

热声热机系统声场研究

刘益才

(中南大学 能源与动力工程学院, 湖南 长沙 410083)

摘要: 从热声热机的驻波热声效应机理出发, 系统地研究了其中的声压和声速的相位关系式, 指出实际的热声热机系统声场为驻波和行波混合声场, 要提高循环效率, 必须采用不同的循环气体和热声叠来适当地控制其中的驻波比。

关键词: 分布驱动; 微型化; 热声斯特林; 驻波分量; 行波分量

中图分类号: TB651; O462

文献标识码: A

文章编号: 1006-7086(2005)04-0210-06

INVESTIGATION ON THE ACOUSTIC FIELD MATCHING OF THERMOACOUSTIC-ENGINE

LIU Yi-cai

(School of Energy and Power Engineering, Central South University, Changsha 410083, China)

Abstract: It is given the phase relational expression between the sound pressure and velocity of sound based on the standing wave principle of the thermoacoustic effect in the Thermoacoustic - engine. The conclusion is that the acoustic field is mixed the standing wave with traveling wave in the Thermoacoustic - engine. In order to improve the efficiency, it is control the ratio of the traveling wave in the mix sound field by using the difference the working gas and the stack.

Key words: acoustic field; phase; thermoacoustic - engine; standing wave; traveling wave.

符 号 说 明

c_p 为定压比热容;	β 为温度系数;	ρ 为工质密度;	p 为声压;
k 为传热系数;	f 为振荡频率;	V 为声速;	ω 为角频率;
δ_k 为侵入层深度;	T 为温度;	$\Delta\Phi$ 为相位差;	W 为功。
下标			
m 为平均值;	l 为当前值;	\max 为最大值;	\min 为最小值;
0 为初始值;	wall 为壁面;	labiab 为绝热循环。	

注: 以上符号如个别与文中不符, 则以文中的符号为准。

1 引 言

随着电子、光电子技术的发展, 芯片散热和冷却问题的解决正变得越来越迫切, 而热声热机的深入研究表明, 它具有其他微型制冷技术所没有的优越性, 但热声热机设计的关键是其中的声场匹配。由于传统的基

收稿日期: 2005-02-28.

基金项目: 中南大学博士后科学基金资助项目(20040708)。

作者简介: 刘益才(1968-), 男, 湖南省邵阳市人, 博士, 从事斯特林制冷机及热声热机微型化研究。

于平衡振荡的斯特林理论计算方法无法计算新型的基于斯特林循环的微型热声热机,所以必须与热声理论相结合,也即是从驻波热声效应开始,然后再和斯特林循环相结合,最终发展成为热声斯特林微型制冷机。作者将讨论驻波热声效应的基础——声场匹配问题。

2 驻波热声效应

考虑一个谐振腔中的角频率为 ω 的驻波声场,做如下假设:

(1)以单位摩尔数的气体微团为研究对象 (2)微团的振幅为小振幅范围 (3)为简化起见,先不考虑黏性的影响。

那么,微团的压力、速度、温度的表达式为

$$\begin{aligned} p &= p_m + p_1 e^{-i\omega t} \\ V &= V_m + V_1 e^{-i\omega t} \\ T &= T_m + T_1 e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (1)$$

先考虑一种简单的情况。假设在谐振腔中没有热声叠,同时在振荡过程中,远离谐振腔壁的气体微团的振荡过程是一种绝热压缩和膨胀的热力学循环过程,图1为临近速度和压力波节位置处的微团振荡变化示意图。

气体微团将在位移和压力变换(同时还有温度场的变换)之中交替变化。在纯驻波声场中,压力和位移振荡同相,两者之间没有相位差,谐振腔壁的等效温度为 T_m 。一般来说 T_m 是 z 向独立的,在这里考虑整个谐振腔的温度场是均匀的,同时气体微团与外界没有热交换($\Delta S = 0$),那么对于理想气体来说,气体微团振荡温度 T_1 和压力 p_1 之间的关系可用下式来表示^[1](假设为理想气体)

$$\begin{cases} T_1 - \frac{T_m \beta}{\rho_0 c_p} p_1 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} T_m \frac{p_1}{p_m} \\ V_1 = -\gamma \frac{V_0}{p_0} p_1 \end{cases} \quad (2)$$

