

低温物理实验技术

G. K. 怀特著

科学出版社

53.813
247

低温物理实验技术

G. K. 怀特著

洪朝生等译

科学出版社

1962

G. K. WHITE
EXPERIMENTAL TECHNIQUES IN
LOW-TEMPERATURE PHYSICS

Oxford University Press

1959

內 容 簡 介

本书分为三部分。第一部分論述低溫的获得与測量、各种液化器的設計原理和制备方法、液体的儲存与轉移方法、热交换器的設計和制备以及各种測量溫度的方法。第二部分詳細介紹各种研究用的恆溫器、传热計算方法、溫度控制方法、絕热去磁与真空技术等。第三部分列出了一部分物理数据,可供实验参考。

本书可供低溫物理、冶金和物理化学方面的科技工作者参考。

低 溫 物 理 实 驗 技 术

G. K. 怀 特 著

洪 朝 生 等 譯

*

科学出版社出版 (北京朝阳门大街117号)

北京市书刊出版业营业登记证出字第061号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1962年2月第一版

1962年2月第一次印刷

(京) 00001—10,000

书号: 2474 字数: 235,000

开本: 850×1168 1/32

印张: 8 7/8 插页: 2

定价: 1.35 元

譯者前言

本书对低温物理实验技术作了一般介绍;由于篇幅有限,未能包括低温物理实验技术的全部细节。有些较为简单的低温实验设备,根据书中所介绍的原理与简图即可进行设计;对于较为复杂的低温实验设备,从本书获得一些初步的概念以后,可以再去参考原始的或较详细的文献。

本书对液化气体设备的介绍甚为简略,如果读者希望进行建立液化气体设备的工作,我们建议参阅下列更详细的文献:

1. 盖尔士:“深度冷冻”(第二版中译本,高等教育出版社,第一卷——1957年,第二卷——1958年),第一卷第一,二,三章;第二卷第三,六,十,十一章(或俄文本 Герш:“Глубокое охлаждение”(第三版, Государственное энергетическое издательство, часть I—1957, часть II—1960),第一卷第一,二,三章;第二卷第二,三,四,五,八,九章)。

2. Encyclopedia of Physics, 第 XIV 卷, Springer Verlag, 1956; 第一篇:“达到液氦温度的低温获得方法”;第二篇“氮液化器与液氮容器”(或俄译本:“Физика низких температур”(Издательство иностранной литературы, 1959),第一,二章)。

3. Scott R. B.: Cryogenic Engineering, D. Van Nostrand Company, Inc., 1959.

我们在翻译过程中基本上是按照原文逐句翻译的,但在原书中少数讲得不很清楚的地方,为了便于读者理解,我们对文字作了一些修改,或附加了一些译者注,以供参考。

原书中介绍了一些英美商品材料的厂家和牌号等,凡能够从其中查出材料成分或化学名称的,我们就照录下来;凡没有什么参考价值的厂家和牌号,我们就删去了。

本书为集体翻译,参加翻译工作的有白伟民、朱元贞、王桂蓉、楊海清、韓順輝、蔣家树、洪朝生等。

洪朝生 1961年6月

作者序言

在不多年以前，大部分的低温物理学工作者——进行液态氮或液态氦温度下的物理性质研究的工作者——还是在較少数的低温研究中心，如萊登、柏林、貝克来、牛津、剑桥、多伦多等处接受在这个領域中的技术訓練。現在，由于研究工作的扩展和液化氦设备（不用液态氮的膨胀机型氮液化器）的商品生产，各地实验室中許多物理学工作者都准备进行低温度范围的物理研究，因而就遇到了設計恆溫器，向恆溫器中注入液态氮，保持并測量各种温度等技术問題。常常是这些問題并不难解决，只是有关的技术資料分散地发表在多年的各种期刊中。因此需要編成一本书提供各項技术細節，包括恆溫器設計中所用的各項工艺材料的物理数据、測量与控制温度的各种方法，以及各項相关的問題。本书就是为了适应这一需要而写的。

