

范德瓦尔斯气体的状态方程与多方过程

张 龙 高国营

(华中科技大学物理学院, 湖北 武汉 430074)

摘 要 范德瓦尔斯气体模型是对理想气体模型的一种修正, 很多普通物理教材和文献对范德瓦尔斯气体的状态方程进行了讨论, 但对过程方程很少讨论, 尤其是结合物理图像的讨论。本文结合数学表达式和相关物理图像首先讨论了范德瓦尔斯气体的状态方程, 并代入实际气体进行分析, 再探究特殊的热力学过程, 进而讨论一般的热力学过程, 并与理想气体进行比较。讨论在热力学过程中功、内能、热量、热容量以及多方指数的变化, 并结合相关实际应用, 可以加深对范德瓦尔斯气体相关物理图像的理解。

关键词 范德瓦尔斯气体; 状态方程; 多方过程; 多方指数; 热容量

EQUATIONS OF STATES AND POLYTROPIC PROCESSES OF VAN DER WAALS GASES

ZHANG Long GAO Guoying

(School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074)

Abstract The van der Waals gas model is a modification to the ideal gas model, and many general physics textbooks and literatures discussed the equations of states for van der Waals gas, but the equations of thermodynamic processes are rarely involved, especially the explorations combining physical images. In this paper, the equations of states of van der Waals gas are explored in conjunction with mathematical expressions and relevant physical images, and the analyses are utilized in actual gases, then we investigate several specific thermodynamic processes, after that, general thermodynamic processes are discussed and compared with the ideal gas. The variations of work, internal energy, heat, heat capacity as well as polytropic exponent are studied with practical applications, which can deepen the understanding of the relevant physical images of the van der Waals gas.

Key words van der Waals gas; state equation; polytropic process; polytropic exponent; heat capacity

范德瓦尔斯气体是基于理想气体, 考虑气体分子的体积以及分子之间相互作用力的一种模型。目前, 很多普通物理教材和文献对理想气体的多方过程进行了探讨^[1-3], 但是关于范德瓦尔斯

气体多方过程的研究仅涵盖几种特殊热力学过程^[4-6], 并且很少有结合过程方程与物理图像的讨论。本文通过与压强、体积和摩尔热容量等相关的物理图像, 讨论范德瓦尔斯气体的状态方程以及与

收稿日期: 2023-02-09

通信作者: 高国营, 华中科技大学物理学院副教授, guoying_gao@mail.hust.edu.cn。

引文格式: 张龙, 高国营. 范德瓦尔斯气体的状态方程与多方过程[J]. 物理与工程, 2024, 34(3): 16-21, 41.

Cite this article: ZHANG L, GAO G Y. Equations of states and polytropic processes of van der Waals gases[J]. Physics and Engineering, 2024, 34(3): 16-21, 41. (in Chinese)

多方过程相关的一般热力学过程,并且将其与理想气体进行对比,以加深对相关物理图像的理解。

1 范德瓦尔斯气体状态方程的 p - V 关系

1.1 对一般状态方程的讨论

对于 1mol 范德瓦尔斯气体,状态方程^[7]可以写成

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (1)$$

其中, p 、 V 和 T 分别为气体压强、体积和温度, R 是气体普适常量, a 和 b 分别是范德瓦尔斯压强与体积的修正量。热力学第一定律的微分形式为: $dQ = dE + dA$, 结合能态方程 $\left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T =$

$T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V - p$, 可知范德瓦尔斯气体内能的微分形式为

$$dE = C_V dT + \frac{a}{V^2} dV \quad (2)$$

可知

$$C_n dT = C_V dT + \left(p + \frac{a}{V^2}\right) dV \quad (3)$$

其中, C_n 和 C_V 分别表示摩尔热容量和定容摩尔

热容量。记多方指数为 n , 即

$$n = 1 - \frac{R}{C_n - C_V} \quad (4)$$

那么有

$$\frac{dT}{T} = (n - 1) \frac{dV}{V - b} \quad (5)$$

将上式积分,得

$$T(V - b)^{n-1} = \text{常量} \quad (6)$$

结合状态方程式(1),上式可进一步表示为

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b)^n = \text{常量} \quad (7)$$

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)^{1-n} T^n = \text{常量} \quad (8)$$

范德瓦尔斯气体的多方过程方程即为式(6)、式(7)和式(8),这三式是等价的。

显然,由于 a 和 b 有不同取值,范德瓦尔斯气体 p - V 曲线并不唯一。因此,在讨论范德瓦尔斯气体多方过程之前,应先探究不同的 a 和 b 值对 p - V 曲线的影响。由式(1)知

$$p = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2} \quad (9)$$

那么 p 是 a 、 b 和 T 的函数,我们可以通过调控参量,分别描绘不同 a 、 b 和 T 条件下的 p - V 物理图像,如图 1(a)~(c)所示,其中 $a = b = 0$ 时为理想