因为 $T_m \beta / \rho_0 c_p$ 总是正实数,所以微团的温度 T_1 和容积 V_1 与声压 p_1 之间的相位将分别保持同相或 180° 。

在另外一种极端情况下,气体微团很靠近谐振腔壁面,可以认为气体微团将与谐振腔壁面存在着完全的热交换,气体和微团之间是一种等温过程,如图2所示。

由于谐振腔壁面材料的比热容将远远大于气体微团的比热容,同时壁面温度可以认为没有变化,那么气体微团的振荡过程是一种等温压缩和膨胀热力学循环过程。所以,气体微团容积变化将超前于声压变化 180° 的相位差

$$V_1 = -\frac{V_0}{p_0} p_1 \quad (3)$$

在此认为整个谐振腔壁面的温度为均匀不变的。最后来考虑当谐振腔壁面处在与一个轴向温度

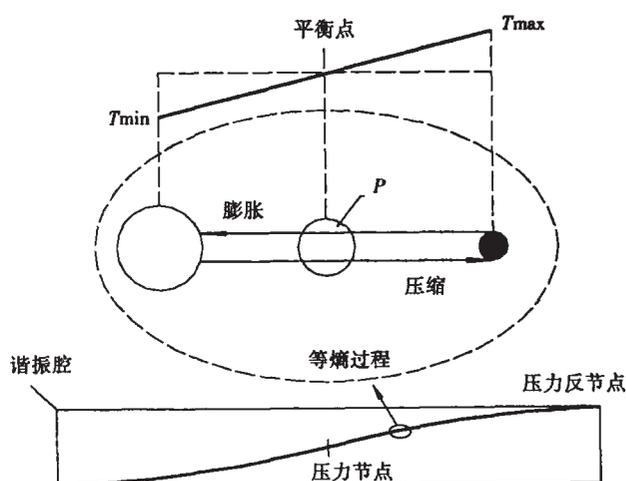


图1 气体微团 p 在远离谐振腔壁面处经历了绝热压缩和膨胀过程

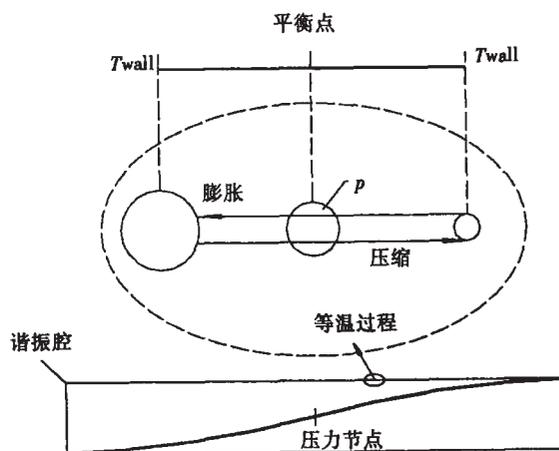


图2 气体微团 p 在靠近谐振腔壁面处经历了等温压缩和膨胀过程(壁面温度保持不变)

梯度场中的情况,在这种情况下,对于很靠近谐振腔壁面的气体微团的速度和声压相位保持在 180° 不变。

对于 2 种极端情况之间的过渡阶段来说,由于气体微团与谐振腔壁面之间既不是绝热也不是理想的热接触(理想的热交换),两者之间有热交换,但不是瞬时完成热交换过程,有一定的驰豫时间,所以对于 2 种理想情况下的方程(2)和(3)的 T_1 和 p_1 或者 V_1 和 p_1 之间的相位差将会发生变化。在驻波声场中,将会由于这种热交换的驰豫时间的问题使得相互之间的相位有所延迟。例如,在驻波原动机中,在微团的压缩过程以后,还会产生附加的气体热交换过程,使得气体发生部分膨胀;而在微团的典型膨胀过程以后,也会有附加的气体热交换过程,使得气体微团发生部分压缩。为简化起见,考虑方波,图 3 中描绘出了 Brayton 循环的 4 个分离而又相互衔接的热力学过程,包括 2 个等压过程和 2 个绝热过程。

