  Тейлор и Керр<sup>56</sup> предприняли измерения коэффициента теплового расширения жидкого  $\text{He}^3$   $\alpha = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT}$  в интервале температур от  $0,54$  до  $1,01^\circ \text{K}$ . Измерения проводились на пикнометре объемом около  $3 \text{ см}^3$ , подвешенном на трубке с малым внутренним отверстием. При постоянной массе  $\text{He}^3$ , сконденсированной в пикнометре, определялись положения мениска жидкости при различных температурах. Во всем исследованном интервале коэффициент расширения имел положительную величину. В табличке приведены значения  $\alpha$  для трех температур. Таким образом, авторы не дошли еще до аномалии на кривой плотности. Судя по тому, что рост теплопроводности в первых опытах Фэрбанка

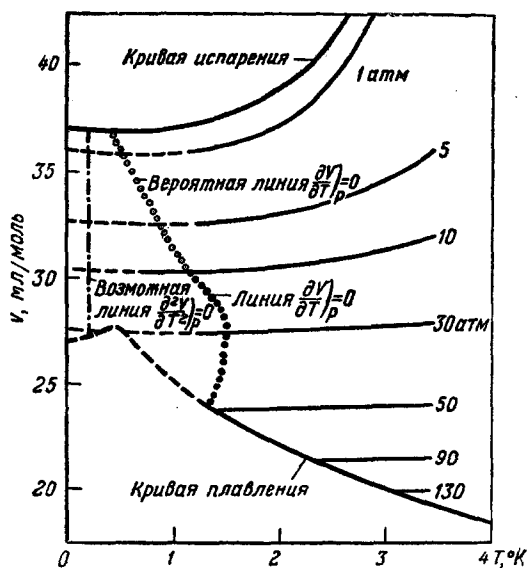


Рис. 13.  $V$ — $T$ -диаграмма  $\text{He}^3$ .

определялись положения мениска жидкости при различных температурах. Во всем исследованном интервале коэффициент расширения имел положительную величину. В табличке приведены значения  $\alpha$  для трех температур. Таким образом, авторы не дошли еще до аномалии на кривой плотности. Судя по тому, что рост теплопроводности в первых опытах Фэрбанка

$T, ^\circ \text{K}$	$\alpha$
0,55	0,0036
0,7	0,0082
0,9	0,0164

и Ли<sup>54</sup> наблюдался лишь при больших тепловых потоках, максимум на кривой плотности, по всей вероятности, невелик. Для выяснения температурной зависимости плотности вблизи абсолютного нуля нужны дальнейшие эксперименты.

Измерения плотности жидкого  $\text{He}^3$  под давлением в широком интервале температур и давлений были выполнены рядом исследова-

телей. На рис. 13 изображена  $V-T$ -диаграмма He<sup>3</sup>, рассчитанная <sup>57</sup> согласно данным Шермана и Эдескути <sup>49</sup>, Тейлора и Керра <sup>56</sup> и Керра <sup>53</sup>.

На этом рисунке сплошные линии соответствуют экспериментальным кривым, пунктир — линиям, полученным экстраполяцией. Геометрическое место точек минимумов изобар (максимумов плотности) изображены точками. Так как в соответствии с теоремой Нернста  $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = 0$  при  $T = 0$  на каждой кривой ниже минимума должна быть точка перегиба, где  $\left(\frac{\partial^2 V}{\partial T^2}\right)_p = 0$ . За неимением опытных данных эта линия (штрихпунктир) проведена произвольно. Что касается плотности твердого He<sup>3</sup>, то, как уже упоминалось, ранее из рентгеноструктурного анализа были получены значения в двух точках:

$\alpha$ -фаза:

$$T = 1,9^\circ \text{ K}, \quad p = 100 \text{ кг/см}^2, \quad \rho_\alpha = 0,154 \pm 0,004 \text{ г/см}^3$$

$\beta$ -фаза:

$$T = 3,3^\circ \text{ K}, \quad p = 183 \text{ кг/см}^2, \quad \rho_\beta = 0,172 \pm 0,004 \text{ г/см}^3.$$

#### ТЕПЛОТА ИСПАРЕНИЯ

Теплота испарения может быть вычислена из уравнения Клапейрона—Клаузиуса

$$\Delta Q_{\text{исп}} = T(V_{\text{газ}} - V_{\text{ж}}) \frac{dP}{dT} \quad (19)$$

на основании экспериментальных данных по удельным плотностям жидкости и пара и зависимости давления насыщенного пара от температуры.

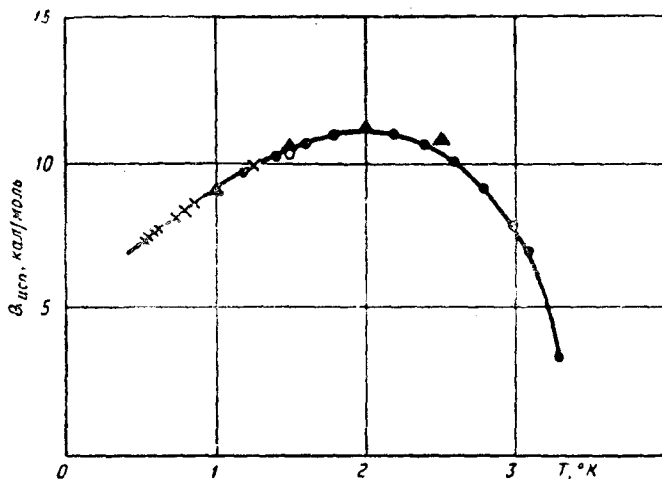


Рис. 14. Теплота испарения He<sup>3</sup>, ▲—Абрагам, Осборн, Вейншток <sup>32</sup>, ●—Керр <sup>53</sup>, ×—Сидоряк, Робертс <sup>58</sup>, ○—Осборн, Вейншток <sup>59</sup>.

Такие вычисления были проделаны Абрагамом, Осборном и Вейнштоком <sup>32</sup> и затем Керром <sup>53</sup> и Сидоряком и Робертсом <sup>58</sup>. Прямые измерения теплоты испарения в одной точке при  $T = 1,5^\circ \text{ K}$  ( $\Delta Q_{\text{исп}} = 10,39 \pm 0,02 \text{ кал/моль}$ ) были выполнены калориметрическим методом с большой точностью Осборном и Вейнштоком <sup>59</sup>. Температурная зависимость теплоты испарения  $\Delta Q_{\text{исп}}$  по данным упомянутых авторов изображена на рис. 14. Легко видеть, что

она аналогична температурной зависимости  $\Delta Q_{\text{исп}}$  у  $\text{He}^4$ , однако меньше по абсолютной величине примерно в два раза. Значения  $\Delta Q_{\text{исп}}$ , полученные разными авторами, приведены в таблице XI.

Таблица XI

Теплота испарения  $\text{He}^3$ 

Абрагам и др. <sup>32</sup>		Керр <sup>53</sup>		Сидорьяк, Робертс <sup>58</sup>		Осборн, Вейншток <sup>59</sup>	
$T^\circ \text{K}$	$\Delta Q_{\text{исп}} \frac{\text{кал}}{\text{моль}}$	$T^\circ \text{K}$	$\Delta Q_{\text{исп}} \frac{\text{кал}}{\text{моль}}$	$T^\circ \text{K}$	$\Delta Q_{\text{исп}} \frac{\text{кал}}{\text{моль}}$	$T^\circ \text{K}$	$\Delta Q_{\text{исп}} \frac{\text{кал}}{\text{моль}}$
0	(4,47)	1,0	9,10	0,54	7,36	1,5	$10,39 \pm 0,02$
0,5	(6,95)	1,2	9,76	0,566	7,47		
1,0	$9,12 \pm 0,12$	1,4	10,32	0,598	7,60		
1,5	$10,65 \pm 0,24$	1,6	10,71	0,629	7,72		
2,0	$11,34 \pm 0,41$	1,8	11,02	0,748	8,19		
2,5	$10,81 \pm 0,69$	2,0	11,15	0,804	8,41		
		2,2	11,05	0,872	8,66		
		2,4	10,71	1,256	9,90		
		2,6	10,11				
		2,8	9,9				
		3,0	7,88				
		3,1	7,01				
		3,2	5,91				
		3,3	3,36				

## ТЕПЛОЕМКОСТЬ

Большой интерес для исследователей представляли измерения теплоемкости  $\text{He}^3$ . Обнаружение аномалии на кривой теплоемкости однозначно свидетельствовало бы о существовании тех или иных превращений в жидком  $\text{He}^3$ , подобно тому как  $\lambda$ -аномалия теплоемкости в  $\text{He}^4$  свидетельствовала о фазовом превращении несверхтекучего гелия в сверхтекучий.

Впервые теплоемкость  $\text{He}^3$  (96%  $\text{He}^3$ , 4%  $\text{He}^4$ ) была измерена де Врисом и Даунтом <sup>60, 61</sup> в интервале температур 0,57—2,3° K при давлении насыщенных паров. Авторы располагали ничтожным количеством  $\text{He}^3$  — всего 8 см<sup>3</sup> газа при нормальных условиях, что и определило конструкцию прибора. Через тонкий капилляр внутренним диаметром 0,25 мм  $\text{He}^3$  конденсировался в адиабатический калориметр объемом 16 мм<sup>3</sup>. Регистрация температуры угольным термометром производилась автоматически. Ниже температуры 1,3° K калориметр охлаждался адиабатическим размагничиванием соли. Тепловой контакт с ванной создавал сверхпроводящий тепловой ключ, управляемый магнитным полем <sup>62</sup>. Вследствие ничтожности количества  $\text{He}^3$ , содержащегося в калориметре, поправки на теплоту испарения жидкости, теплоемкость пара и др. составляли значительную величину — до 17%. По оценке авторов точность измерений не превышала  $\pm 10\%$ . Несмотря на большой разброс отдельных измерений, результаты совершенно отчетливо показали плавное падение теплоемкости в исследуемом интервале температур от 3,6 до 0,9 кал/град моль и указывали на полное отсутствие каких-бы то ни было аномалий. В этих измерениях обращал на себя внимание участок температур ниже 1,0° K, где теплоемкость имела постоянное значение, равное 0,9 кал/град моль. Вскоре Робертс и Сидорьяк <sup>63, 58</sup> и одновременно Абрагам, Осборн и Вейншток <sup>64, 59</sup> в своих измерениях теплоемкости расширили интервал температур соответственно до 0,37° и 0,23° K. Измерения Робертса и Сидорьяка <sup>58</sup> были выполнены в интервале температур 0,37—2,36° K на установке, ранее использованной



ими для определения упругости насыщенного пара (рис. 6). Для определения теплоемкости авторы разработали оригинальную калориметрическую методику. He<sup>3</sup> с содержанием He<sup>4</sup> менее 0,1% конденсировался в медную сферу внутренним диаметром 10 мм, подвешенную в вакууме на тонкостенной трубе (Cu—Ni). На 50% своего объема сфера заполнялась парамагнитной солью. Калориметр охлаждался откачкой паров He<sup>3</sup> до температуры 0,5° К. Более низкие температуры достигались адиабатическим размагничиванием соли. Температура жидкости определялась по магнитной восприимчивости соли. Процесс измерений состоял в определении скорости нагрева жидкости  $\dot{T}$  при известном теплоподводе  $\dot{Q}$  в зависимости от количества He<sup>3</sup>, содержащегося в калориметре.

Легко видеть, что наклон прямой  $\frac{\dot{Q}}{T}$  как функция  $N$  числа молей He<sup>3</sup>

(после введения поправок на теплоту испарения жидкости и теплоемкость пара в калориметре) дает непосредственно теплоемкость жидкости в *кал/град моль*. При таком методе измерений автоматически исключается теплоемкость пустого калориметра. Метод, однако, мало пригоден для измерений при высоких температурах, где поправки становятся очень большими. В интервале температур 0,5—1,7° К точность измерений по оценке авторов составляла 1,5—2%.

Измерения Абрагама, Осборна и Вейнштока были проведены в интервале температур 0,23—2° К. Адиабатический калориметр имел объем 1,87 см<sup>3</sup>. He<sup>3</sup> охлаждался адиабатическим размагничиванием соли, находившейся в контакте с жидкостью. Значения теплоемкости в работе <sup>65</sup> определены с точностью не меньшей  $\pm 5\%$ .

Результаты работ всех трех групп авторов в пределах ошибок измерений совпадают между собой, за исключением данных де Вриса и Даунта <sup>61</sup> в области ниже 1° К. В соответствии с более точными измерениями <sup>58, 65</sup> теплоемкость He<sup>3</sup> на участке ниже 1° К падает от 1,0 *кал/град моль* до 0,7 *кал/град моль* при 0,25—0,3° К. Результаты измерений Сидоряка и Робертса <sup>58</sup>, Абрагама, Осборна и Вейнштока <sup>65</sup> изображены на рис. 15.

В 1958 г. появилась работа Брюера, Среедхара, Крамерса и Даунта <sup>66</sup>, в которой были выполнены измерения теплоемкости He<sup>3</sup> под давлением от 12 до 15 см рт. ст. в интервале температур от 0,7 до 0,085° К.

He<sup>3</sup> конденсировался в адиабатический калориметр объемом 0,5 см<sup>3</sup>. Калориметр охлаждался адиабатическим размагничиванием соли, находившейся в контакте с жидким He<sup>3</sup>. Тепловой контакт с ванной осуществлялся при помощи сверхпроводящего свинцового ключа, управляемого магнитным полем <sup>62</sup>. Электрическим нагревателем служила проволока из манганина сопротивлением 100 ом. Температура измерялась по магнитной восприимчивости цериево-магниевого нитрата. Соль, эта была выбрана в связи со строгим выполнением для нее закона Кюри в исследуемом интервале, а также в связи с ее ничтожной теплоемкостью.

Результаты измерений Брюера, Среедхара, Крамерса и Даунта изображены на рис. 16, где для сравнения приведены также данные Абрагама, Осборна и Вейнштока <sup>65</sup> и Робертса и Сидоряка <sup>58</sup>. Из рисунка видно, что результаты работы <sup>66</sup> являются плавным продолжением предыдущей кривой, изображенной на рис. 15 (разница в теплоемкостях, обусловленная различием давлений над жидкостью, здесь весьма мала). Характерным на этом рисунке является линейная экстраполяция результатов к 0° К. Работа <sup>66</sup> подтверждает существование линейного члена в теплоемкости,

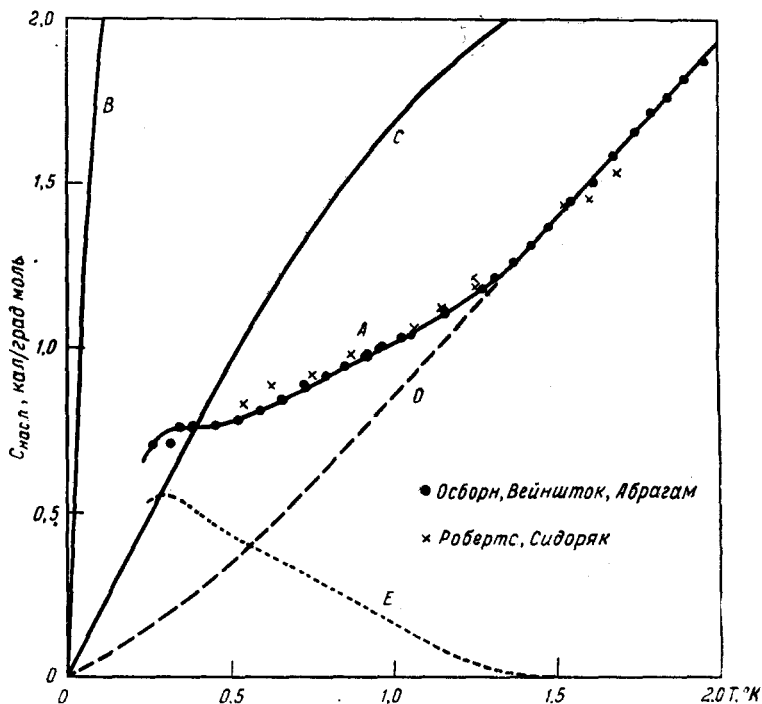


Рис. 15. Теплоемкость жидкого  $\text{He}^3$  под давлением насыщенного пара. А—экспериментальные результаты; В и С— $C_v$  идеального ферми-дираковского газа с температурой вырождения соответственно 0,45 и 4,98° K; D—расчетная кривая неспиновой теплоемкости; E—расчетная кривая спиновой теплоемкости (кривая А минус кривая D).