作者原希望在书中包括許多操作的全部工艺細節，例如逆流式热交换器的盘管方法，但是很快就理解到本书的篇幅不容許这样作。有几章，特别是关于气体液化与磁致冷却部分，仅只是簡短地討論了有关的原理，包括一些实例和更为詳細的参考文献。其目的不单是顧到全书內容的連續性，及向非內行的讀者介紹有关原理及文献，而且希望能成为任何想要設計液化器或絕热去磁恆溫器的工作者的引导。

希望較全面地了解低温物理而不是低温技术的讀者，可看：伯頓、格雷生-斯密斯与威耳海姆的“液态氮温度下的現象”（Burton, Grayson Smith and Wilhelm: “Phenomena at the Temperature of Liquid Helium,” 1940）；杰克森的“低温物理”（Jackson: “Low Temperature Physics”, 1948）；或斯快尔的“低温物理”（Squire: “Low Temperature Physics”, 1953）。

在本书的编写过程中,得到了很多朋友的帮助和指正。

怀 特

1957年7月

目 录

译者前言	vi
作者序言	vii

第一部分 低温的获得与温度的测量

第一章 低温的产生	1
1. 等熵冷却	1
2. 等焓冷却	4
3. 空气液化器	9
4. 膨胀机型氮液化器	13
5. 氢和氮液化器的概览	17
6. 气体的纯化	33
第二章 液化气体的储存与转移	37
1. 杜瓦容器	37
2. 输液(虹吸)管	47
3. 液面指示器	52
4. 液面控制器	55
第三章 热交换器	59
1. 引言	59
2. 压强梯度和传热的计算	60
3. 制备方法	68
4. 热交换器分析实例	71
第四章 温度的测量	77
1. 引言	77
2. 热力学温标和气体温标与国际温标的关系	79
3. 固定温度	80
4. 气体温度计	83
5. 蒸汽压温度计	90

6. 金属元素的电阻	97
7. 金属合金的电阻温度计	109
8. 半导体电阻温度计	113
9. 温差电偶温度计	120

第二部分 研究用的恒温器

第五章 恒温器设计导论	129
-------------	-----

1. 概論	129
2. 比热测量用的恒温器	131
3. 测量热导率与温差电动势率用的恒温器	136
4. 电阻率或霍耳效应测量用恒温器	144
5. 研究力学性质用的恒温器	145
6. 为材料的光学与X射线研究用的恒温器	147
7. 测量磁化率用恒温器	152

第六章 传热	157
--------	-----

1. 引言	157
2. 气体的热传导	157
3. 通过固体的传热	161
4. 辐射传热	165
5. 恒温器漏热的其他原因	169
6. 漏热计算举例	171
7. 通过加压接触的传热	174

第七章 温度控制	178
----------	-----

1. 引言	178
2. 蒸汽压的控制	178
3. 电热控制	182
4. 控制冷却	185
5. 斯文森控制方法	188

第八章 絕热去磁	190
----------	-----

1. 引言	190
2. 順磁盐	193
3. 温度测量	196
4. 恒温器	204

5. 1°K 以下的传热和热平衡	209
6. 两級致冷、循环磁致冷和核去磁	214
7. 磁体	219
第九章 真空技术与材料	224
1. 引言	224
2. 真空技术	225
3. 铍料	231
4. 真空封接和密封胶	235

第三部分 物理数据

第十章 热容和膨胀系数	239
1. 固体的热容	239
2. 热膨胀系数	244
第十一章 电阻率和热阻率	248
1. 电阻率	248
2. 电阻率数据	252
3. 热阻率的讨论	259
4. 热阻率数据	264

第一部分 低温的获得与温度的测量

第一章 低温的产生

1. 等熵冷却

引言

由于在恒体积或在恒压强下, 一个系统的熵或无序程度是温度的单调增加的函数, 所以任一冷却过程都可看作为有序度增加或者熵减少的过程。按照西蒙的说法, 致冷机是一种“熵排出器”。这种排出是可能的, 因为熵 S 同时是温度以外其它一些可变参量的函数, 即 $S = S(T, X)$, 此处参量 X 是这个系统的一种物理性质, 它能在一定范围内变动, 从而改变熵。