图 3 中符号说明:图的左边代表低温,图的右边代表高温,气体压力和位移振荡同相(驻波相位),气体与壁面不是很好的热接触,也即是热交换有时间要求。那么循环过程中的 1 表示气体离开压力波腹,通过绝热压缩,热量增加;2 表示当地壁面温度高于气体温度,有热量从壁面流向气体,迫使气体在高压下膨胀;3 表示气体回到压力波腹的位置,绝热膨胀,温度降低;4 表示当地壁面温度低于气体温度,有热量从气体流向壁面,迫使气体在低压下收缩。

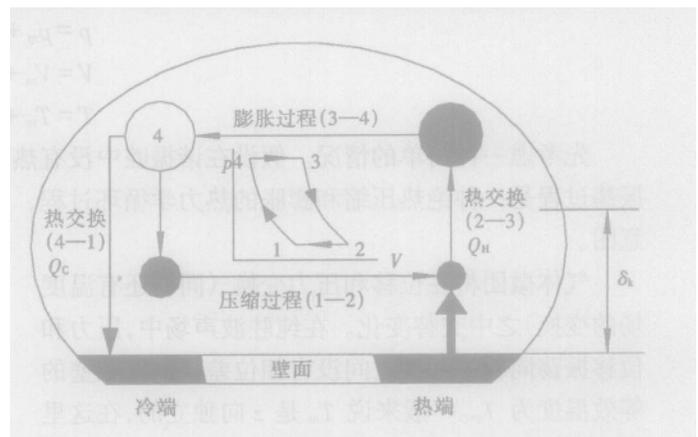


图 3 在过渡区的气体微团的热力学循环过程示意图

对于热声原动机来说,作用在热声叠两端的温度梯度比临界温度梯度要高(临界温度梯度为产生热声振荡所需要的最小温度梯度,也即是热声叠热端换热器和冷端换热器之间的最小温度差)。

在等温过程和绝热过程之间的过渡阶段的位置是很狭窄的,如图 4 所示。等温层覆盖在谐振腔壁面上,而过渡的侵入层深度 δ_k 与声场中的振荡频率有关,振荡频率越高,其厚度越薄,侵入层深度的表达式如下

$$\delta_k = \sqrt{\frac{k}{\pi \rho_0 c_p}} \sqrt{\frac{1}{f}} \tag{4}$$

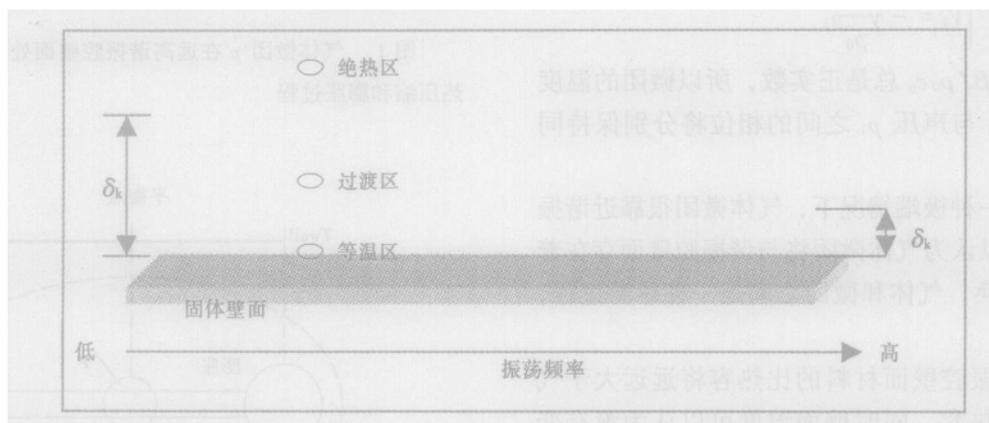


图 4 声波频率和侵入层厚度之间的变化关系

对于过渡层之外的主流区,认为气体微团是绝热的。

相位差在 p - V 图上的表示见图 5 所示。对于实际的热声热机,需要外界不断对其做功,所以 $W = \oint p dV$ 不等于 0,当压力和容积的相位差 $\Delta \phi_{pV}$ 不是 0 或 180° 时循环的功就不会为 0。从图中可以看出,对于单纯的等温过程和绝热过程来说, p - V 图所封闭的面积为 0 ($W = 0$);对于等温和绝热之间的部分,声压和速度之间的相位差产生声谐振腔的环路,故就需要系统外界对其做功。对于原动机来说, W 为正值,对于热泵或制冷机来说, W 为负值,这些都与 $\Delta \phi_{pV}$ 的符号有关。