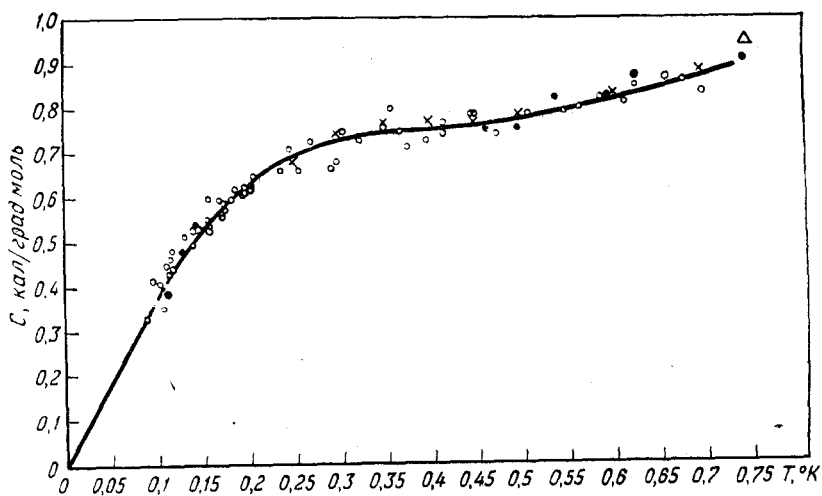


Рис. 16. Молярная теплоемкость жидкого  $\text{He}^3$  под давлением 12—15 см Hg,  $\bigcirc$ —Брюер, Средхаар, Крамерс, Даунт<sup>66</sup>,  $\triangle$ —де Врис, Даунт<sup>61</sup>,  $\bullet$ —Робертс, Сидоряк<sup>58</sup>,  $\times$ —Абрагам, Осборн, Вейншток<sup>65</sup>.

предсказанного для ферми-жидкости Померанчуком<sup>46</sup> и полученного на основании теории Ландау<sup>67</sup> также Халатниковым и Абрикосовым<sup>68</sup>. Одновременно исчезли всякие сомнения относительно возможности перехода He<sup>3</sup> в состояние сверхтекучести выше 0,1° К, так как в этой области кривая теплоемкости не обнаружила никаких аномалий.

### ЭНТРОПИЯ

Данные по теплоемкости позволили авторам<sup>66</sup> вычислить энтропию жидкого He<sup>3</sup> в интервале 0—0,7° К (теплоемкость ниже 0,08° К принималась пропорциональной  $T$ ). Значения энтропии при более высоких температурах были рассчитаны Робертсом и Сидоряком<sup>58</sup>, Абрагамом, Осборном и Вейнштоком<sup>65</sup> и де Врисом и Даун-том<sup>61</sup> на основании их данных по теплоемкости, а также существующих экспериментальных данных по упругости пара и теплоте испарения He<sup>3</sup>. В интервале температур 0,085—2,5° К энтропия жидкости по расчетам этих авторов плавно растет от значения 0,3 до 9,5 кал/град моль. Ниже 0,1° К кривая имеет линейный участок с наклоном 3,75 кал/моль град<sup>2</sup>.

Зависимость энтропии жидкого и твердого He<sup>3</sup> от температуры теоретически была рассмотрена Померанчуком<sup>46</sup>. Согласно теории Померанчука энтропия жидкости при температурах порядка 1° К должна падать к нулю при  $T \rightarrow 0$  значительно быстрее, чем энтропия твердого тела. Последнее обстоятельство вызвано тем, что в жидкости силы обменного взаимодействия приводят к упорядочению ориентации спинов в параллельное или антипараллельное состояние при температурах ниже 1° К, в то время как в твердом теле из-за малости амплитуд нулевых колебаний по сравнению с межатомными расстояниями такое упорядочение наступает при значительно более низких температурах ( $10^{-6}$ — $10^{-7}$ ° К), когда  $kT$  становится порядка магнитной энергии взаимодействия двух соседних атомов. По этой причине энтропия твердого He<sup>3</sup> в интервале температур от  $10^{-7}$  до 1° К в основном определяется хаотическим распределением ориентаций спинов ядер и должна быть равна  $R \ln 2 = 1,377$  кал/град моль (доля энтропии, соответствующая тепловому возбуждению, практически равна нулю), тогда как в жидкости энтропия быстро убывает с понижением температуры в соответствии с ростом степени упорядочения. На рис. 17 приведен ход энтропии для жидкого и твердого He<sup>3</sup>, ожидаемый по теории Померанчука.

Следствием указанной температурной зависимости энтропии твердого и жидкого He<sup>3</sup> является минимум на кривой плавления, вытекающий из уравнения Клапейрона — Клаузиуса, а именно:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp_{пл}}{dT} &= \frac{S_{ж} - S_{тв}}{V_{ж} - V_{тв}} < 0, & T < T_{min}, \\ \frac{dp_{пл}}{dT} &= \frac{S_{ж} - S_{тв}}{V_{ж} - V_{тв}} > 0, & T > T_{min}, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Как легко видеть из (20), положение минимума на кривой плавления соответствует температуре, при которой сравниваются энтропии жидкой

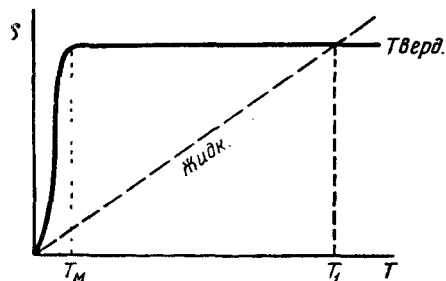


Рис. 17. Энтропия твердого и жидкого He<sup>3</sup> по Померанчуку<sup>46</sup>.

и твердой фаз  $\text{He}^3$ , находящихся в равновесии друг с другом. Из (20) вытекает также изменение знака теплоты плавления при переходе через минимум:

$$\left. \begin{aligned} Q_{\text{пл}} &= T(S_{\text{ж}} - S_{\text{тв}}) < 0, & T < T_{\text{мин}}, \\ Q_{\text{пл}} &= T(S_{\text{ж}} - S_{\text{тв}}) > 0, & T > T_{\text{мин}}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Уравнения (21) показывают, что при температурах ниже  $T_{\text{мин}}$  затвердевание  $\text{He}^3$  должно сопровождаться поглощением тепла и, следовательно, сжатие  $\text{He}^3$  в адиабатических условиях, вызывающее затвердевание, должно приводить к понижению температуры. Этот эффект получил название

«эффекта Померанчука». Ход энтропии твердого  $\text{He}^3$  при низких температурах был рассмотрен, помимо Померанчука, Примаковым<sup>69</sup>. По теории Примакова спины ядер в твердом  $\text{He}^3$  устанавливаются в антипараллельные состояния при температурах тем более низких, чем выше давление. Так, при давлении 30 атм ориентация спинов начинается при  $0,5^\circ \text{K}$ , тогда как при давлении  $10^3 \text{ атм}$  упорядочение наступает при  $T = 10^{-3}^\circ \text{K}$ . В соответствии с этим энтропия твердого  $\text{He}^3$  возрастает с давлением и при адиабатическом сжатии  $\text{He}^3$  должно наблюдаться охлаждение. Однако в отличие от Померанчука, предсказывающего

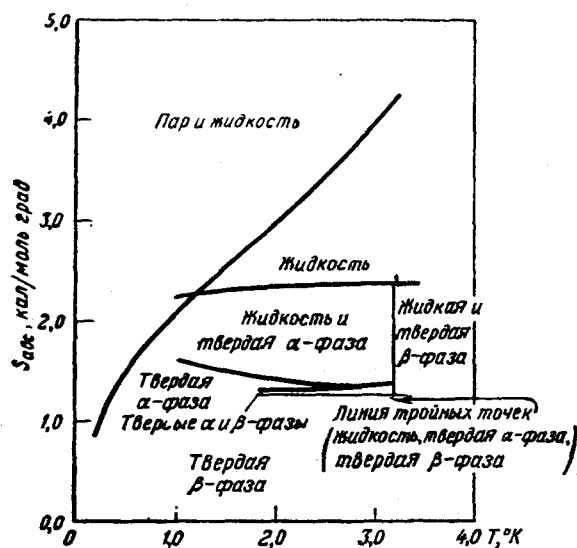


Рис. 18. Энтропийная диаграмма  $\text{He}^3$ .

очень сильное охлаждение вплоть до  $T = 10^{-6} - 10^{-7}^\circ \text{K}$ , по Примакову охлаждение при тех же условиях значительно меньше.

Из всего сказанного становится понятным стремление исследователей выяснить характер энтропийной диаграммы  $\text{He}^3$ . В настоящее время, к сожалению, нет еще прямых измерений теплоемкости жидкости под давлением, так же как и теплоемкости твердого  $\text{He}^3$ , что позволило бы непосредственно проверить предсказание теории. Однако уже сейчас на основании существующих экспериментальных данных можно сделать предварительные вычисления энтропии твердого  $\text{He}^3$  и жидкого  $\text{He}^3$  под давлением. На рис. 18 приведена энтропийная диаграмма  $\text{He}^3$ , рассчитанная Хаммелем, Шерманом, Килпатриком и Эдескути<sup>57</sup> на основании обобщения всех известных в настоящее время экспериментальных данных. На этой диаграмме энтропия жидкости при  $T = 1,5^\circ \text{K}$  и давлении насыщенных паров  $S = 2,614 \pm 0,03 \text{ кал/град моль}$  была определена по значению теплоты испарения  $\text{He}^3$ , измеренной для этой цели калориметрически с большой точностью Осборном и Вейнштоком<sup>59</sup> и энтропии пара. Вычисления производились по формуле

$$S_{\text{ж}} = S_{\text{п}} - \frac{\Delta Q_{\text{исп}}}{T}. \quad (22)$$

Во всем остальном температурном интервале энтропия жидкости под давлением насыщенных паров была определена по данным теплоемкости Ро-

бертса и Сидоряка<sup>58</sup> и Брюера, Шредхара, Крамерса и Даунта<sup>66</sup>. Изменение энтропии жидкости с давлением рассчитывалось по формуле

$$\Delta S_{\text{сжат}} = - \int_{p_{\text{нас}}}^p \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp, \quad (23)$$

где значения  $\left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$ , как функция  $p$ , были взяты из работы Шермана и Эдескути<sup>49</sup>. Таким путем были получены отдельные изобары (не показанные на рис. 18) во всей области существования жидкости от давления насыщенных паров до кривой затвердевания. Энтропия жидкости, находящейся в равновесии с твердой фазой, рассчитывалась по данным работы

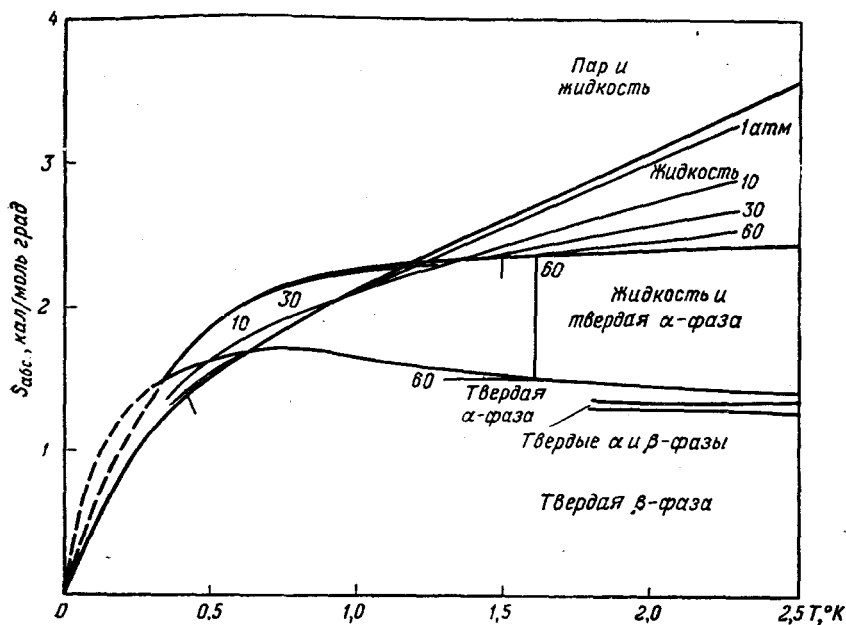


Рис. 19. Энтропийная диаграмма He<sup>3</sup>.

Вейнштока, Абрагама и Осборна<sup>45</sup>, Шермана и Эдескути<sup>49</sup> и Грилли и Милса<sup>51</sup>. Скачок энтропии при переходе жидкости в твердое состояние в области высоких температур (от 1,9° K и выше) был вычислен по данным Грилли и Милса<sup>51</sup>, измеривших  $\frac{dP_{\text{пл}}}{dT}$  и изменение молярных объемов при плавлении. При наиболее низких температурах, за неимением опытных данных, кривые изменения молярных объемов и соответственно энтропии были получены путем экстраполяции. Данные Грилли и Милса<sup>51</sup> позволили также рассчитать скачок энтропии в твердом He<sup>3</sup> при переходе из α- в β-фазу.

Рассмотрение энтропийной диаграммы He<sup>3</sup> показывает, что с понижением температуры энтропия вдоль кривой затвердевания падает, а вдоль кривой плавления в области сравнительно высоких температур остается постоянной и даже слегка возрастает. Экстраполируя кривые в сторону низких температур, авторы установили, что кривые пересекаются при  $T = 0,35^\circ \text{K}$ , где согласно термодинамическим соотношениям (20) должен быть минимум на кривой плавления. На рис. 19 изображена энтропийная диаграмма He<sup>3</sup> по вычислениям Хаммеля, Шермана, Килпатрика и

Эдескути<sup>57</sup>, содержащая ряд изобар и дополнения, путем экстраполяции кривыми в области низких температур. Экстраполяция производилась на основании известных экспериментальных данных и теоретических предположений<sup>69, 70</sup>. Некоторое сомнение на этой диаграмме вызывает участок кривой для энтропии твердого  $\text{He}^3$  ниже  $0,3^\circ \text{K}$ . Кривая проведена в соответствии с экспериментальными данными Фэрбанка и Вальтерса<sup>71</sup> по магнитной восприимчивости  $\text{He}^3$  и теорией Примакова<sup>69</sup>.