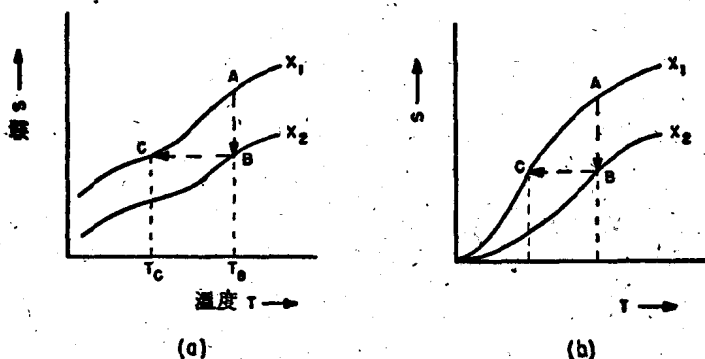


图 1. 一种冷却过程

图 1(a)表明, 当 X 等温地由 X_1 改变到 X_2 时, 熵减少。再将 X 在等熵情形下由 X_2 改变到 X_1 , 则温度由 T_B 降低到 T_C ; 因为 $\Delta S = \int dQ/T$, 所以等熵的改变是个绝热过程。这过程是可逆的, 因此根据热力学第二定律, 它按所需的外功来说是最有效的冷却

过程。由图 1 (a) 看来, 似乎至少在原则上可以用有限的几次象由 $A \rightarrow B \rightarrow C$ 这样的步骤, 将系统冷却至绝对零度的温度。但是, 如果情况象图 1 (b) 所表明的那样, 便不会是如此了; 热力学第三定律指出: 1 (b) 是正确的, 而 1 (a) 不正确。热力学第三定律用西蒙 (Simon, 1930, 1936) 的陈述形式是: “在绝对零度下, 处于内部的热力学平衡状态的一系统, 其所有状态之间熵的差别全消失。”

和这一描述意义相同的另一种描述是: “用任何方法, 无论这种方法如何理想, 都不可能借有限次数的操作将任何系统的温度降低到绝对零度”, 它由葛根海 (Guggenheim) 所证明, 并可以由图 1 (b) 清楚地看出。但是, 我们还是有降低温度 (即使达不到绝对零度) 的方法, 而且实际上这些方法也已被广泛地应用。令参量 X 代表作用于气体的压强 p 或是令它代表作用于磁偶极系集的磁场 H , 就可以具体地例示出用等温压缩和绝热膨胀来冷却气体的原理, 和用等温磁化和绝热去磁得到磁冷却的原理。

实 例

在图 2 中简明表示出简单的膨胀型氮液化器 (Simon, 1932),

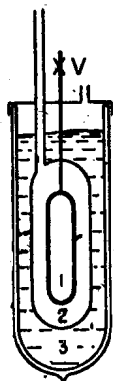


图 2. 西蒙膨胀型
液化器简图

氮气等温地压入膨胀室 1 达到 100 大气压; 此时保持在 15°K 左右的温度, 热量经过充满于空间 2 中作为热交换介质的氮气而传递给杜瓦容器 3 中在低压下蒸发的液氮槽。这样, 起始温度 $T_B \approx 15^\circ\text{K}$; 实际上进一步降低蒸发的液氮面上的压强到其三相点压强以下很多, 则 T_B 可以降低到 10°K 。然后将传热气体由 2 中取走, 并且使膨胀室 1 中的压缩氮气通过阀 V 膨胀到 1 大气压压强, 于是留在室中的气体就绝热地冷却到最后温度 T_C (等于液化温度); 膨胀室容积的相当大部分

中充满液态氮。金属膨胀室 1 具有的热容量相对于气体的热容量

来耕应当很小,这一点极为重要。对于在 10°K 左右的氮气这要求很容易实现,但是对于在 200°K 的压缩空气便不会是这种情形,因为高压容器在这样较高温度下的热容量将是不低的。

首次被西蒙在 1926 年所发明并且为曼德尔孙 (Mendelssohn, 1931) 所发展了的退吸附氮液化器与此很相似。在这种液化器的内容器中部分地充满活性炭,而图 1 中的 $A \rightarrow B$ 过程即氮气在活性炭上等温吸附到 1—5 大气压,吸附热经过传热气体传递给液氢槽。接着就是绝热退吸附或即抽出被吸附的氮气,在这过程中剩余气体、活性炭和容器的温度降低到或接近液化温度。