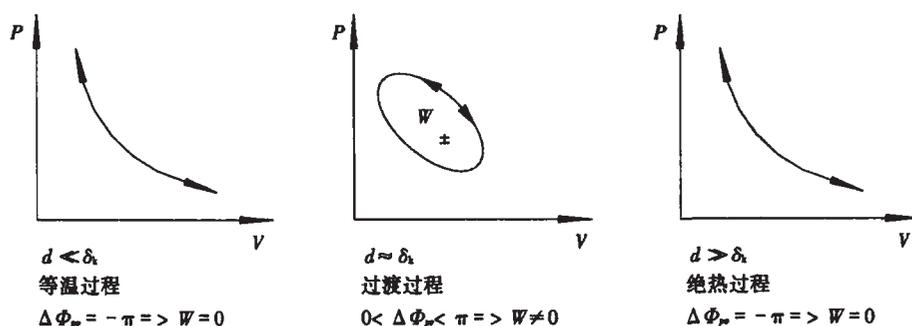


图5 气体微团在不同的壁面距离处的热力学循环过程

3 声场中 pV 相位差的定量分析

对于提到的 pV 之间的相位差将在本节中进行定量的分析。

首先考虑谐振腔壁面的温度保持不变为 T_m ($\nabla T = 0$) 的情况,也即是靠近壁面处的气体的温度也是不变的,气体所经历的是一种等温过程,采用 xyz 直角坐标系来表示相关的方程表达式,见图6所示。

能够对气体声压和速度幅值产生影响的温度是 T_1 ,有限壁面二维问题(在 yz 坐标面上)的影响因子的温度是 T_m ,气体温度是与壁面方向垂直的 x 轴的函数,即 $T = f(x)$,温度变化的计算起点是固体与气体的接触界面(等温前提下) $T_1(x=0) = 0$,在无穷远处(即是绝热循环) $T_1(x \rightarrow \infty) = T_{labiab} = \frac{T_m \beta}{\rho_0 c_p} p_1$,而在 x, z 坐标轴面上有热传递,再考虑到边界层的效应,过渡层的温度为

$$T_1(x) = \frac{T_m \beta}{\rho_0 c_p} p_1 (1 - e^{-(i-1)x/\delta_k}) \quad (5)$$

为检验式(5)在2个边界层上是连续和适用的,分别以 $x=0$ 和 $x \rightarrow \infty$ 代入式(5),显然 $x=0$ 时可以得出 $T_1(x=0) = 0$,对于 $x \rightarrow \infty$ 的情况来求其极值

$$\lim_{x \rightarrow \infty} e^{-(i-1)x/\delta_k} = \lim_{x \rightarrow \infty} e^{-x/\delta_k} \times e^{ix/\delta_k} \quad (6)$$

对于式(6)中的第一项的极值为 α ($\lim_{x \rightarrow \infty} e^{-x/\delta_k} = 0$),而式(5)中的第二项的极值介于 $\{-1, 1\}$ 之间。所以当

$$x \rightarrow \infty \text{ 时 } T_{labiab} = \frac{T_0 \beta}{\rho_0 c_p} p_1$$

图7描绘了 $\frac{T_1}{T_{labiab}}$ 和 $\frac{x}{\delta_k}$ 之间的变化曲线。曲线的虚部(最下面的一根线)有一个最大值(绝对值),幅值在这一点存在有一个明显的分界点。

式(6)表示了 x 独立的相位在温度和声压振荡之间。以 p_1 的相位作对照,声压和温度之间的相位差为

$$\Delta \Phi_{pT(x)} = \tan^{-1} \left[\frac{\sin(x/\delta_k)}{e^{-(x/\delta_k)} - \cos(x/\delta_k)} \right] \quad (7)$$