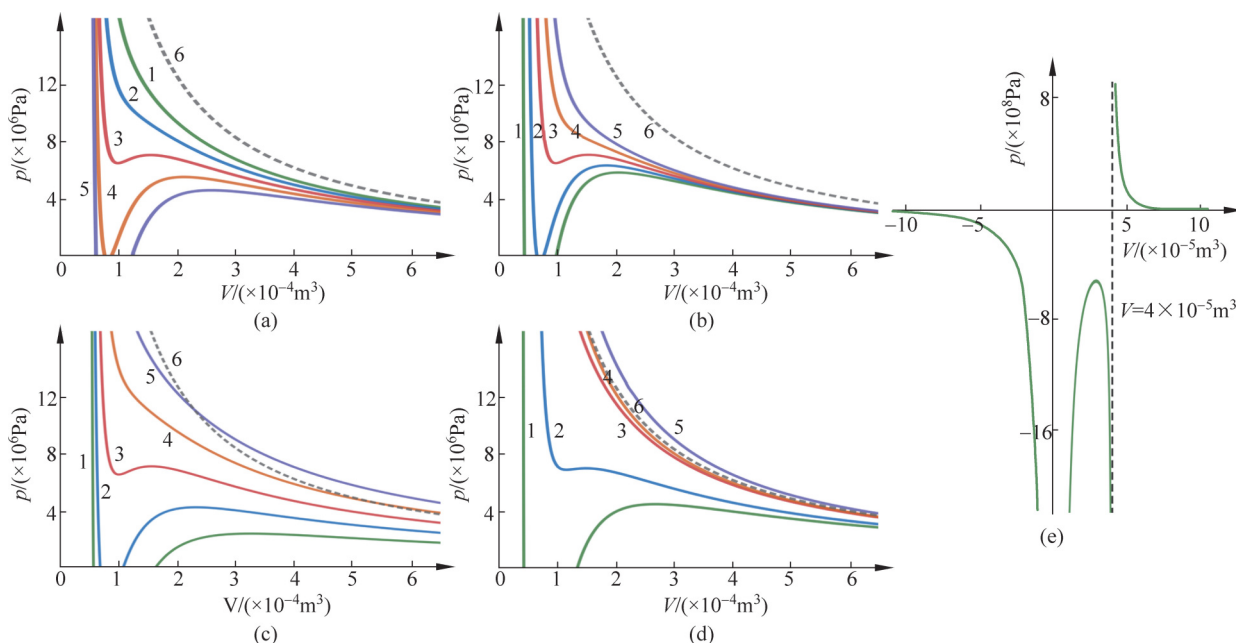


图1 范德瓦尔斯气体(实线1~5,颜色依次为:绿、蓝、红、橙、紫)与理想气体(灰色虚线6)的 p - V 曲线

(a) $b = 4 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$, $T = 300 \text{ K}$, 实线1~5分别为: $a = 0, 0.25, 0.3, 0.35, 0.4, 0.45 \text{ J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-2}$; (b) $a = 0.35 \text{ J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-2}$, $T = 300 \text{ K}$, 实线1~5分别为: $b = 3 \times 10^{-5}, 3.5 \times 10^{-5}, 4 \times 10^{-5}, 4.5 \times 10^{-5}, 5 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$; (c) $a = 0.35 \text{ J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-2}$, $b = 4 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$, 实线1~5分别为: $T = 200, 250, 300, 350, 400 \text{ K}$; (d) $T = 300 \text{ K}$, 实线1~5分别为氩气、二氧化碳、氧气、氮气和氦气等五种实际气体; (e) 压强为负值时的 p - V 图像, 取 $a = 0.25 \text{ J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-2}$, $b = 4 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$, $T = 300 \text{ K}$. 虚线位置为 $V = 4 \times 10^{-5} \text{ m}^3$

气体的 p - V 曲线。

由图 1(a)~(c)可知:当 a 取较大值时,如图 1(a)中 $a = 0.45 \text{ J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-2}$ (曲线 5);或者当 b 取较小值时,如图 1(b)中 $b = 3 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ (曲线 1);又或者当 T 取较小值时,如图 1(c)中 $T = 200 \text{ K}$ 和 $T = 250 \text{ K}$ (曲线 1 和曲线 2),曲线均有明显的间断区域。间断区域分别随着 a 的减小, b 的增大以及 T 的增大而消失,继而出现的尖峰也逐渐变得平坦,最终,范德瓦尔斯气体 p - V 曲线与理想气体的 p - V 曲线相似,这表明在压强不太高(体积不太小)和温度不太低的情况下,理想气体近似的描述与范德瓦尔斯近似相近。在间断区域,有 $\frac{RT}{V-b} <$