Есть, однако, основание предполагать, что измерения Фэрбанка и Вальтерса, свидетельствующие о появлении, начиная с  $0,3^\circ \text{K}$ , упорядочения спинов в твердом  $\text{He}^3$ , не очень надежны. Подробнее на экспериментах Фэрбанка и Вальтерса мы остановимся ниже. Отметим, что настоящая энтропийная диаграмма, построенная в области низких температур путем довольно произвольной экстраполяции, является лишь некоторым приближением к действительности, и поэтому не дает серьезного основания сделать выбор в пользу той или иной теории. Для решения вопроса необходимы новые убедительные экспериментальные данные.

### МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{He}^3$

Магнитные свойства  $\text{He}^3$  представляют особый интерес, поскольку, в отличие от  $\text{He}^4$ , атом  $\text{He}^3$  обладает отличным от нуля магнитным моментом и спином  $1/2$ . Магнитный момент  $\text{He}^3$ , по измерениям Андерсона и Новика<sup>72</sup>, равен  $0,763 \pm 0,007$  магнитного момента протона или  $1,07 \cdot 10^{-23} \text{CGS}$ . Согласно высказываниям Померанчука<sup>46</sup> из-за обменных эффектов в жидком  $\text{He}^3$  уже при температурах ниже  $1^\circ$  начинается упорядочение спинов в параллельное или антипараллельное состояние. В твердом  $\text{He}^3$ , где амплитуда нулевых колебаний меньше расстояний между атомами, обменное взаимодействие практически отсутствует и упорядочение спинов начинается лишь из-за взаимодействия магнитных моментов ядер при температурах порядка  $10^{-6}$  градуса. Примаков<sup>69</sup> в противоположность Померанчуку предполагает, что в твердом  $\text{He}^3$  уже при температурах ниже  $0,6^\circ \text{K}$  атомы начнут упорядочиваться спинами антипараллельно друг другу. Следует заметить, что вопросу упорядочения ядерных спинов посвящено значительное количество теоретических работ. Критерий правильности их может быть найден при исследовании магнитных свойств  $\text{He}^3$ .

Первые эксперименты по определению магнитных свойств жидкого  $\text{He}^3$  были поставлены Сидоряком и Хаммелем<sup>73</sup> и Хаммелем, Лакуиром, Сидоряком и Мак-Ги<sup>74</sup>. Измерения производились двумя методами. В первом методе наблюдали смещение частоты генератора, работавшего на частоте  $1,47 \text{ Mc}$  при конденсации внутри его катушки жидкого  $\text{He}^3$  и при изменении температуры гелия от  $2,08$  до  $1,27^\circ \text{K}$ . С точностью до  $5 \text{ гц}$  такого смещения не было; это означало, что объемная магнитная восприимчивость жидкого  $\text{He}^3$  была меньше  $5 \cdot 10^{-6}$ .

Такой метод не дал бы положительных результатов и в том случае, если бы  $\text{He}^3$  был ферромагнитен и ориентировался магнитным полем Земли, а переменное поле из-за большого времени релаксации не успевало бы переориентировать домены. Чтобы исключить эту возможность, авторы провели эксперименты с частотой 60 периодов в секунду. Наблюдался резонанс между двумя катушками, когда в одной из них конденсировался  $\text{He}^3$  при  $T = 0,904^\circ \text{K}$  или конденсация производилась при  $T = 2,51^\circ \text{K}$ , а затем температура в течение 45 мин. понижалась до  $1,35^\circ \text{K}$ . В обоих случаях, с точностью до ошибок эксперимента ( $\sim 5\%$ ), эффекта не наблюдалось. Таким образом, хотя проведенные эксперименты и не обладали достаточной чувствительностью, чтобы измерить магнитную

проницаемость жидкого  $\text{He}^3$ , они все же позволили установить, что  $\text{He}^3$  не становится ферромагнитным вплоть до  $T = 0,9^\circ \text{K}$ .

Более чувствительную аппаратуру, использующую методы открытого Завойским<sup>75</sup> парамагнитного резонанса, создали Фэрбанк с соавторами<sup>76, 77, 78</sup>. Наиболее полное описание экспериментов содержится в материалах конференции, проходившей в 1957 г. в университете в Огайо<sup>76</sup>. Блок-схема установки Фэрбанка изображена на рис. 20. Образец помещался внутри катушки, входящей в настраивающийся резонансный контур. Перпендикулярно к оси катушки было приложено магнитное поле около 9000 гаусс. Переменный ток подавался в катушку от генератора, работавшего на стабилизированной частоте 30 Мгц. Питание резонансного контура

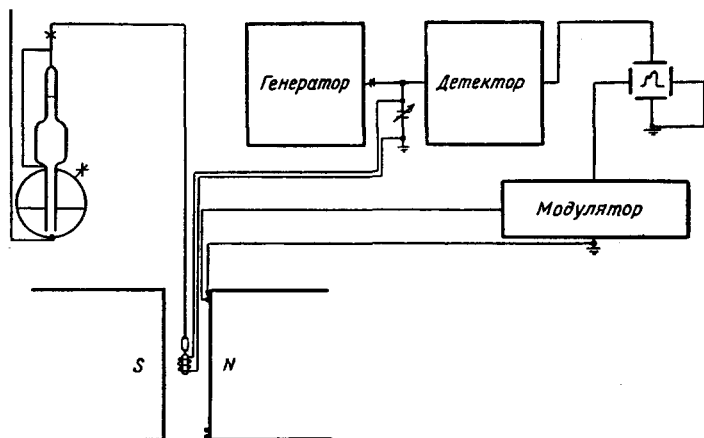


Рис. 20. Упрощенная схема для измерений парамагнитного резонанса в  $\text{He}^3$ .

осуществлялось через цепь с высоким импедансом, что обеспечивало постоянство амплитуды питающего тока. В этих условиях сигнал, снимаемый с катушки, пропорционален добротности  $Q$  резонансного контура. С помощью модулятора, сигнал которого одновременно подавался на развертку осциллографа и дополнительной катушки на магнитных полюсах, поле магнита слегка менялось около 9000 гаусс. Во время наступления парамагнитного резонанса возникало усиленное поглощение образцом высокочастотных колебаний и соответствующее уменьшение  $Q$  контура. Сигнал, снятый с контура, усиливался, детектировался и подавался на осциллограф, где во время прохождения резонанса появлялся четко видимый максимум. Площадь под максимумом на осциллограмме была пропорциональна магнитной восприимчивости образца. Поскольку собственная ширина резонансной линии  $\text{He}^3$  намного меньше, чем ширина, вызываемая неоднородностью магнитного поля вдоль образца, вид резонансной кривой на осциллографе оставался во время эксперимента неизменным и потому относительное изменение магнитной восприимчивости образца было прямо пропорционально амплитуде максимума. Для измерения восприимчивости жидкого  $\text{He}^3$  выше  $1,2^\circ \text{K}$ <sup>77</sup> и газа при  $4,2^\circ \text{K}$  использовали маленький стеклянный шарик, соединенный, как показано на схеме рис. 20, стеклянным капилляром с насосом Теплера. Катушка из медной проволоки наматывалась прямо на шарик.

Для измерений восприимчивости при температурах ниже  $1^\circ \text{K}$ <sup>77</sup> был использован прибор, изображенный на рис. 21. Жидкий  $\text{He}^3$  помещали внутри стеклянной трубки, объемом  $15 \text{ мм}^3$ , расположенной

в медной полости. Катушка для ядерного резонанса помещалась внутри стеклянной трубки. Низкие температуры достигались с помощью размагничивания 25 г хромо-калиевых квасцов, запрессованных, как видно на рисунке, вокруг медной полости на заметном расстоянии от измерительного объема. Для экспериментов использовался  $\text{He}^3$ , сконцентрированный авто-рами фракционированной дистилляцией до чистоты, лучшей 99%.

При помощи прибора непосредственно измерялась в произвольных единицах объемная магнитная восприимчивость  $\text{He}^3$ . На основе этих данных и данных Керра<sup>53</sup> для плотности жидкого  $\text{He}^3$  вычислялась относительная молярная магнитная восприимчивость. Ниже 1,2° К плотность жидкого  $\text{He}^3$  принималась постоянной, поскольку оценка<sup>78</sup> плотности

жидкого  $\text{He}^3$  по изменению объема сжатого пара при отогреве образца от 0,2 до 1,2° К показала, что при всех давлениях и температурах от 0,2 до 1,2 плотность жидкого  $\text{He}^3$  изменяется меньше, чем на 1%.

Результаты измерений приведены на рис. 22. Нижняя кривая соответствует измерениям магнитной восприимчивости жидкого  $\text{He}^3$  при давлении насыщенных паров. Следует заметить, что нижняя кривая в пределах ошибок измерений совпадает с теоретической кривой для идеального фермидираковского газа с температурой вырождения  $T_0 = 0,45^\circ \text{К}$ . На том же рисунке приведены измерения и для твердого  $\text{He}^3$ , однако при низких температурах результаты соответствуют скорее жидкому, чем твердому гелию. В аппаратуре авторов  $\text{He}^3$  может плавиться, поскольку давление его плавления при  $T \approx 0,3^\circ$  повышается с понижением температуры. Кроме того, сами авторы указывают, что их результаты ниже  $0,4^\circ$  иногда при-

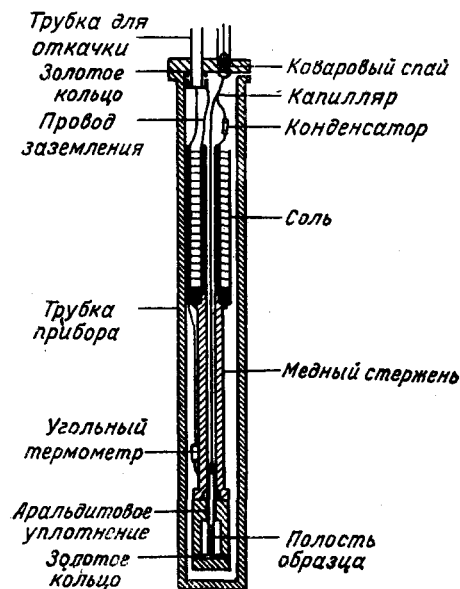


Рис. 21. Прибор для измерения восприимчивости  $\text{He}^3$  при температурах ниже  $1^\circ \text{К}$ .

водят не к отрицательным, а к положительным отклонениям магнитной восприимчивости твердого  $\text{He}^3$  от закона Кюри<sup>79</sup>. Правда, неоднозначность может объясняться и тем, что в этой области температур не исключена возможность существования одной из двух наблюдаемых<sup>51</sup> в твердом  $\text{He}^3$  фаз  $\alpha$  или  $\beta$ .

Кроме описанных измерений, Вальтерс и Фэрбанк<sup>78</sup> на приборе, аналогичном изображенному на рис. 21, определили зависимость объемной магнитной восприимчивости и плотности жидкого  $\text{He}^3$  от давления при  $T = 1,2^\circ \text{К}$ . Их результаты приведены в таблице XII. Авторы предполагали, что магнитная восприимчивость в этих условиях пропорциональна плотности; с точностью до ошибок измерения (5%) это подтвердилось измерением количества  $\text{He}^3$ , сконденсированного в сосуд, а также совпадением этих данных с результатами измерения плотности  $\text{He}^3$ , проведенного Шерманом и Эдескути<sup>49</sup>.

В. Фэрбанк и Вальтерс<sup>76</sup> провели также измерение времени релаксации при установлении равновесия магнитного состояния жидкого  $\text{He}^3$  после значительного снижения амплитуды переменного поля, которая вначале поддерживалась на уровне, насыщающем ядерный резонанс.



За время релаксации  $T_1$  принималось время, в течение которого сигнал возрастал от нуля до значения, равного  $\frac{1}{e}$  его конечной величины. В жидком  $\text{He}^3$  при давлении насыщенных паров величина  $T_1$  оказалась невоспроизводимой от эксперимента к эксперименту и варьировала от 20 до 200 секунд. Последнее обстоятельство навело авторов на мысль, что  $T_1$  определяется влиянием стенок. Однако исследования зависимости  $T_1$  от давления в течение одного эксперимента показали, что  $T_1$  не увеличивается с давлением, как это было бы в случае влияния стенок, а падает.

Падение  $T$  происходит, на первый взгляд, в соответствии с теорией Бломберга, Парсела и Пунда<sup>80</sup>, которые, учитывая броуновское движение, получили  $T_1 \sim Da/\rho$ , где  $D$  — коэффициент самодиффузии,  $\rho$  — плотность  $\text{He}^3$  и  $a$  — эффективный радиус атома  $\text{He}^3$ . Фэрбанк и Вальтерс, используя экспериментальные данные для плотности<sup>53</sup> и диффузии<sup>81</sup> и полагая  $a \sim 1 \text{ \AA}$ , получили для  $T_1 \sim 200 \text{ сек.}$  Однако невоспроизводимость экспериментов делает последние заключения неубедительными. Скорее следует признать, что время релаксации определяется примесями,

Таблица XII

Зависимость магнитной восприимчивости и плотности  $\text{He}^3$  от давления при 1,2° К

Давление (атмосферы)	Объемная восприимчивость (относительные единицы)	Плотность (г/см <sup>3</sup> )
0	1,00	0,0815
0,62	1,02	0,0831
0,97	1,04	0,0847
3,75	1,12	0,0913
6,89	1,20	0,0978
10,8	1,24	0,101
21,7	1,34	0,109
32,8	1,40	0,114

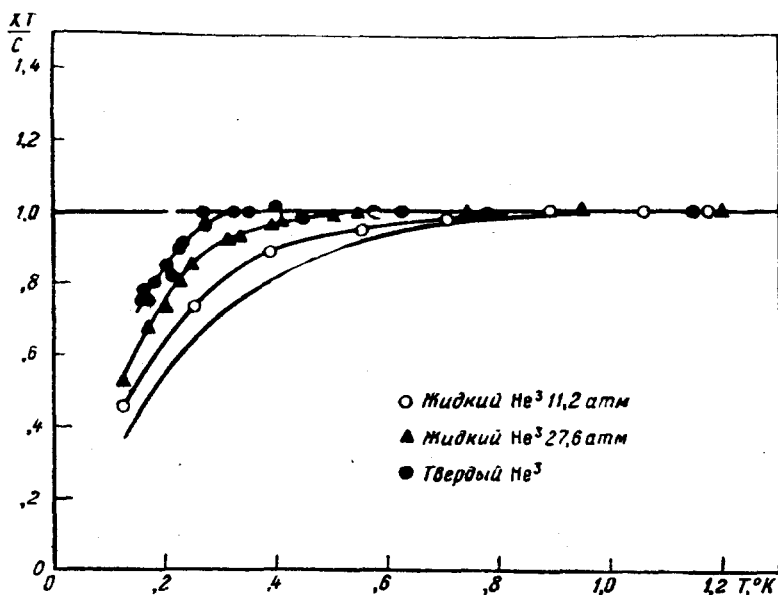


Рис. 22. Зависимость  $\frac{\chi T}{C}$  от температуры для жидкого и твердого  $\text{He}^3$  ( $\chi$  — молярная восприимчивость,  $C$  — константа Кюри).

содержание которых в единице объема пропорционально плотности жидкого  $\text{He}^3$ . Измерения авторов показали также, что время релаксации  $T_1$  в твердой

фазе составляет всего 2 сек. Гарвин и Райх<sup>82</sup> сообщили на низкотемпературной конференции в Лейдене (июнь 1958 г.), что ими проведены измерения диффузии  $D$  и времени релаксации  $T_2$ , соответствующего взаимодействию магнитных ядер  $\text{He}^3$ . Используя методику спинового эха, они определили, что  $D$  слегка падает от 3 до 1,8° К и, экстраполируя от 1,1° К к 0°, получили конечное значение  $D = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{сек}$ .  $D$  изменяется с молярным объемом жидкости  $V$  как  $V^3$ , увеличиваясь более чем в шесть раз. Одновременные измерения  $D$  и  $T_2$  в сосуществующих жидком и твердом  $\text{He}^3$  показали, что при тех же самых давлениях и температурах время релаксации  $T_1$  и  $D$  в твердом гелии на три порядка меньше, чем в жидкости.