由式(5)也可以求出声压和速度之间的相位差 $\Delta \Phi_{pv}$ 。首先引入气体的密度表达式为

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 e^{-i\omega t} \quad (8)$$

式中的 ρ_1 表达式为

$$\rho_1 = -\rho_0 \beta T_1 + \frac{\gamma}{c^2} p_1 \quad (9)$$

所以,对于固定的气体微团,其相对容积变化为

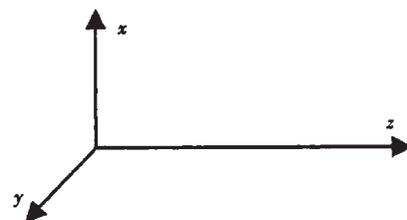


图6 坐标系

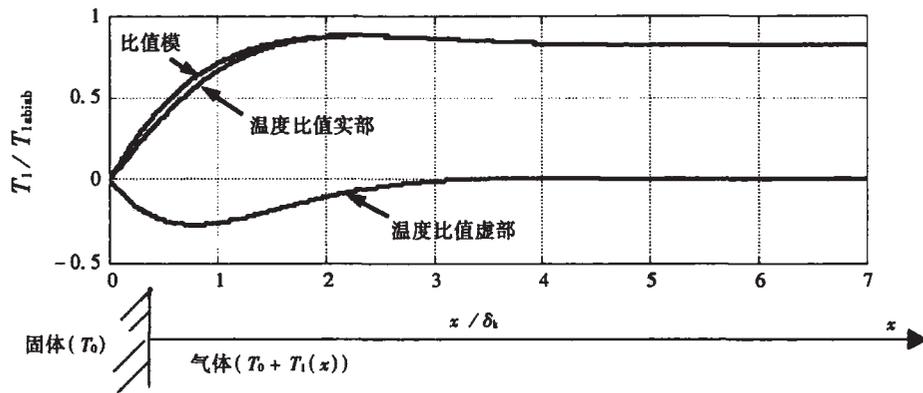


图 7 气体温度和壁面距离无量纲化后的变化曲线

$$V(x) = \frac{n_0}{\frac{\gamma}{c^2} p_1 + \frac{T_0 \beta^2 p_1}{c_p} (1 - e^{(i-1)x/\delta_k})} \quad (10)$$

因此对于单位摩尔数的气体微团来说,声压和速度之间的相位差 $\Delta\Phi_{pV}$ 可以表示为

$$\Delta\Phi_{p(x)} = \tan^{-1} \left[\frac{\sin(x/\delta_k)}{e^{(x/\delta_k)} \left(\frac{\gamma c_p}{c^2 T_0 \beta^2} + 1 \right) - \cos(x/\delta_k)} \right] \quad (11)$$

至此,对于不同的气体和热声叠,在给定壁面温度边界层的前提下,已经得出了很清晰的参数之间的相互关系表达式。这是一个很重要的结果,因为其说明了热声效应的一个关键因素。

图 8 表示了不同特征尺寸的回热器对声场中声压和声速之间相位差的变化曲线。从图中可以看出随着回热器填料特征尺寸的增大,声压和声速之间的相位差变化很大,也即是声压和声速之间的相位差,既不是纯粹的一种驻波声场(压力和速度的相位差为 90°),也不是一种纯粹的行波声场(理想行波的压力和速度同相)。因此,由于这种热声效应的存在,就使得谐振管中的声场成为一种驻波和行波混合声场,这就为调节声场中声压和声速相位差提供了一定的方向。

应该注意到壁面边界层已经直接体现在参数之间的相位差之间,这也说明了驻波热声设备是一种基于对于有限温度梯度的不可逆过程。既然是不可逆过程,即使再理想的情况下,它的效率也会远小于相同温差范围的卡诺循环效率。因此要想提高效率,必须引入和控制行波分量,也就是要开发基于斯特林循环的热声