1926 年德拜 (Debye, 1926) 与焦克 (Giauque, 1927) 分别提出,用磁场把象在顺磁性盐体中那样微弱相互作用的磁偶极的集体排列成序,然后随之以绝热去磁的过程,就可以致冷。几年之后焦克和麦克刀加耳 (Giauque and Macdougall, 1933), 德·哈斯、维尔斯马、和克拉漠斯 (De Haas, Wiersma, and Kramers, 1933) 与库尔提和西蒙 (Kurti and Simon, 1935) 从实验上实现了它;图 3 简单地表示这种过程。一块顺磁性盐 (在焦克的早期实验中用硫酸钆) 在几千奥的磁场中在约 1°K 温度下磁化,磁化热经过传热用氮气传递给外面杜瓦容器中减压液态氮。在将传热气体移去之后,降低磁场,盐块的温度就下降。与膨胀型液化器中欲获得较深度冷却的情况相类似,盐块在 1°K 下的晶格振动比热必须比之“磁热容量”即无序的磁离子的热能小很多;否则,磁化时熵的减少将比晶格的整个熵要小很多。

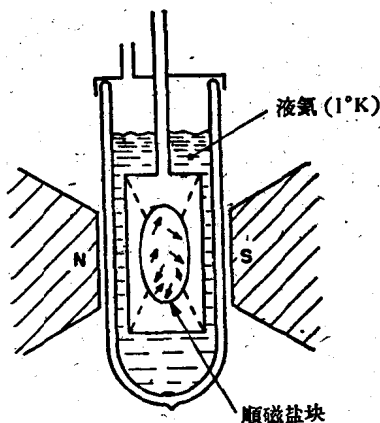


图 3. 磁冷却过程的简图

2. 等 焓 冷 却

引 言

将近一世紀以前,焦耳和湯姆孙的发现,即气体通过一个多孔塞子慢慢膨胀时会产生温度的改变,已被广泛地用于气体致冷。在第1节中討論过的絕热膨胀冷却是理想气体——在其中引力或斥力为零——的一种特性,而对于真实气体在所有温度下都可以通过它完成“外”功得到冷却。但是,任何真实气体的焦耳-湯姆孙效应的大小和符号都依赖于温度,而理想气体的焦耳-湯姆孙效应在所有温度下都是零。这个效应有时被称为“内功”过程,因为温度的改变决定于当气体分子之間平均距离增加时,气体的能量的改变。

在焦耳-湯姆孙过程中,当气体被膨胀閥(或多孔塞子)一边的恒定气压 p_1 所推动而膨胀到另一边較低的气压 p_2 时,則气体经过一个連續的节流膨胀。考虑到一定量的气体通过膨胀閥,則很容易証明在由状态1(压强为 p_1)到状态2(压强为 p_2)的过程中总的热量或焓 $H = U + pV$ 不变; U 为单位质量的内能, V 为体积。

因为 $dH = 0$,所以这样一个过程称为等焓过程。

用氮进行这样一种节流实验,我們將得到一組 T_2 ——膨胀后的温度——的值处在一条光滑的曲綫上。假定 T_1 ——膨胀前的温度——低于所謂的轉換温度,則此曲綫有一最大值,如从图4中所看到的。最大值的軌迹包围起一个区域,在这个区域中焦耳-湯姆孙微分系数

$$\mu = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H$$

为正数,因之膨胀时得到冷却的效果。

可以証明:

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT,$$

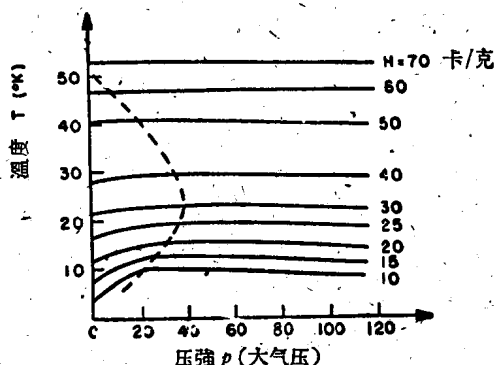


图4. 氮的等焓曲线

因此

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_H = -\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T / \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = -\frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T,$$