### ОТСУТСТВИЕ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ

В первых же опытах с жидким  $\text{He}^3$  было установлено, что это бесцветная, прозрачная жидкость, бурно кипящая при откачке и по внешнему виду ничем не отличающаяся от  $\text{He}^4$ . Неоднократные попытки обнаружить

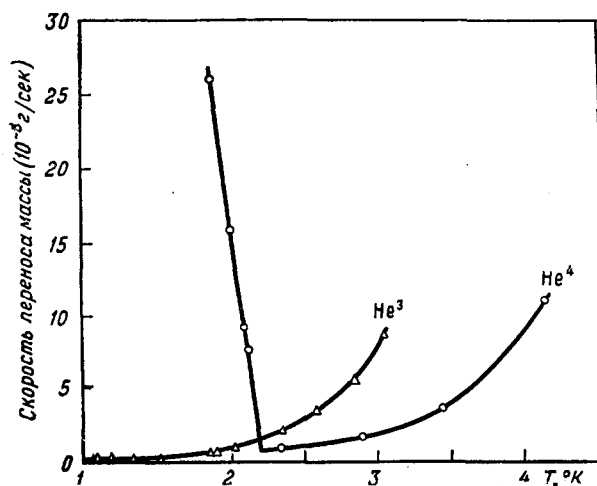


Рис. 23. Скорость переноса массы жидкого  $\text{He}^3$  и жидкого  $\text{He}^4$  через щель  $7 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  как функция температуры.

у  $\text{He}^3$  фазовый переход, аналогичный  $\lambda$ -переходу в  $\text{He}^4$ , давали отрицательный результат. К числу таких попыток относятся опыты Абрагама, Осборна и Вейнштока<sup>83</sup>, исследовавших в 1949 г. течение жидкого  $\text{He}^3$  через щель шириной около  $1 \mu$  в интервале температур от 3,02 до 1,05° К. Щель была образована зазором между платиновой проволокой и капилляром из стекла пирекс, насаженным на проволоку в горячем состоянии. Из-за разности коэффициентов расширения такое соединение при низких температурах имело зазор, величину которого определяли по скорости течения газа при  $T = 4,2^\circ \text{ К}$ . Капилляр соединял между собой два колена U-образной трубки, в одном из которых конденсировалась исследуемая жидкость. Текучесть жидкости определялась из наблюдений скорости повышения давления в эвакуированном сосуде, подсоединенном к другому концу капилляра. В отличие от  $\text{He}^4$ , скорость течения которого через щель резко возрастала при переходе через  $\lambda$ -точку, у жидкого  $\text{He}^3$  наблюдалось монотонное падение скорости с понижением температуры, свидетельствующее об отсутствии сверхтекучести в интервале 1,05 — 3,02° К. Результаты этих измерений приведены на рис. 23. Дальнейшими исследованиями свойств  $\text{He}^3$  при более низких температурах было показано, что сверхтекучесть в  $\text{He}^3$  отсутствует также и ниже 1° К. Так, из измерений вязкости и теплопроводности  $\text{He}^3$ , на которых мы ниже остановимся, следует, что вплоть до температур 0,2—0,3° К  $\text{He}^3$  ведет себя как обычная жидкость. К тем же результатам приводят и опыты по определению  $\lambda$ -линии и диаграммы расслоения растворов  $\text{He}^3$  —  $\text{He}^4$ <sup>84,85,86</sup>. Эти опыты показывают, что смеси с концентрацией выше 82% (по данным<sup>86</sup>)

остаются нормальными вплоть до самых низких температур, при которых проводились исследования ( $0,4^\circ \text{K}$ ). Экстраполируя кривую  $\lambda$ -переходов смесей в сторону больших концентраций, можно установить, что у чистого  $\text{He}^3$  сверхтекучесть, по всей вероятности, вообще отсутствует. Поскольку, однако, принципиально возможность сверхтекучести в  $\text{He}^3$  не исключается общей теорией квантовых жидкостей, для окончательного заключения необходимы дальнейшие эксперименты при еще более низких температурах, в частности — эксперименты в области упорядоченного состояния спинов ядер.

### ВЯЗКОСТЬ

Из качественных наблюдений Абрагама, Осборна и Вейнштока<sup>83</sup> по перетеканию  $\text{He}^3$  через тонкую щель удалось оценить величину коэффициента вязкости и его температурную зависимость. При понижении температуры от  $2,79$  до  $1,04^\circ \text{K}$  вязкость жидкости менялась от  $22$  до  $30,4 \mu\text{P}$ .

Количественные измерения вязкости были выполнены значительно позже. В 1957 г. Тейлор и Даш<sup>87</sup> методом торсионных колебаний диска измерили вязкость  $\text{He}^3$  в интервале температур  $1,3$ — $2,15^\circ \text{K}$  и при  $T = 3,34^\circ \text{K}$ . Прибор Тейлора и Даша изображен на рис. 24. Диск из дюралюминия диаметром  $12,72 \text{ мм}$  и толщиной  $1,34 \text{ мм}$ , жестко соединенный со стержнем из пирексового стекла  $R$  длиной  $76 \text{ см}$  и диаметром  $0,8 \text{ мм}$ , подвешивался на платиновой нити  $F$  в стеклянной камере  $C$ , заполненной  $\text{He}^3$ . Камера имела высоту  $20 \text{ мм}$  и диаметр  $25 \text{ мм}$ . Расстояние между диском и дном камеры составляло  $5 \text{ мм}$ . Температура жидкости определялась по упругости пара  $\text{He}^3$ . Методом зеркала и шкалы измерялся декремент затухания колебаний диска. Для устранения влияния механических вибраций криостат был жестко связан с массивной стальной рамой, установленной на пробковой прокладке. Влияние электрических полей, создаваемых статическими зарядами на стенках камеры и дьюара, устранялось покрытием внутренних стенок камеры и поверхности стержня  $R$  полупрозрачным слоем серебра, обеспечивающим электрический контакт между диском и камерой. Вследствие образования в жидкости пузырьков и конвекционных потоков воспроизводимость результатов была не слишком хорошей. В интервале температур  $1,3$ — $2,2^\circ \text{K}$  среднее отклонение результатов составляло  $\pm 2,5\%$ . Выше  $2,2^\circ \text{K}$  отклонение возрастало до  $\pm 10\%$ , и авторы не сочли возможным включить эти данные в таблицу, исключая значение при  $T = 3,35^\circ \text{K}$  (см. табл. XII). По абсолютной величине и температурной зависимости коэффициента вязкости результаты Тейлора и Даша<sup>87</sup> совпадают с данными Абрагама, Осборна и Вейнштока<sup>83</sup>.

В 1958 г. измерения коэффициента вязкости в более широком интервале температур от  $0,35$  до  $3,2^\circ \text{K}$  были выполнены Зиновьевой<sup>88</sup> методом капиллярного вискозиметра. На рис. 25 изображен один из приборов, использованных для измерений в области низких температур. Прибор

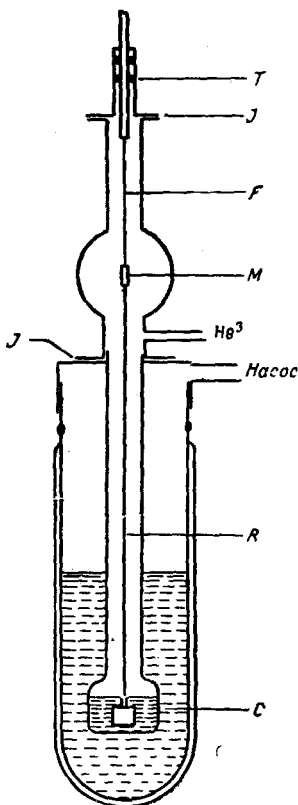


Рис. 24. Прибор для определения вязкости  $\text{He}^3$ <sup>87</sup>.

состоял из дьюара *i* объемом около  $3 \text{ см}^3$  и диаметром 8 мм, из которого производилась откачка паров жидкого  $\text{He}^3$ . Жидкость протекала через толстостенный капилляр *a*, к торцу которого клеим БФ приклеивался цилиндрический резервуар *b*. Для защиты капилляра от загрязнений на входе и выходе его ставились фильтры *e* и *d* большой площади (диаметр 5 мм) из тончайших волокон ваты, задерживающих частицы  $\sim 0,1 \mu$ .

Температура жидкости определялась термометром *R'* из проволоки фосфористой бронзы. Резервуар *b* вместе с капилляром подвешивался на нити *g* и поднимался при помощи магнита (не показанного на рис. 25). Процесс измерений протекал следующим образом. После заполнения резервуара *b* жидкостью, капилляр поднимался настолько, что его нижний конец не касался уровня жидкости. При помощи катетометра и секундомера производились отсчеты положения уровня в резервуаре с течением времени. За исключением предельно-низких температур измерения производились при выключенной откачке насоса. Для того чтобы за время измерений (1—2 мин.) температура существенно не изменилась, над резервуаром *b* укреплялась пиллюла парамагнитной соли *h*, охлаждаемая парами  $\text{He}^3$ . Благодаря своей большой теплоемкости соль служила буфером, снижающим скорость отогрева жидкости. Измерения были проведены на двух капиллярах диаметрами 100,2  $\mu$  и 74,5  $\mu$ . Абсолютные значения коэффициента вязкости в этой работе определены с точностью  $\pm 5\%$  в области выше  $1^\circ \text{K}$  и  $\pm 10\%$  при самых низких температурах. Результаты измерений Зиновьевой приведены на рис. 26 вместе с данными Абрагама, Осборна и Вейнштока<sup>83</sup>, и Тейлора и Дэша<sup>87</sup>.

Рис. 25. Капиллярный вискозиметр для  $\text{He}^3$ <sup>88</sup>.

Значения коэффициента вязкости, найденные различными авторами, даны в таблице XIII. Расхождение между результатами работ<sup>87</sup> и<sup>88</sup>, составляющее  $\sim 20\%$ , по всей вероятности объясняется систематическими ошибками при определении констант приборов. Как видно из

Таблица XIII

Вязкость жидкого  $\text{He}^3$

Тейлор и Даш <sup>87</sup>		Зиновьева <sup>88</sup>		Тейлор и Даш <sup>87</sup>		Зиновьева <sup>88</sup>	
$T^\circ \text{K}$	$\eta \cdot 10^5 \text{ пуаз}$	$T^\circ \text{K}$	$\eta \cdot 10^5 \text{ пуаз}$	$T^\circ \text{K}$	$\eta \cdot 10^5 \text{ пуаз}$	$T^\circ \text{K}$	$\eta \cdot 10^5 \text{ пуаз}$
1,299	2,640	0,35	4,8	2,000	2,360	1,2	2,14
1,396	2,508	0,40	4,00	2,152	2,333	1,4	2,02
1,451	2,570	0,45	3,64	2,154	2,246	1,6	1,96
1,500	2,671	0,50	3,40	3,338	1,879	1,8	1,92
1,599	2,493	0,55	3,22			2,0	1,87
1,601	2,515	0,5	3,07	Насыщенный пар 3,35      1,860		2,2	1,83
1,697	2,328	0,7	2,82			2,4	1,78
1,797	2,282	0,8	2,63			2,6	1,74
1,893	2,292	0,9	2,46			2,8	1,70
1,951	2,295	1,0	2,33			3,0	1,66
						3,2	1,61

рис. 26, вязкость  $\text{He}^3$  слабо меняется при изменении температуры от критической точки до  $1^\circ \text{K}$  и очень резко растет при понижении температуры ниже  $1^\circ \text{K}$ , достигая при  $T=0,35^\circ \text{K}$  значения  $4,8 \cdot 10^{-5} \text{ пуаз}$ . В 1950 г. из качественных соображений Померанчук<sup>46</sup> предсказал для вязкости

жидкого  $\text{He}^3$  зависимость вида  $\frac{1}{T^2}$ . Позднее Абрикосов и Халатников<sup>88,90</sup> из подробного рассмотрения кинетических коэффициентов жидкого  $\text{He}^3$

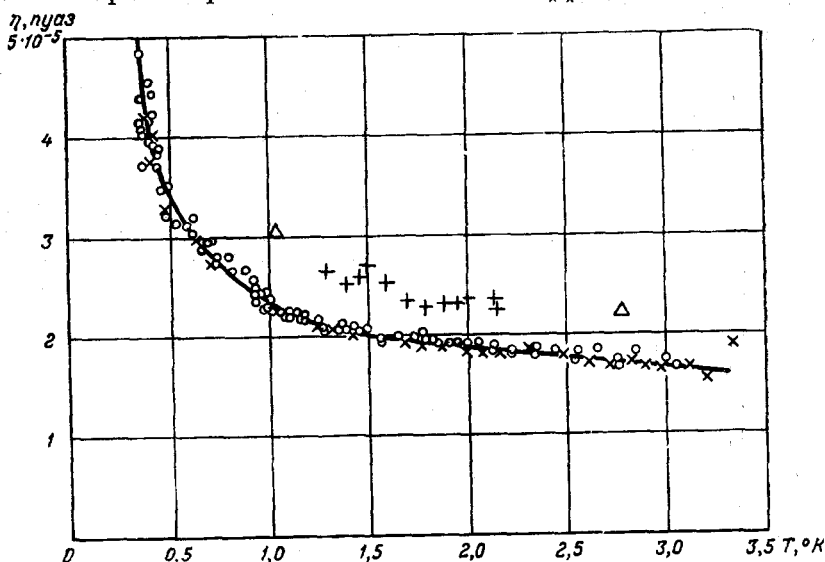


Рис. 26. Вязкость жидкого  $\text{He}^3$ :  $\circ$ ,  $\times$ —Зиновьева<sup>88</sup> ( $\circ$ —капилляр диаметром 102,1  $\mu$ ,  $\times$ —капилляр диаметром 74,5  $\mu$ ),  $\triangle$ —Абрагам, Осборн, Вейншток<sup>83</sup>,  $+$ —Тейлор и Даш<sup>87</sup>.

на основании теории ферми-жидкости, предложенной Ландау<sup>67</sup>, показали, что вязкость должна иметь зависимость вида  $\frac{1}{T^2}$  ниже  $0,4^\circ\text{—}0,05^\circ\text{K}$ .

Анализ кривой на рис. 26 показывает, что ниже  $1^\circ\text{K}$  вязкость меняется как  $\frac{1}{\sqrt{T}}$ , и лишь вблизи  $0,4\text{—}0,5^\circ\text{K}$  зависимость становится более крутой, однако все еще слабее  $\frac{1}{T^2}$ , что не противоречит оценке, данной в работе<sup>89</sup>.

Вязкость газообразного  $\text{He}^3$  была определена значительно раньше вязкости жидкого  $\text{He}^3$ . Измерения были выполнены Беккером и Мизента<sup>91</sup> в интервале температур  $1,3\text{—}4,2^\circ\text{K}$  методом колеблющегося цилиндра. Точность измерений составляла около 1%. На рис. 27 изображены коэффициенты вязкости газообразного  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$ , определенные в работе<sup>91</sup>. Кружками и крестиками обозначены соответственно результаты, полученные при понижении и повышении температуры. Сплошными линиями проведены теоретические кривые, рассчитанные де Буром и Кохеном<sup>92</sup>.