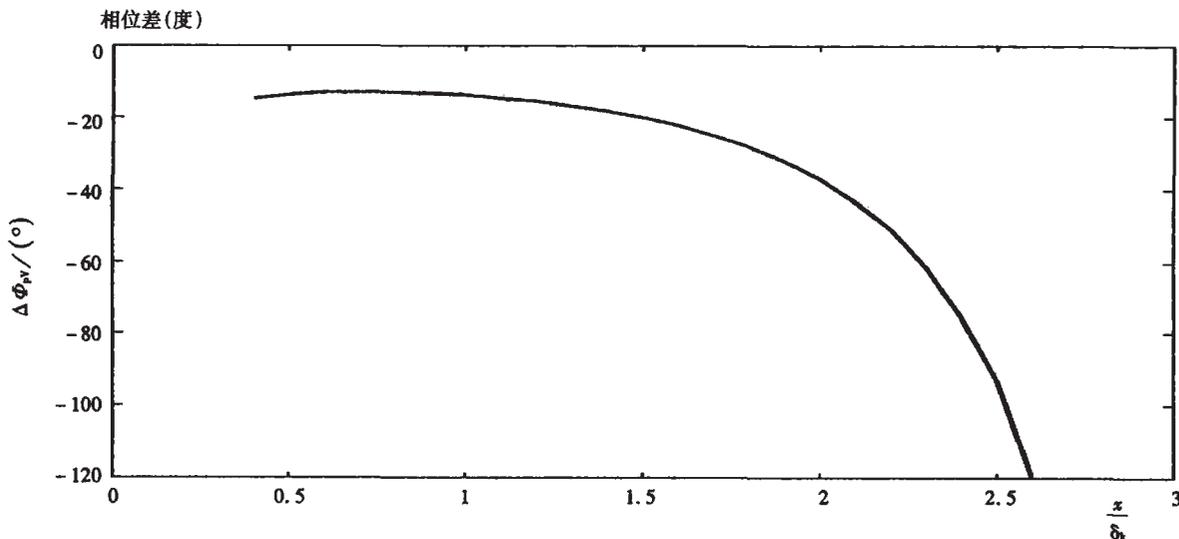


图 8 声压和声速相位差与回热器特征尺寸的关系

制冷机。同时由于驻波声场中行波分量的增加,减少了纯粹驻波热声热机的本征不可逆,进而提高了系统的效率。

4 结 论

作者从定性和定量 2 个方面系统地分析了热声热机中声场的分布,从分析中可以得出几点结论:

(1) 热声热机的实际声场既不是纯粹的驻波声场,也不是纯粹的行波声场,而是两者的混合声场。

(2) 要想提高热声热机的循环效率,必须引入和控制行波分量,也即是开发基于斯特林循环的热声制冷机。

(3) 对于不同的气体和热声叠组成的热声热机,其中的声压和声速之间的相位差的关系式是有差别的,必须分别进行调试,以得到其对应的循环最大效率。

参考文献:

- [1] GABRIELA PETCULESCU. Fundamental measurement in standing-wave and traveling-wave thermoacoustic[D]. Ohio: The College of Arts and Sciences of Ohio University, Dissertation, Ph. D. 2002.

(上接第 209 页)

5 应用情况

在全部试验顺利完成的情况下,2 台辐冷器工程样机已发射上天,投入使用。以第一台样机在轨工作情况为例,在轨初始阶段先进行了数天的辐冷器加热烘烤放气,使辐冷器本体吸附的可凝性挥发物充分释放,同时星体所携带的水汽等也充分放出。之后打开防污罩降温,降温速率与环模试验基本相同(见图 2 所示),遥测到的二级最低制冷温度为 94.9 K。在红外相机近 4 年的长期工作中,二级温度工作点除了在夏季偶然到达过 97.3 K 外,始终保持在 (96.5 ± 0.5) K 范围内,制冷性能几乎没有衰减,证明该辐冷器的表面特性及工艺性能非常稳定。辐冷器从未执行过再加热去污程序,充分说明卫星的防污染措施非常得力。

6 结 论

从辐冷器在轨应用效果看,试验还是比较完善和充分的,热模拟试验数据同在轨工作数据是吻合的,试验方法及获得的数据是可信的,对今后的设计有一定的参考价值。在满足卫星条件的情况下,辐冷器能够较长期地保持良好的制冷性能,且无故障工作。

致 谢:韩军同志对本项目工作进行了指导,洪国同、陆燕、徐泽元、王根生等十多名同志参与了本项目试验研究,在此表示衷心感谢。

参考文献:

- [1] 葛瑞宏. 星载辐射制冷器地面液氮制冷装置研制[J]. 低温工程,1999(3):11~16.
[2] 洪国同. 红外多光谱扫描仪三路地面调焦制冷设备[J]. 真空与低温,1995(4):199~203.
[3] 朱建炳,潘雁频. 星载辐射制冷器支撑带系统设计[J]. 低温工程,2000,(2):22~25.
[4] 崔广德,韩军,洪国同,等. 空间辐射制冷器用小型环境模拟器的研制[J]. 真空与低温,1988(1):21~24.