或者, 因为

$$dH = dU + p dV + V dp = T dS + V dp,$$

所以

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_H &= -\frac{1}{C_p} \left[T \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T + V \right] \\ &= \frac{1}{C_p} \left[T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V \right]. \end{aligned}$$

对于理想气体, 由于 $pV = RT$, 此值等于零。

这一等焓过程是很重要的, 因为它形成几乎所有“循环”式液化器的最后一级 (“循环”式液化器不包括西蒙膨胀型和退吸附型液化器)。这样的最末级, 包括膨胀阀和热交换器, 简略地表示于图5上, 压缩的气体在压强 p_A , 温度 T_A , 和每克质量的焓 H_A 状态下由 A 点进入。膨胀后, 气体 (处于 p_B, T_B, H_B 状态) 经过热交换器由 B 点离去, 而液体 L (p_L, T_L, H_L 状态) 在 L 点收集。

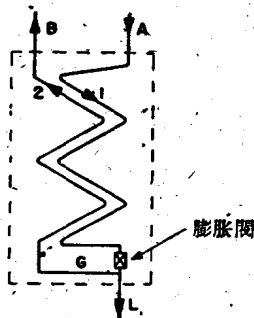


图5.

液化率用 $\mathcal{E}$ 表示, 因为这个过程是等焓过程

$$H_A = \mathcal{E}H_L + (1 - \mathcal{E})H_B,$$

所以, $\mathcal{E} = (H_B - H_A)/(H_B - H_L)$.

热 交 换 器

在这节以前还没有提到热交换器, 但是它在决定液化率中起着重要的作用, 因为它决定了 T_B , 因之也决定了 H_B . 热交换效率 η , 通常定义为由气流 1 到气流 2 实际传递的热量与可能传递的总热量之比.

当 $\eta \rightarrow 1, T_B \rightarrow T_A$.

如果 $\eta = 0$, 也就是如果没有热交换器, 则 $T_B = T_G$ (此处 T_G 为气体直接膨胀后的温度), 因此, $H_B = H_G$.

为了达到液化, 我们需要使 $T_G = T_L$, 因此, $H_G = H_L + \lambda$, 此处 λ 为汽化潜热, 因此, 假定 $H_B = H_G (\eta = 0)$, 则为使 $\mathcal{E} \geq 0$, 便要求 $H_A \leq H_L + \lambda$. 例如, 在氮的情形下, $H_L + \lambda \simeq 7$ 卡/克 (以 H_L 为 2.5 卡/克). H_A 必须小于 7 卡/克, 所以 T_A 应该低于大约 7.5°K (由氮的焓图得到). 这样温度要用任何其它的液体冷却剂来达到显然是太低了, 并且用一个氮的膨胀机虽然不是不可能, 但也很困难. 因此要求有一个效率高的热交换器.

在 $\eta = 1$ 的情形下, 我们可以写为 $H_B = H_B^0$ 和 $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0$.

则当 $\eta = 1$ 时, 有

$$\mathcal{E}_0 = \frac{H_B^0 - H_A}{H_B^0 - H_L}.$$

很容易证明, 在 $\eta < 1$ 的实际情形下,

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - (1 - \eta)(1 - \mathcal{E}_0) \frac{H_B^0 - \lambda - H_L}{H_B^0 - H_L}.$$

因为通常 $0.8 < \eta < 1$, 因此可以简化成一个较简单的形式, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 - \alpha(1 - \eta)$, 此处因数 $\alpha < 1$. 在氮液化器最末级所通常遇到的情形, α 约为 0.6, 因此必须设计一个热交换器, 其 $(1 - \eta)$ 不应该接近更不能大于最后一级 (常被称为液化器的林德级) 的

最大液化率 $\mathcal{E}_0$ 值。

图 6 表示令 $\eta \simeq 1$ 时, 氮的液化率 $\mathcal{E}$ 对压力 p_A 和温度 T_A 的关系; 曲线是用开松姆 (Keesom, 1942) 和范·兰默伦 (Van Lammeren, 1941) 的氮的焓数据而计算得到的。