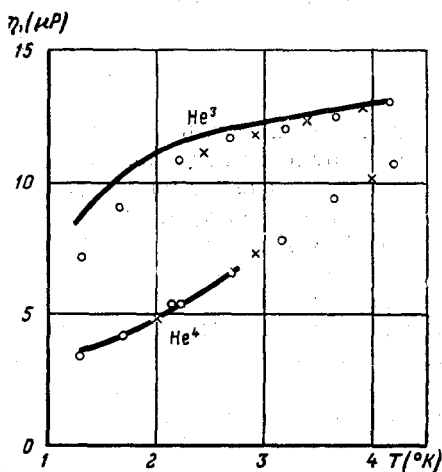


Рис. 27. Зависимость вязкости газообразного  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  от температуры. Кружки и крестики—экспериментальные результаты, полученные соответственно при понижении и повышении температуры. Сплошные линии—теоретические кривые де Бюра и Кохена.

## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

В 1957 г. Ли, Донелли и Фербанк<sup>93,54</sup> измерили теплопроводность жидкого  $\text{He}^3$  (под давлением около  $2/3 \text{ атм}$ ) в интервале температур  $0,2 - 2,7^\circ \text{ К}$ . Авторы использовали прибор (рис. 28), аналогичный прибору Фербанка и Вилкса<sup>94</sup> для измерений теплопроводности  $\text{He}^4$  ниже  $1^\circ \text{ К}$ .  $\text{He}^3$

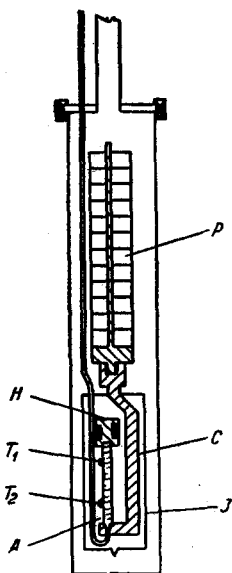


Рис. 28. Прибор для определения теплопроводности  $\text{He}^3$ .

конденсировался в тонкостенном медно-никелевом капилляре А (внутренним диаметром  $1,39 \text{ мм}$  и длиной  $2 \text{ см}$ ), окруженном вакуумной рубашкой J. На верхнем запаянном конце капилляра помещался электрический нагреватель Н; нижний конец капилляра контактировал через медь С с пилулей Р из хромо-калиевых квасцов, охлаждаемой адиабатическим разма-

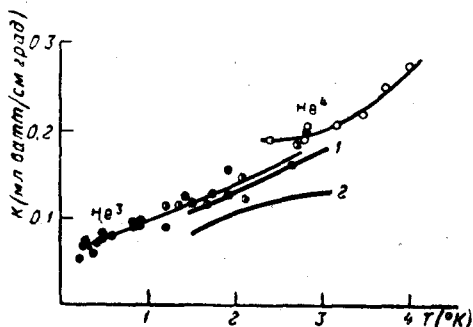


Рис. 29. Зависимость теплопроводности жидкого  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  от температуры. ●, ○ — Фербанк, Ли<sup>93</sup>, 1 — теплопроводность жидкого  $\text{He}^3$  (Чаллис и Вилкс<sup>95</sup>), 2 — теплопроводности газообразного  $\text{He}^3$  (Чаллис и Вилкс).

гничиванием. Соль и капилляр с вакуумной рубашкой были изолированы от ванны жидкого гелия герметической камерой. При распространении тепла сверху вниз вдоль капилляра в столбе жидкости появлялась разность температур, которая измерялась двумя угольными термометрами  $T_1$  и  $T_2$ , расположенными на поверхности капилляра. Поправка на теплопроводность стенок трубки была определена отдельными измерениями теплопроводности незаполненного капилляра (поправка оказалась очень большой, так как теплопроводность трубки по величине превышала теплопроводность столба жидкости). Результаты Фербанка и Ли изображены на рис. 29 черными кружками для  $\text{He}^3$  и белыми для  $\text{He}^4$ . Видно, что в интервале температур  $0,2 - 2,7^\circ \text{ К}$  теплопроводность жидкого  $\text{He}^3$  плавно возрастает от значения  $0,7 \cdot 10^{-4}$  до  $1,9 \cdot 10^{-4} \text{ ватт/см град}$ . Ожидаемая для коэффициента теплопроводности  $\text{He}^3$  температурная зависимость вида  $\frac{1}{T}$ , вытекающая из теории Померанчука<sup>46</sup>, а также из рассмотрения Абриковского и Халатникова<sup>89</sup>, очевидно наступает ниже  $0,2^\circ \text{ К}$ .

Результаты Ли, Донелли и Фербанка были одновременно подтверждены Чаллисом и Вилксом<sup>95</sup>, которые измерили теплопроводность жидкого  $\text{He}^3$  (95%  $\text{He}^3$ , 5%  $\text{He}^4$ ) в интервале температур от  $1,3$  до  $3,0^\circ \text{ К}$ . Авторы располагали малым количеством  $\text{He}^3$  и это определило конструкцию их прибора, который не позволял исключить сопротивление границы между твердым телом и жидким  $\text{He}^3$ . (Как показали опыты Ли и Фербан-

ка  $^{96}$ , на которых мы ниже остановимся, такое сопротивление существует не только в  $\text{He}^4$ , но и в  $\text{He}^3$ .) В приборе Чаллиса и Вилкса измерялась разность температур, возникавшая при наличии теплового потока на краях плоского цилиндрического слоя жидкого  $\text{He}^3$ , заключенного между двумя медными блоками и ограниченного с боков тонкостенной нейзильберовой (german-silver) трубкой. По мнению Чаллиса и Вилкса, их данные занижены на 10% по указанной выше причине. Эти данные изображены на рис. 29 сплошной линией 1. С учетом поправки на сопротивление граничных слоев между жидкостью и твердым телом, они хорошо согласуются с результатами Ли, Доннели и Фэрбанка. Следует отметить, что хотя Чаллис и Вилкс считают данные Фэрбанка и Ли  $^{54}$  более надежными, однако и эти данные также не достаточно убедительны, поскольку, во-первых, нет полной уверенности в том, что в приборе Фэрбанка и Ли были полностью устранены конвекционные потоки и, во-вторых, поправки, которые вводились на теплопроводность стенок трубки, численно были больше теплопроводности самой жидкости.

Помимо теплопроводности жидкого  $\text{He}^3$ , Чаллис и Вилкс на том же приборе измерили теплопроводность пара. Результаты этих измерений также изображены на рис. 29 сплошной линией 2. Легко видеть, что коэффициенты теплопроводности жидкого и газообразного  $\text{He}^3$  при высоких температурах очень близки друг другу, что дает основание рассматривать явления переноса в жидком  $\text{He}^3$  в области высоких температур с точки зрения газокинетической теории. Действительно, в области температур выше  $1^\circ \text{K}$   $\text{He}^3$  хорошо подчиняется классической формуле

$$\kappa = \frac{5}{2} C_v \eta, \quad (24)$$

где  $\kappa$  — теплопроводность,  $C$  — теплоемкость и  $\eta$  — вязкость жидкого  $\text{He}^3$ . Значения  $\kappa$ , вычисленные на основании этой формулы по известным экспериментальным данным для  $C_v$   $^{58}$  и  $\eta$   $^{87}$ , довольно близко совпадают с непосредственно измеренными значениями. Формула (24) перестает быть справедливой в области температур ниже  $1^\circ \text{K}$ .

#### СКАЧКИ ТЕМПЕРАТУР НА ГРАНИЦЕ $\text{He}^3$ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

Как уже упоминалось выше, Фэрбанк и Ли  $^{54}$  в опытах по теплопроводности  $\text{He}^3$  обнаружили скачки температуры на границе между твердой поверхностью, рассеивающей тепло, и жидким  $\text{He}^3$ . Исследование скачков температуры было выполнено на приборе для измерений теплопроводности (рис. 28) с небольшим видоизменением. Жидкий  $\text{He}^3$  конденсировался в тонкостенную мельхиоровую трубку (Cu—Ni) диаметром 1,5 мм, закрытую сверху и снизу пробками из чистой меди. На верхней медной пробке был укреплен нагреватель и термометр. Два других термометра были расположены вдоль мельхиоровой трубки на ее поверхности. Четвертым термометром служила пиллюля парамагнитной соли, находившаяся в

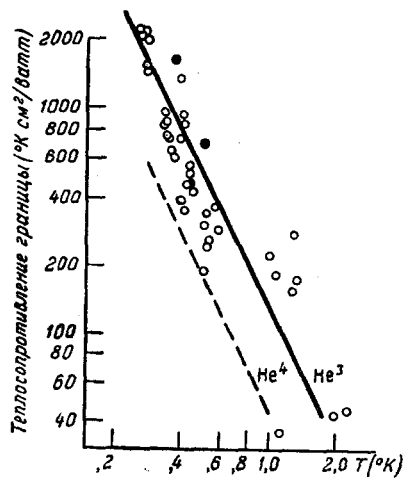


Рис. 30. Зависимость темпосопротивления границы  $\text{He}^3$ —твердое тело от температуры.

контакте с нижней медной пробкой. Температурная зависимость сопротивления границы в логарифмическом масштабе по данным Фэрбанка и Ли изображена на рис. 30. Для сравнения на том же рисунке приведены аналогичные данные для  $\text{He}^4$ , взятые из работы Фэрбанка и Вилкса<sup>94</sup>. Легко видеть, что температурные зависимости сопротивлений границы твердого тела с  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$  одинаковы и отличаются лишь по абсолютной величине.

Сплошная линия, проведенная на графике, соответствует  $R = \frac{130}{T^2}$  для  $\text{He}^3$  и пунктирная —  $R = \frac{45}{T^2}$  для  $\text{He}^4$ . Таким образом, наличие скачка температуры на границе твердого тела с  $\text{He}^3$  при теплопередаче через границу свидетельствует о том, что это свойство присуще всем веществам.

### ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ

Коэффициент поверхностного натяжения  $\text{He}^3$  практически одновременно был измерен Есельсоном и Березняк<sup>97</sup>, Зиновьевой<sup>98</sup> и Ловджоем<sup>99</sup> одним и тем же методом капиллярного поднятия. Результаты этих измерений приведены на рис. 31. Предельное значение коэффициента поверхностного натяжения  $\alpha_0 = 0,152 \text{ дин/см}$  достигается у  $\text{He}^3$  при  $T = 0,6^\circ \text{ K}$ .

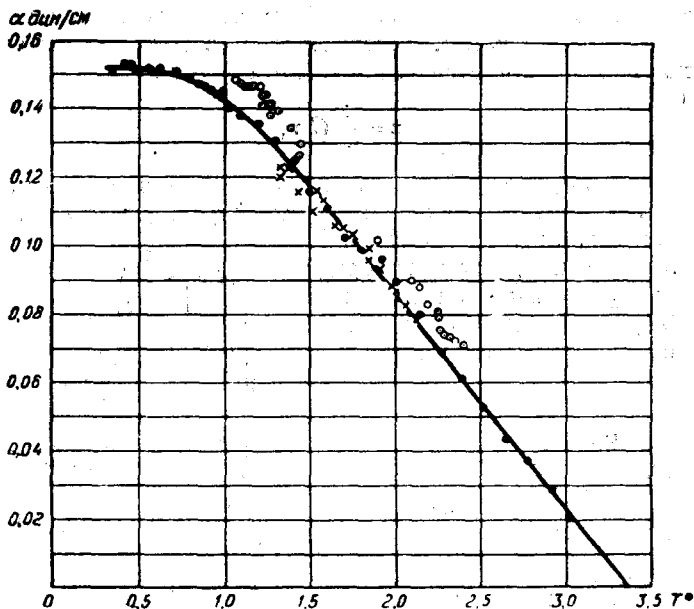


Рис. 31. Поверхностное натяжение  $\text{He}^3$ . ● — Зиновьева<sup>98</sup>,  
× — Есельсон и Березняк<sup>97</sup>, ○ — Ловджой<sup>99</sup>.

Эта величина в 2,3 раза меньше предельного значения  $\alpha_0$  у  $\text{He}^4$ . Отметим, что характер температурной зависимости поверхностного натяжения у  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$ , как было показано в работе<sup>98</sup>, совершенно одинаков. В этом легко убедиться, сравнив графики зависимостей  $\alpha/\alpha_0$  от  $T/T_K$  для  $\text{He}^3$  и  $\text{He}^4$ . Обе кривые совпадают в пределах точности измерений. Таким образом, различие статистик обоих изотопов гелия и связанное с этим различие состояний не приводят к изменению температурного хода поверхностного натяжения у жидкостей.



## СКОРОСТЬ ЗВУКА

В 1957 г. Фликкер и Аткинс<sup>100</sup> и одновременно Лакуер, Сидоряк и Робертс<sup>101</sup> измерили скорость звука в жидком  $\text{He}^3$ .

Измерения Фликкера и Аткинса были выполнены в интервале температур от 1,05 до 2,2° К при помощи импульсов продолжительностью 14 мксек. Авторы использовали электронную схему, аналогичную описанной Аткинсом и Чейзом<sup>102</sup>. Звук возбуждался при помощи кристалла кварца, расположенного на дне камеры объемом 0,12 см<sup>3</sup> на расстоянии 1,013 см от рефлектора. В исследованной области температур скорость звука возросла от 145 м/сек при 2,2° К до 170 м/сек при 1,0° К. Точность измерений не превышала  $\pm 5\%$ .

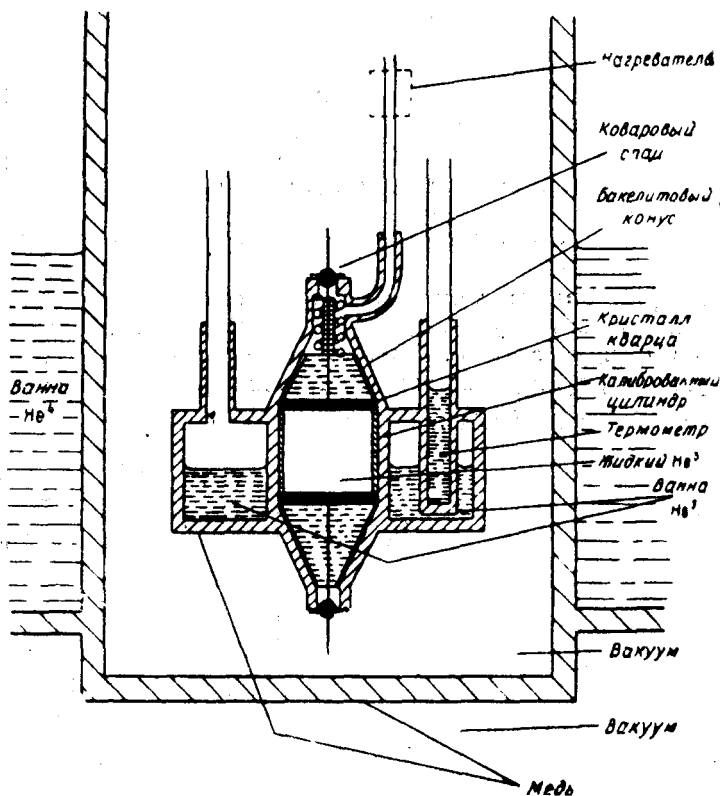


Рис. 32. Прибор для измерения скорости звука в жидком  $\text{He}^3$ <sup>101</sup>.

Лакуер, Сидоряк и Робертс<sup>101</sup> измерили скорость звука в более широком интервале температур — от 0,37 до 3,14° К, используя прибор, изображенный на рис. 32. Измерения были проведены импульсным методом на частоте 5 Мгц. Звук возбуждался при помощи колебаний кварца, помещенного на дне тонкостенного латунного цилиндра длиной 1,0447 см. Колебания возбуждались с частотой повторения 7 раз в секунду и имели продолжительность 0,4 мксек. Второй кристалл, расположенный сверху, служил приемником звука. Принятый сигнал после усиления широкополосным усилителем подавался на экран осциллографа. При помощи специального электронного контура с большой точностью определялось время запаздывания принятого сигнала по отношению к излученному. Температура

жидкости определялась по упругости пара  $\text{He}^3$ . Значения скорости звука выше  $2^\circ \text{K}$  были получены экстраполяцией результатов измерений при более высоких давлениях к давлению насыщенного пара. На рис. 33

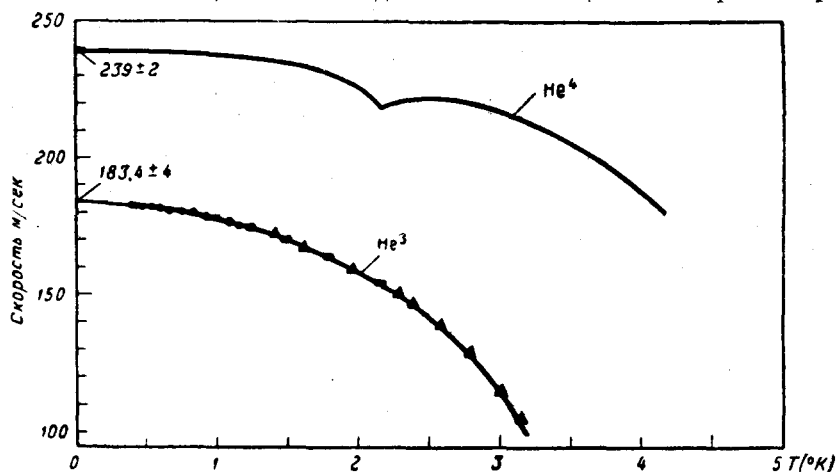


Рис. 33. Зависимость скорости звука в жидком  $\text{He}^3$  от температуры <sup>101</sup>.

графически представлена температурная зависимость скорости звука согласно измерениям Лакуера, Сидоряка и Робертса. Усредненные значения скорости звука с оценкой погрешности измерений, которые даны этими авторами <sup>101</sup>, приведены в таблице XIV. В эту таблицу включены также значения  $\frac{du}{dp}$  и адиабатической сжимаемости  $\chi$ .

Таблица XIV

$T^\circ \text{K}$	$v$ см/сек	$\frac{du}{dp}$ см <sup>3</sup> /дин сек	$\rho$ г/см <sup>3</sup>	$\chi$ см <sup>2</sup> /дин
$\text{He}^3$				
0	$1,834 \pm 0,005 \cdot 10^4$	—	$8,235 \cdot 10^{-2}$	$3,61 \cdot 10^{-3}$
0,5	$1,824 \pm 0,003$	—	8,22	3,66
1,0	$1,780 \pm 0,003$	—	8,19	3,85
1,5	$1,697 \pm 0,003$	$(1,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$	8,061	4,31
2,0	$1,584 \pm 0,003$	$(2,5 \pm 0,3)$	7,805	5,11
2,5	$1,421 \pm 0,004$	$(4,5 \pm 0,5)$	7,335	6,75
3,0	$1,148 \pm 0,005$	$(9,8 \pm 0,8)$	6,462	11,7
$\text{He}^4$				
0	$2,39 \pm 0,02$	—	14,6	1,20

#### СЖИМАЕМОСТЬ $\text{He}^3$

Прямые измерения коэффициента изотермической сжимаемости  $\chi = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T$  в  $\text{He}^3$  были выполнены Пешковым <sup>38</sup> оптическим методом. При определении изотермической сжимаемости температура ванны поддерживалась постоянной и наблюдалось смещение интерференционных полос при повышении давления внутри оптической камеры. Результаты измерений Пешкова для жидкого  $\text{He}^3$  представлены графически на рис. 34.

Наряду с прямыми измерениями изотермической сжимаемости косвенные вычисления коэффициента адиабатической сжимаемости жидкости

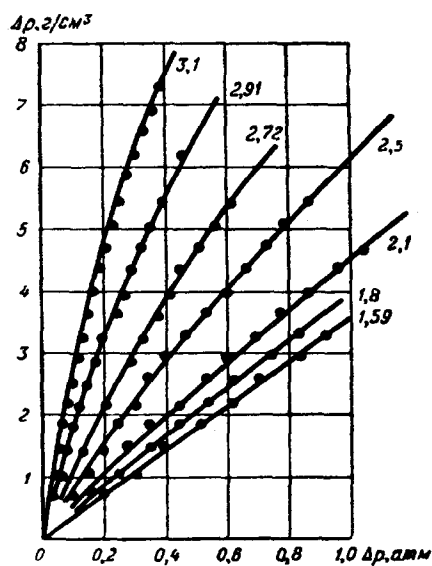


Рис. 34. Кривые изотермической сжимаемости жидкого  $\text{He}^3$  <sup>38</sup>. Цифры на кривых —  $T^\circ \text{K}$ .

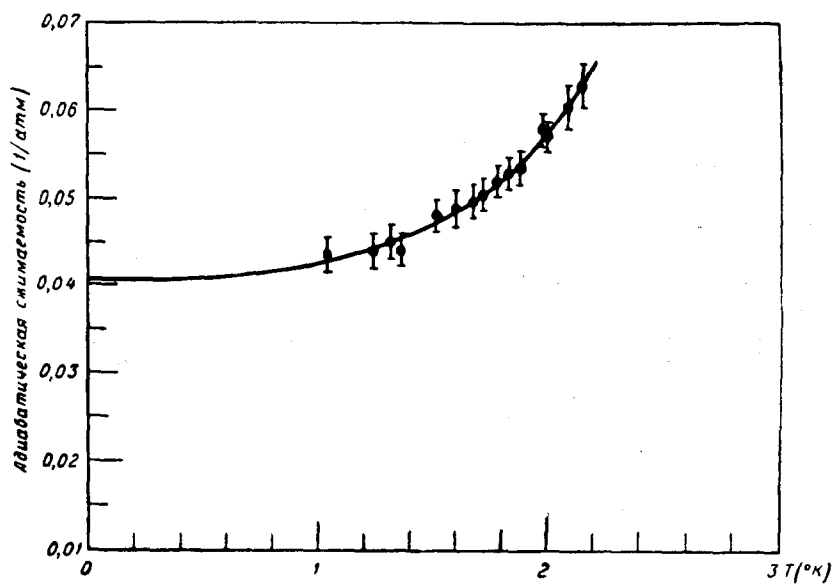


Рис. 35. Адиабатическая сжимаемость жидкого  $\text{He}^3$  <sup>100</sup>.

были сделаны Фликкером и Аткинсом<sup>100</sup> и одновременно Лакуером, Сидоряком и Робертсом<sup>101</sup> на основании измерений скорости звука в жидком  $\text{He}^3$ . В таблице XIV приведены данные Лакуера, Сидоряка и Робертса<sup>101</sup> по адиабатической сжимаемости жидкости, рассчитанные по значениям скорости звука  $u$  и плотности  $\rho$  (по измерениям Керра<sup>53</sup>).

Коэффициент адиабатической сжимаемости жидкого  $\text{He}^3$ , рассчитанный Фликкером и Аткинсом<sup>100</sup>, изображен графически на рис. 35.

### АДСОРБЦИЯ

Адсорбция  $\text{He}^3$  на активированном угле при температурах  $T_1 = 2,45^\circ \text{K}$  и  $T_2 = 3,0^\circ \text{K}$  была определена экспериментально Гофманом, Эдескути

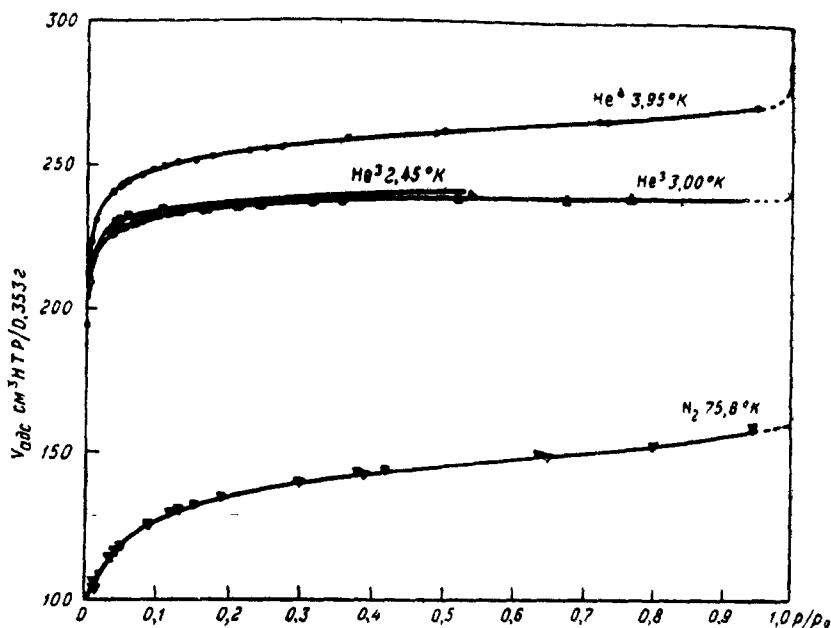


Рис. 36. Адсорбция  $\text{He}^3$ ,  $\text{He}^4$  и  $\text{N}_2$  на активированном угле.

и Хаммелем<sup>103</sup>. Результаты измерений представлены графически на рис. 36, где для сравнения приведены также данные для  $\text{He}^4$  и  $\text{N}_2$ . Измерения показали, что объем сорбированного газа, необходимый для образования мономолекулярного слоя, почти одинаков для обоих изотопов гелия и составляет  $0,43 \text{ см}^3 \text{ Н.Т.Р./м}^2$  для  $\text{He}^3$  и  $0,45 \text{ см}^3 \text{ Н.Т.Р./м}^2$  для  $\text{He}^4$ . В работе<sup>103</sup> показано отсутствие капиллярной конденсации  $\text{He}^3$  при давлениях, меньших давления кипения. Теплота адсорбции  $E_1$  и теплота испарения  $E_{\text{и}}$  изотопов гелия и азота дана в таблице XV.

Таблица XV

Газ	$T^\circ \text{K}$	$E_{\text{и}}$ кал/моль	$E_1$ кал/моль
$\text{N}_2$	75,6	1330	2100
$\text{He}^4$	3,95	20,95	71,2
$\text{He}^3$	3,00	7,88	45,3
$\text{He}^3$	2,45	10,59	42,4

КРИОСТАТЫ С  $\text{He}^3$ 

Использование  $\text{He}^3$  вместо  $\text{He}^4$  для получения низких температур откачкой паров жидкого гелия дает целый ряд преимуществ. Упругость паров  $\text{He}^3$  при  $1^\circ \text{K}$  в 35 раз, а при  $0,5^\circ \text{K}$  уже в 10 000 раз больше, чем у  $\text{He}^4$ . Кроме того, наличие у  $\text{He}^4$  сверхтекучей пленки, ползущей по стенкам дьюара вверх и испаряющейся там, сильно затрудняет получение откачкой предельно низких температур. Рекордно низкая температура, полученная откачкой паров  $\text{He}^4$ ,  $-0,71^\circ \text{K}$ . Кеезом<sup>104</sup> получил ее, используя насос производительностью 675 л/сек, а Лазарев и Есельсон<sup>105</sup> — насос производительностью 15 л/сек и диафрагму диаметром 0,05 мм непосредственно над уровнем жидкого гелия.

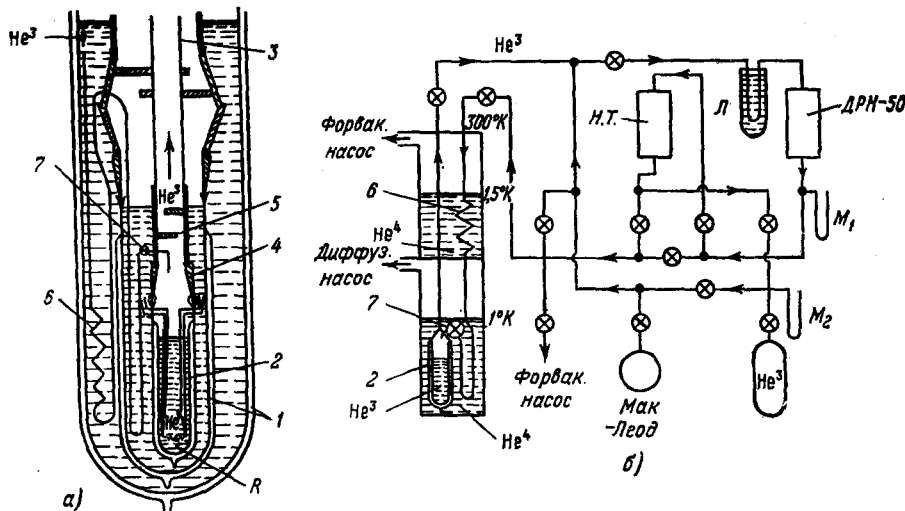


Рис. 37. Стекланный криостат с  $\text{He}^3$  и схема установки.

Наибольшей трудностью при работе с  $\text{He}^3$  является необходимость обходиться малыми количествами его и обеспечение мер сохранности. Однако несомненные преимущества  $\text{He}^3$  для получения температур ниже  $1^\circ \text{K}$  привели к созданию в ряде лабораторий криостатов с использованием его в качестве рабочего вещества<sup>35, 63, 106, 107, 108</sup>. Криостат, работающий в Институте физических проблем в Москве<sup>107</sup>, позволяет производить визуальные наблюдения при температурах до  $0,3^\circ \text{K}$ . Прибор изображен на рис. 37 слева, а схема установки справа. Криостат состоит из двух дьюаров 1 с  $\text{He}^4$ , внутри которых помещен прозрачный стеклянный дьюарчик 2 с жидким  $\text{He}^3$  объемом около  $3 \text{ см}^3$ . Откачка паров  $\text{He}^3$  производится через тонкостенную трубку из нержавеющей стали 3 диаметром 15 мм, соединенную с дьюарчиком при помощи медного перехода 4. Для защиты от излучения сверху внутри медного перехода был установлен экран 5, находящийся в контакте с ванной жидкого  $\text{He}^4$ .

Откачка паров производится ртутным диффузионным насосом ДРН-50 (рис. 37, б) производительностью 30 л/сек, работающим при противодавлении в 25—30 мм рт. ст. На входе ДРН-50 установлена ловушка, охлаждаемая жидким азотом Л. Выход насоса подсоединяется к змеевику 6, погруженному в ванну жидкого  $\text{He}^4$  и соединенному через вентиль 7 с дьюарчиком. Змеевик проходит последовательно через внешний и внутренний дьюары с  $\text{He}^4$ , в которых откачкой отдельными насосами поддерживаются температуры соответственно 1,5 и  $1^\circ \text{K}$ . Благодаря низкой температуре

ванны с  $\text{He}^4$ , ртутный насос ДРН-50 может работать без форвакуумного, имея на выходе давление, приблизительно равное упругости пара  $\text{He}^3$  при  $1^\circ \text{K}$  8—10 мм рт. ст. Сконденсированный и охлажденный в змеевике до  $1^\circ \text{K}$   $\text{He}^3$  по мере надобности подливается в дьюарчик 2 при помощи вентиля 7. В случае высокой температуры ванны с  $\text{He}^4$ , а также для возврата  $\text{He}^3$  в установку, последовательно с диффузионным насосом подсоединен разработанный Даниловым<sup>109</sup> ртутный механический насос Теплера (Н.Т.).