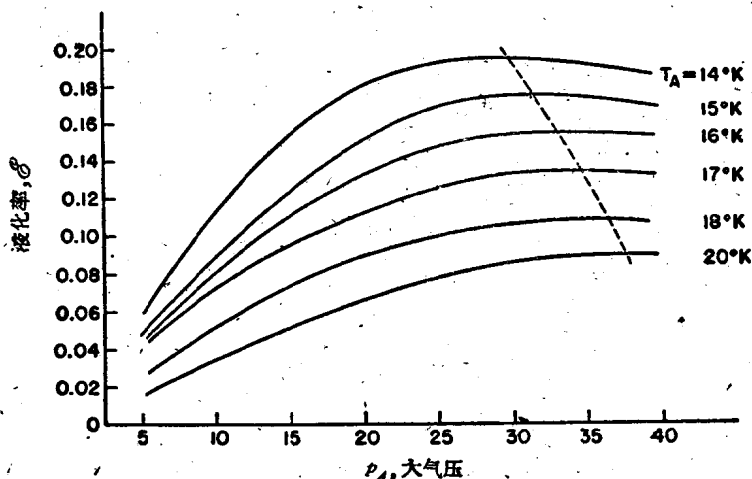


图 6. 氮液化器的林德级的液化率理论值

因为当 H_A 是最小时 $\mathcal{E}$ 为最大, 所以这一液化级最大效率的条件包括

$$\left(\frac{\partial H_A}{\partial p_A} \right)_{T=T_A} = 0.$$

$$\text{因此从 } C_p \mu = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H = - \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T$$

得出, $\mu = 0$ 满足这个条件。

所以, 最佳的进口压强是一位于反转曲线上的 p_A 值 (见图 4 和 6)。

焦耳-汤姆孙液化器的原理

让我们看看其液化级利用焦耳-汤姆孙效应的氮液化器的简

图(图7)。氢液化器原理与此相似,只是比較简单些,有一級冷却可以略去。

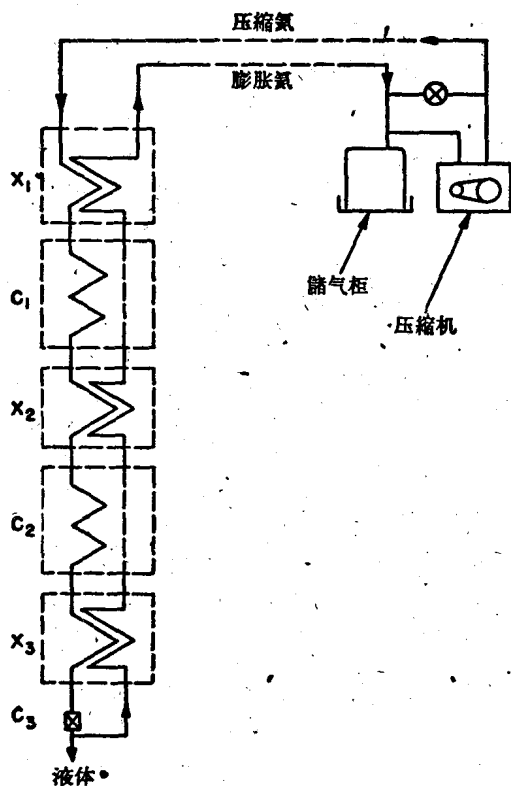


图7. 一个氢液化器的一般流程

C_1, C_2, C_3 是冷却级, 最末级 C_3 是焦耳-汤姆孙阀; X_1, X_2, X_3 是热交换器。其要点如下:

(i) 冷却级 C_2 可以用液态氢或是用一个膨胀机, 它应该可以使气流的出口温度达到低于转换温度, 为了得到高液化率, 出口温度最好是 $\leq 15^\circ\text{K}$ 。

(ii) X_1, C_1, X_2 在理論上都不是必須的, 但是它們的形式和效率决定了 C_2 的特性; 实际上 C_1 可以用液态空气 (或液态氮或氧) 或者一个膨胀机。