На этой установке удалось достигнуть температуры  $T=0,3^\circ \text{K}$  ( $P=0,002$  мм рт. ст.). Температуру жидкого  $\text{He}^3$  определяли термометром сопротивления из проволоки фосфористой бронзы диаметром 30 м, програ-

дуированным по упругости пара  $\text{He}^3$  и по магнитной восприимчивости хромо-калиевых квасцов. Возможность периодически подливать жидкий  $\text{He}^3$  позволяла работать на этой установке при низкой температуре непрерывно в течение 8—10 часов с неизменным запасом газообразного  $\text{He}^3$  (около 3 литров). Температура  $0,5^\circ \text{K}$  достигалась через 5—10 минут после подлива. При выключенной откачке отогрев жидкости от 0,3 до  $1^\circ \text{K}$  занимал не менее трех часов.

Второй тип прибора, который используется в Институте физических проблем для получения низких температур в больших объемах, изображен на рис. 38. Схема установки аналогична показанной на рис. 37. Насос Теплера (Н. Т.) заменен разработанным в НИВИ<sup>110</sup> герметичным масляным насосом НВГ-2. Газообразный  $\text{He}^3$  конденсируется в змеевике 1 (диаметром  $2,0 \times 1,4$  мм, длиной 5 м), находящемся в ванне с жидким  $\text{He}^4$ , и сливается через регулировочный вентиль 2 и змеевик 3 в сборник  $\text{He}^3$  4. Змеевик 3 был изготовлен из капилляра внутренним диаметром 0,2 мм, длиной 200 мм. Текущий по змеевику  $\text{He}^3$  дополнительно охлаждается парами испаряющейся внизу жидкости. Тело

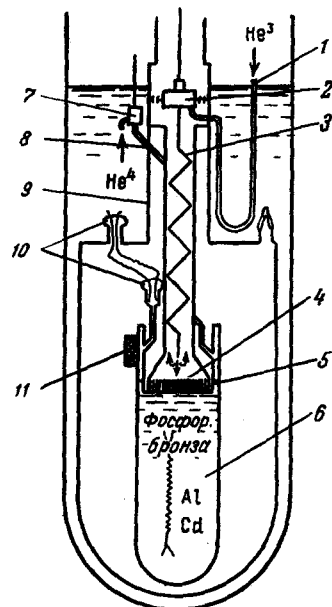


Рис. 38. Металлический криостат с  $\text{He}^3$  непрерывного действия.

вентилька 2, находящееся в контакте с наружной ванной, одновременно служит экраном от идущего сверху излучения. Сборник  $\text{He}^3$  4 представляет собою медный стаканчик, припаянный к тонкостенной трубке из нержавеющей стали длиной 100 мм, диаметром  $12 \times 11,6$  мм. Верхний конец трубки спаян с корпусом прибора. К дну сборника  $\text{He}^3$  припаяна по спирали медная полоска 5 высотой 5 мм и толщиной 0,3 мм с зазором между витками 0,2 мм. Увеличение поверхности сборника, находящейся в контакте с кипящим  $\text{He}^3$ , необходимо для лучшей передачи холода от поверхностного (наиболее холодного) слоя  $\text{He}^3$  к стенкам сборника.

К сборнику  $\text{He}^3$  припаявался медный сосуд 6 емкостью около 200 см<sup>3</sup>. Жидкий  $\text{He}^4$  из ванны заливался в сосуд 6 через вентиль 7 и мельхиоровую трубку 8 (диаметром  $2 \times 1,4$  мм, длиной 160 мм). Сборник  $\text{He}^3$  и сосуд изолированы от гелиевой ванны вакуумной рубашкой 9. Через вакуумную рубашку проведено 12 электрических выводов.

В вакуумной рубашке на наружной стенке сосуда 6 укреплена сетка 11 с активированным углем (1,5 г). Рубашка заполнена  $\text{He}^4$  под давлением  $p=0,5$  мм рт. ст. при комнатной температуре и запаена. Наличие  $\text{He}^4$  в рубашке уменьшает время охлаждения сосуда и сборника  $\text{He}^3$ .

во время запуска криостата. При установлении низкой температуры  $\text{He}^4$  в рубашке сорбируется углем. Время, необходимое для охлаждения сосуда криостата от  $T=4,2^\circ \text{K}$  до  $T=0,5^\circ \text{K}$ , не превышало 1 часа. Время охлаждения сборника  $\text{He}^3$  и сосуда с жидким  $\text{He}^4$  от  $T=1,15^\circ \text{K}$  до  $T=0,5^\circ \text{K}$  составляло 5—10 минут. Регулируя скорость откачки паров  $\text{He}^3$ , а также скорость его подачи в сборник вентилем 2, можно устанавливать температуру сосуда  $0,5^\circ \text{K}$  и выше. В том случае, когда в шарике нет жидкого  $\text{He}^4$ , температура может быть понижена до  $0,35^\circ \text{K}$ . Основной теплоподвод к сосуду идет от ванны по гелию внутри трубки 8. Температура внутри сосуда 6 измеряется термометром из фосфористой бронзы. В качестве опорных точек, по которым каждый раз контролируется градуировка термометра, служат точки перехода в сверхпроводящее состояние проволочек из чистых алюминия диаметром 50 мк и кадмия диаметром 67 мк, включенных последовательно с термометром.

Сидоряк и Робертс<sup>35, 63</sup> для измерения тепловых свойств и упругости паров  $\text{He}^3$  употребляли криостат, изображенный на рис. 6. Дьюар с  $\text{He}^3$ , помещенный в ванну  $\text{He}^4$ , был изготовлен целиком из металла.

$\text{He}^3$  конденсировался в бесшовную медную сферу диаметром 12,7 мм. Внутри сферы находились также кристаллы парамагнитной соли для измерения температуры. Первичная и вторичная катушки наматывались непосредственно на латунную вакуумную рубашку. Для термоизоляции медная сфера укреплялась на латунном блоке прибора с помощью трубки из сплава 70% Cu и 30% Ni длиной 200 мм, диаметром 3 мм с толщиной стенок 0,25 мм. В латунный блок могли ввинчиваться различные вставки для измерения упругости пара, теплоемкости и другие по желанию. На рис. 6 показана вставка для измерения упругости пара. Температуры ниже  $1^\circ \text{K}$  получались откачкой паров  $\text{He}^3$ . Низшая температура, достигнутая авторами на этом приборе, была  $0,37^\circ \text{K}$ .

Сайдель и Кеезом<sup>106</sup> для измерения теплоемкости в области температур от  $0,3^\circ \text{K}$  разработали специальный тип криостата, изображенный на рис. 39. Он представляет собой дьюар *a* с жидким  $\text{He}^4$ , внутри которого в вакуумной рубашке *g* помещен медный сосуд, состоящий из трех отдельных секций *d*, *h*, *l*. Жидкий  $\text{He}^3$ , сконденсированный в сборнике *d*, откачивается через мельхиоровую трубку с диаметром 4 мм и стенками 0,1 мм. Образец *i* с угольным термометром и нагревателем на нем висит внутри секции *h* на нейлоновой нитке, прикрепленной к стальной проволоке *f* диаметром 0,12 мм. Проволока проходит вверх через систему блоков *l* и капилляр *b* диаметром 1 мм. С помощью проволоки образец может висеть и находится в адиабатических условиях или может быть опущен и этим приведен в тепловой контакт с медной пластинкой *k*. Пластинка соединялась медным стержнем и медной оболочкой с ванной  $\text{He}^3$ . Для ускорения охлаждения образца внутри секции *h* оставлялись следы воздуха, которые обеспечивали быстрое охлаждение до  $77^\circ \text{K}$ . При более низких температурах воздух вымерзал и обеспечивалась хорошая

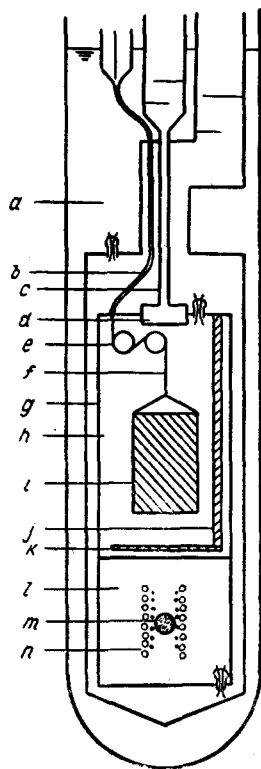


Рис. 39. Криостат для измерения теплоемкости.

тепловая изоляция. Для измерения температуры внутри секции  $l$  помещалась запаянная в стеклянной сфере  $m$  в атмосфере  $\text{He}^4$  (при  $p=1 \text{ ат}$  и  $T=77^\circ \text{ К}$ ), порошкообразная парамагнитная соль — железо-аммониевые квасцы. Измерения производились на мосте переменного тока. Чтобы избежать нагрева от токов Фуко, первичная катушка  $n$  изготовлялась из ниобиевой (сверхпроводящей ниже  $8^\circ \text{ К}$ ) проволоки и помещалась внутри секции  $l$ , стенки которой полужены сверхпроводником (50% олова, 50% свинца). Для теплового контакта секция  $l$  запаивалась при комнатной температуре с атмосферным давлением  $\text{He}^4$  внутри нее.

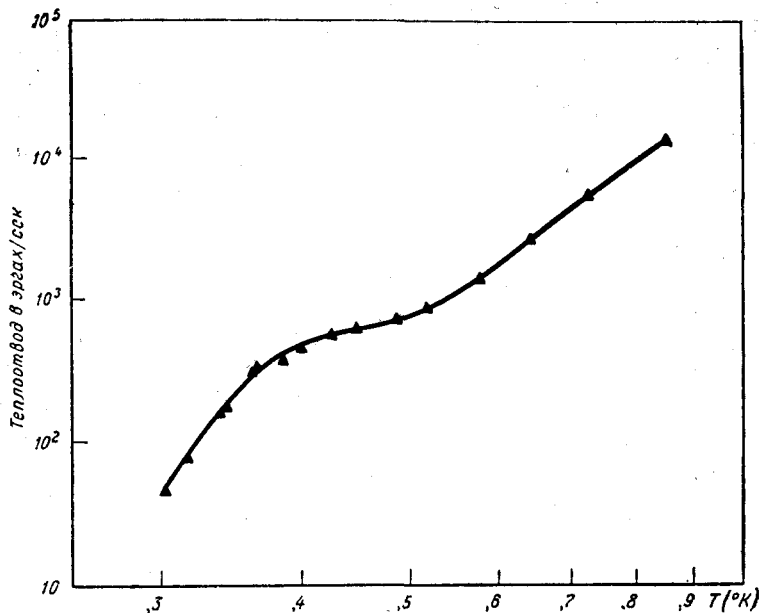


Рис. 40. Кривая отогрева жидкого  $\text{He}^3$  ( $T-q$ ).

Система откачки  $\text{He}^3$  схожа с изображенной на рис. 37, только вместо ртутного употреблялся масляный диффузионный насос производительностью  $25 \text{ л/сек}$ , с форвакуумным масляным ротационным насосом производительностью  $1,3 \text{ л/сек}$ . Конденсация газа производилась не через специальный капилляр, а по тракту откачки. Температура регулировалась не изменением скорости откачки, как в предыдущих приборах, а с помощью срабатывания на вход диффузионного насоса регулируемого количества  $\text{He}^3$  из сборника.

Работа на приборе протекает в следующем порядке. После охлаждения прибора до  $77^\circ \text{ К}$  в дьюар заливается жидкий гелий и выдерживается при атмосферном давлении до момента достижения образцом температуры  $4,2^\circ \text{ К}$  (от 8 до 24 часов). Затем откачиваются остатки  $\text{He}^4$  из пространства внутри вакуумной рубашки  $g$ , температура ванны понижается до  $1^\circ \text{ К}$  и в сборник  $d$  конденсируется  $\text{He}^3$ . После этого включают откачку ротационным насосом, а когда давление в  $d$  падает до  $0,5 \text{ мм рт. ст.}$ , включают диффузионный насос. Образец, стоящий на медной пластинке  $k$ , охлаждается до  $0,35^\circ \text{ К}$  примерно через 6 часов после того, как температура в сборнике  $d$  достигнет  $0,3^\circ \text{ К}$ . Ниже температура не понижается, поскольку тепловой контакт между образцом и медью при этих температурах очень слаб и тепловыделение в угольном термометре  $0,1 \text{ эрг/сек}$  вызывает разницу температур  $0,05^\circ \text{ К}$ . Это обстоятельство позво-



ляло также измерять теплоемкость образца, не поднимая его, ибо при подъеме выделяется тепло, нагревающее образец на десятки градуса, и возникают флуктуации температуры, вызываемые механическими вибрациями. Выше  $1^\circ \text{K}$  тепловая изоляция была недостаточна и образец приходилось поднимать. На рис. 40 приведены температуры, устанавливающиеся в приборе в зависимости от тепловыделения. При наименьших тепловыделениях порядка  $100 \text{ эрг/сек}$  и запаса в сборнике  $3 \text{ л}_0 \text{ He}^3$  (при  $T=0^\circ \text{C}$  и  $p=760 \text{ мм рт. ст.}$ ) температуры около  $0,3^\circ \text{K}$  могут поддерживаться непрерывно в течение 80 часов.

Как видно из описания установок, наличие  $1\text{--}3 \text{ л}_0 \text{ He}^3$  вполне достаточно для успешной работы криостата с  $\text{He}^3$  при температурах ниже  $1^\circ \text{K}$ . При не очень больших теплоподводах, используя первый или второй из описанных вариантов прибора и ванну  $\text{He}^4$  при  $1^\circ \text{K}$ , можно обойтись одним ртутным диффузионным бустерным насосом и свести необходимое количество  $\text{He}^3$  до  $0,05\text{--}0,1 \text{ л}_0$ . Об одном таком криостате, использующем всего  $0,05 \text{ л}_0$ , доложили на конференции в Дельфте Райх и Гарвин<sup>108</sup>. Преимущества же криостатов с  $\text{He}^3$  для работы при температурах от  $0,4$  до  $1^\circ \text{K}$  по сравнению с методами, использующими парамагнитные соли или  $\text{He}^4$ , очевидны.

#### О ПОЛУЧЕНИИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР КРИСТАЛЛИЗАЦИЕЙ $\text{He}^3$

Как уже упоминалось, Померанчук<sup>46</sup> высказал предположение, что в то время как в жидком  $\text{He}^3$  упорядочение спинов начинается при температурах ниже  $1^\circ \text{K}$ , в твердом теле упорядочение начнется лишь при  $T=10^{-7} \text{ K}$ . Примаков<sup>67</sup> считает, что в твердом  $\text{He}^3$  уже при  $T \sim 0,5^\circ \text{K}$  начнется упорядочение в антипараллельное состояние, однако и в этом случае энтропия твердого гелия должна быть больше энтропии жидкого  $\text{He}^3$ . На основании имеющихся сейчас экспериментальных данных нельзя еще определенно сказать, какое из предположений правильно. Опыты Вальтерса и Фэрбанка<sup>47</sup> показали, что плавление твердого  $\text{He}^3$  при  $T=1,2^\circ \text{K}$  сопровождается охлаждением, а при  $0,2^\circ$  — нагреванием твердого  $\text{He}^3$ , т. е. в окрестности  $0,2^\circ$  энтропия твердого гелия больше энтропии жидкого  $\text{He}^3$ , поэтому в этой области оказывается принципиально возможным метод понижения температуры адиабатическим сжатием гелия. Если предположения Померанчука правильны, то, адиабатически переводя давлением жидкий  $\text{He}^3$  в твердое состояние, можно теоретически достигнуть температур порядка  $10^{-7} \text{--} 10^{-6} \text{ K}$ , однако запас холода при этом весьма мал. Действительно, как только к твердому  $\text{He}^3$  будет подведено тепло, достаточное для увеличения энтропии до  $R \ln 2$ , температура резко повысится до десятых градуса. Поскольку подвод тепла осуществляется на уровне  $10^{-7}\text{--}10^{-6} \text{ K}$ , то для отогрева грамм-атома  $\text{He}^3$  потребуется не более  $R \ln 2 \cdot 10^{-6} \sim 70 \frac{\text{эрг}}{\text{моль}}$  или около  $3 \text{ эрг/см}^3$ . Трудно себе представить процесс сжатия, в котором из-за внутреннего трения не выделилось бы такое количество тепла.

Следует, однако, указать на возможность создания термостата для весьма низких температур, используя повышение давления плавления  $\text{He}^3$  с понижением температуры, а следовательно и поглощения теплоты при кристаллизации давлением. Если начать повышать адиабатически давление  $\text{He}^3$ , охлажденного до температур  $0,2\text{--}0,3^\circ \text{K}$ , то после достижения давления плавления начнется кристаллизация, сопровождающаяся заметным поглощением тепла. Смесь твердого и жидкого  $\text{He}^3$  начнет охлаждаться и установится температура, соответствующая равновесной при данном давлении. Продолжая соответствующим сжатием

поддерживать постоянное давление, можно поддерживать постоянную температуру, компенсируя теплоподвод теплотой кристаллизации. При этом запас холода будет тем больше, чем выше регулируемая температура, и по порядку величины будет равен  $\Delta ST_p$ , т. е. при  $T_p \sim 10^{-3}^\circ \text{K}$  около  $10^{-3}$  кал/моль.

Такой процесс представляет еще и то удобство, что из-за весьма полного взаимного проникновения двух фаз в широких пределах температура будет постоянна и однородна, что является немаловажным преимуществом, так как теплопроводность  $\text{He}^3$  очень мала.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обзор экспериментальных данных показывает, что основные свойства жидкого и газообразного  $\text{He}_3$  в интервале температур от  $0,2^\circ \text{K}$  и выше известны, и вопрос может стоять лишь об уточнении тех или иных параметров. Желательны, в частности, более точные эксперименты по определению теплопроводности газообразного, жидкого и твердого  $\text{He}^3$ . Свойства твердого  $\text{He}^3$  изучены неполностью. Интересно получить данные относительно хода кривой перехода из  $\alpha$ - в  $\beta$ -фазу  $\text{He}^3$  во всей области температур существования фаз, а также данные относительно изменений объема и теплосодержания при переходе, а также магнитных свойств фаз.

Большой интерес представляют свойства жидкого и твердого  $\text{He}^3$  при температурах ниже  $0,2^\circ \text{K}$ . Температурная зависимость энтропии твердого  $\text{He}^3$  в этой области неизвестна, а по ее ходу можно определить характер взаимодействия между спинами ядер  $\text{He}^3$ , что весьма важно для выяснения возможности использования кристаллизации  $\text{He}^3$  давлением для получения и поддержания весьма низких температур.

Ниже  $0,05^\circ \text{K}$  свойства  $\text{He}^3$  могут описываться теоретически на основе введенного Ландау<sup>67</sup> понятия о спектре возбуждений ферми-жидкости. Подробнее этот вопрос освещен в обзоре Абрикосова и Халатникова<sup>69</sup>.

Особый интерес представляет выяснение, может ли  $\text{He}^3$  быть сверхтекучим. Поскольку, аналогично электронам в сверхпроводниках, атомы  $\text{He}^3$  из-за наличия ядерных спинов склонны к заметному парному взаимодействию, при очень низких температурах можно ожидать появления в  $\text{He}^3$  сверхтекучести. Решение этого вопроса имеет большое принципиальное значение.

### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. T. Aldrich and A. O. Nier, Phys. Rev. **74**, 1590 (1948).
2. J. E. R. Holmes, Proc. Phys. Soc. **62A**, 293 (1949).
3. B. B. McInteer, L. T. Aldrich and A. O. Nier, Phys. Rev. **74**, 946 (1948).
4. J. G. Daunt, R. E. Probst and H. L. Johnston, Phys. Rev. **73**, 638 (1948).
5. C. T. Lane, H. A. Fairbank, L. T. Aldrich and A. O. Nier, Phys. Rev. **73**, 256 (1948).
6. K. W. Taconis, Ned. Tijds. Nat. **16**, 101 (1950).
7. T. Soller, W. M. Fairbank and A. D. Crowell, Phys. Rev. **91**, 1058 (1953).
8. В. П. Пешков, ЖЭТФ **30**, 850 (1956).
9. E. Pollard and W. Davidson, Applied nuclear physics, 1945.
10. I. Frank, Phys. Rev. **70**, 561 (1946).
11. J. Daunt, R. Probst, H. Johnston, L. Aldrich, A. Nier, Phys. Rev. **72**, 502 (1947).
12. J. Daunt, R. Probst, H. Johnston, J. Chem. Phys. **15**, 759 (1947).
13. J. Daunt, R. Probst, S. Smith, Phys. Rev. **74**, 495 (1948).
14. Б. Н. Есельсон и Б. Г. Лазарев, ЖЭТФ **20**, 742 (1950).

15. J. Dash, R. Taylor, Phys. Rev. 99, 598 (1955).
16. Б. Н. Есельсон, Н. Г. Березняк, М. И. Каганов, ДАН СССР 111, 568, (1956).
17. Т. П. Птуха, ЖЭТФ 34, 33 (1958).
18. И. Померанчук, ЖЭТФ 19, 42 (1949).
19. J. Veenaakker, K. Taconis, E. Lynton, Z. Dokoupil, G. Van Soest, Physica 18, 433 (1952).
20. В. М. Кузнецов, ЖЭТФ 32, 1001 (1957).
21. W. Fairbank, W. Ard, H. Dehmelt, W. Gordy, S. Williams, Phys. Rev. 92, 208 (1953).
22. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев и Н. Е. Алексеевский, ЖЭТФ 20, 1055 (1950).
23. B. Weinstock, D. Osborne, B. Abraham, Phys. Rev. 77, 400 (1950).
24. H. Sommers, Phys. Rev. 88, 113 (1952).
25. Б. Н. Есельсон и Н. Г. Березняк, ЖЭТФ 30, 628 (1956).
26. В. П. Пешков и В. Н. Качинский, ЖЭТФ 31, 720 (1956).
27. В. М. Кузнецов, Диссертация.
28. В. П. Пешков, ЖТФ 26, 665 (1956).
29. S. G. Sydorik, E. R. Grilly and E. F. Hammel, Phys. Rev. 75, 303, 1103 (1949).
30. F. London and O. K. Rice, Phys. Rev. 73, 1188 (1948).
31. L. Tisza, Physics Today 1, 26 (1948).
32. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Phys. Rev. 80, 366 (1950).
33. H. Van Dijk and D. Shoenberg, Nature 164, 151 (1949).
34. J. Kistemaker, Physica 12, 272, 281 (1946).
35. S. G. Sydorik, T. R. Roberts, Phys. Rev. 106, 175 (1957).
36. H. Van Dijk and M. Durieux, Conference on physics of low temperatures, стр. 599.
37. H. Van Dijk and M. Durieux, Physica 22, 760 (1956).
38. В. П. Пешков, ЖЭТФ 33, 833 (1957).
39. W. E. Keller, Phys. Rev. 98, 1571 (1955).
40. De Boer, Van Krakendonk, Compaan. Physica 16, 545 (1950).
41. J. E. Kilpatrick, W. E. Keller, E. F. Hammel, N. Metropolis, Phys. Rev. 94, 1103 (1954).
42. J. E. Kilpatrick, W. E. Keller, E. F. Hammel, Phys. Rev. 97, 9 (1955).
43. T. R. Roberts, S. G. Sydorik, Phys. Rev. 102, 304 (1956).
44. D. W. Osborne, B. M. Abraham, B. Weinstock, Phys. Rev. 82, 263 (1951).
45. B. Weinstock, B. M. Abraham, D. W. Osborne, Phys. Rev. 85, 158 (1952).
46. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 20, 919 (1950).
47. G. K. Walters, W. M. Fairbank, Bull. Amer. Phys. Soc. Ser., 11, 2, 183 (1957).
48. Б. Н. Есельсон и Б. Г. Лазарев, ДАН СССР 97, 61 (1954).
49. R. H. Sherman, F. J. Edeskuty, Proc. of the Sympos. on Solid and Liquid He. P. 44, Ohio State Univ., 1957.
50. R. L. Mills, E. R. Grilly, Phys. Rev. 99, 480 (1955).
51. R. L. Mills, E. R. Grilly (Preprint, 1957).
52. A. F. Schuch, E. R. Grilly, R. L. Mills. (Preprint.).
53. E. C. Kerr, Phys. Rev. 96, 551 (1954).
54. A. Fairbank, D. M. Lee, Proc. of the Sympos on Solid and Liquid He, стр. 26, 1957.
55. Частное сообщение.
56. R. Dean Taylor, E. C. Kerr, Kamerlingh Onnes Confer. on low temperature physics, стр. 25, Leiden, 1958.
57. E. F. Hammel, R. H. Sherman, J. E. Kilpatrick, F. J. Edeskuty, (Preprint.)
58. T. R. Roberts, S. G. Sydorik, Phys. Rev. 98, 1672 (1955).
59. D. W. Osborne, B. Weinstock, Kamerlingh Onnes Conference on Low Temperature Physics, стр. 25, Leiden, 1958.
60. G. de Vries, J. G. Daunt, Phys. Rev. 92, 1572 (1953).
61. G. de Vries, J. G. Daunt, Phys. Rev. 93, 631 (1954).
62. C. V. Heer, J. G. Daunt, Phys. Rev. 76, 854 (1949).
63. T. R. Roberts, S. G. Sydorik, Phys. Rev. 93, 1418 (1954).
64. D. W. Osborne, B. M. Abraham, B. Weinstock, Phys. Rev. 94, 202 (1954).

65. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Phys. Rev. **98**, 551 (1955).
66. D. F. Brewer, A. K. Sreedhar, H. C. Kramers, J. G. Daunt, Phys. Rev. **110**, 282 (1958).
67. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
68. И. М. Халатников и А. А. Абрикосов, ЖЭТФ **32**, 915 (1957).
69. H. Primakoff, Bull. Amer. Phys. Soc., **11**, 2, 63 (1957), Private communication.
70. K. A. Brueckner and J. L. Gammel, Symposium of Liquid and Solid He. Ohio State Univ, стр. 186, 1957.
71. W. M. Fairbank and G. K. Walters, Symposium on Liquid and Solid He. Ohio State Univ., стр. 221, 1957.
72. H. L. Anderson and A. Novik, Phys. Rev. **73**, 919 (1948).
73. S. G. Sydoriak and E. F. Hammel, Proc. Intern. Conference on Physics of Very Low Temperatures. M. I. T. Cambridge, стр. 42, 1949.
74. E. F. Hammel, H. L. Laquer, S. G. Sydoriak and W. E. McGee, Phys. Rev. **86**, 432 (1958).
75. E. Zavoisky, J. of Physics **9**, 211 (1945).
76. W. M. Fairbank and G. K. Walters, Symposium of Liquid and Solid He<sup>3</sup>. Ohio State Univ. стр. 205, 1957.
77. W. M. Fairbank, W. B. Ard., G. K. Walters, Phys. Rev. **95**, 566 (1954).
78. G. K. Walters and W. M. Fairbank, Phys. Rev. **103**, 263 (1956).
79. W. M. Fairbank and E. D. Adams, Nuclear Alignment in Solid He<sup>3</sup>. Kamerlingh Onnes Conf., 1958.
80. N. Bloembergen, E. M. Purcell and R. V. Pound, Phys. Rev. **73**, 679 (1948).
81. R. L. Garwin, Kan and H. A. Reich, NSF Conf. Low. Temp. Barton Rouge, L. 1955.
82. R. L. Garwin and H. A. Reich, Kamerlingh Onnes Conf., стр. 25, 1958.
83. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Phys. Rev. **75**, 988 (1949).
84. G. K. Walters, W. M. Fairbank, Phys. Rev. **103**, 262 (1956).
85. T. R. Roberts and S. G. Sydoriak (Preprint).
86. К. Н. Зиновьева и В. П. Пешков (в печати).
87. R. D. Taylor, J. G. Dash, Phys. Rev. **106**, 398 (1957).
88. К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **34**, 609 (1958).
89. А. А. Абрикосов и И. М. Халатников, ЖЭТФ **32**, 1083 (1956).
90. А. А. Абрикосов и И. М. Халатников, Обзор (в печати).
91. E. W. Becker and R. Misenta, Phys. Rev. **93**, 244 (1954).
92. J. de Boer and E. G. D. Cohen, Physica **17**, 993 (1951).
93. D. M. Lee, R. J. Donnelly, H. A. Fairbank, Bull. Amer. Phys. Soc. **11**, 2, 64 (1957).
94. H. A. Fairbank, J. Wilks, Proc. Roy. Soc. (London) **A231**, 545 (1955).
95. L. J. Challis, J. Wilks, Proc. symp. on solid and liquid He. Ohio, стр. 38.
96. H. A. Fairbank, D. M. Lee, Proc. symp. on solid and liquid, стр. 32.
97. Б. Н. Есельсон и Н. Г. Березняк, ДАН СССР **99**, 365 (1954).
98. К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **29**, 899 (1955); **28**, 125 (1955).
99. D. R. Lovejoy, Canad. J. Phys. **33**, 49 (1955).
100. H. Flicker, R. K. Atkins, Proc. symp. on solid and liquid He. Ohio, стр. 11, 1958.
101. H. L. Laquer, S. G. Sydoriak, T. R. Roberts, Proc. symp. on solid and liquid He. Ohio State Univ., стр. 15.
102. K. R. Atkins, C. E. Chase, Proc. Phys. Soc., **64**, 826 (1951).
103. C. J. Hoffman, E. J. Edeskuty, E. F. Hammel, J. Chem. Phys. **24**, 124 (1956).
104. W. H. Keesom, Commun. Leiden, № 219a; Proc. Kon. Acad. Amsterdam **35**, 136 (1932).
105. Б. Г. Лазарев и Б. Н. Есельсон, ЖЭТФ **12**, 549 (1942).
106. G. Seidel, P. H. Keesom, Program of the fifth intern. conf. on low temp. phys. and chem. Wisconsin, стр. 65, 1957 (Preprint).
107. В. П. Пешков, К. Н. Зиновьева и А. И. Филимонов (в печати).
108. H. A. Reich and R. L. Garwin. Программа заседания 1-й комиссии Международного института холода в Дельфте, июнь, 1958 г.
109. И. Б. Данилов, ПТЭ, **1**, 93 (1956).
110. Сборник по обмену передовым опытом в области технологии и организации производства, МРТП СССР, **55**, 1955.