$\frac{a}{V^2}$, 即: $p < 0$, 这是不合理的。在曲线的上升区段, 有 $(\partial p / \partial V)_T > 0$, 这与真实气体满足 $(\partial p / \partial V)_T < 0$ 的条件矛盾, 所以上升区段是不存在的^[8,9]。此外, 以图 1(a)的绿色实线 1 为例, 作其 p 为负值时的 p - V 曲线, 由于 p 的跨度过大, 省略了其中一部分图像, 如图 1(e)所示。当 $V < 0$ 时, $p < 0$, 该区域没有实际物理意义, 不做讨论。 b 的数值为 $4 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$, 当 $0 < V < 4 \times 10^{-5} \text{ m}^3$ 时, $p < 0$, 且 $V \rightarrow 0$ 时, $p \rightarrow -\infty$, 当 V 从左或右侧趋向于 $4 \times 10^{-5} \text{ m}^3$, 得 $p \rightarrow -\infty$ 或 $p \rightarrow +\infty$, 对图 1 中其他的范德瓦尔斯气体 p - V 曲线也有相似的情况。 b 的定义是分子气体占有体积而引起的修正值, 其数值约等于气体内所有分子体积总和的 4 倍^[7]。可以发现:在数值上, 当 $0 < V < b$ 时, 范德瓦尔斯气状态方程的描述是不恰当的。实际上, 图 1 描述的范围在数值上是 $V > b$ 。从式(9)中同样可以发现在数值上, V 无法达到 b 处, 但是对实际气体而言, V 的取值显然是连续的, 在 V 取一个特定的正值时, p 的数值不应当为无穷值。这揭示了范德瓦尔斯气体状态方程的不足之处, 也表明了数学表达式不能完全反映物理规律, 需要结合实际物理现象进行修正。

范德瓦尔斯气体 p - V 曲线的斜率 $k_{Fp} = -\frac{RT}{(V-b)^2} + \frac{2a}{V^3}$, 而理想气体 $k_p = -\frac{RT}{V^2}$ 。因为 a 、 b 的数值一般分别在 10^{-1} 、 10^{-5} 量级, 所以当温度 T 较高或体积 V 较大时, 斜率表达式中 b 和

$\frac{2a}{V^3}$ 的影响可以忽略, 即: $\frac{RT}{(V-b)^2} \approx \frac{RT}{V^2} \gg \frac{2a}{V^3}$, 那么 $k_{Fp} \approx k_p$ 。这说明在高温或大体积(低压强)的条件下, 理想气体与范德瓦尔斯气体的状态方程是一致的, 并且理想气体状态方程在形式上更加简洁;但在低温和小体积(高压强)的条件下, 两者有明显差异, 由于气体分子的体积以及分子之间的相互作用力不容忽视, 范德瓦尔斯气体比理想气体更加符合实际气体。

1.2 实际气体范德瓦尔斯状态方程的 p - V 关系

以 $T = 300 \text{ K}$ 时的氨气、二氧化碳、氧气、氮气和氦气等五种实际气体为例, 利用范德瓦尔斯气体状态方程(7)分别代入相应的 a 、 b 值(表 1), 得到它们的 p - V 曲线, 并与理想气体 p - V 曲线比较, 如图 1(d)所示。可以看到, 氨气和二氧化碳的 p - V 曲线(实线 1 和实线 2)与理想气体的 p - V 曲线(灰色虚线 6)有明显区别, 氨气的 p - V 曲线有明显的间断区域, 而氧气、氮气和氦气的 p - V 曲线(实线 3~实线 5)与理想气体 p - V 曲线的差异较小。其原因在于这五种气体的 b 值差距不大, 而氨气和二氧化碳的 a 值相对较大, 另外三种气体的 a 值相对较小。图 1(d)气体之间的差异与图 1(a)的情况相似。另外, 用理想气体来描述这些实际气体, 得到的 p - V 曲线是相同的。

表 1 五种气体的范德瓦尔斯修正量 a 和 b 的值^[7]

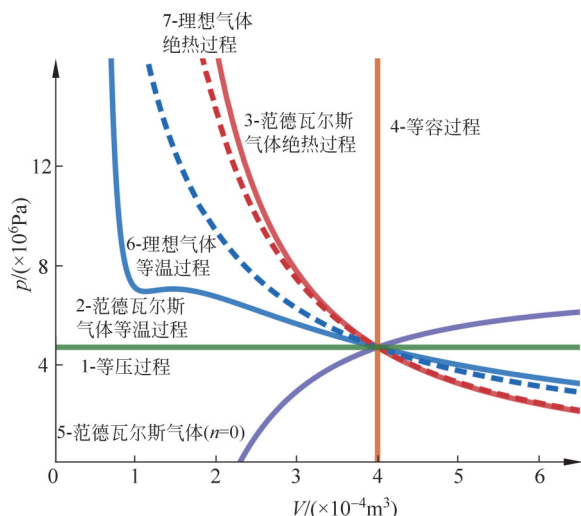
	氨气	二氧化碳	氧气	氮气	氦气
$a/(\text{J} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-2})$	0.424	0.365	0.138	0.137	0.00324
$b/(10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1})$	3.73	4.28	3.19	3.86	2.34

2 范德瓦尔斯气体多方过程

2.1 特殊的热力学过程

以二氧化碳气体为例, 通过代入其 a 和 b 值(表 1), 探究几种特殊的热力学过程, 进而讨论范德瓦尔斯气体多方过程。根据式(7), 可以作在不同的 n 值条件下的二氧化碳气体 p - V 曲线, 如图 2 所示。对于理想气体特殊多方过程的分析已经有很多^[1-3], 这里不再重复讨论。

将式(3)、式(4)、式(7)与式(1)的微分形式联立, 可以得到

图2 二氧化碳气体 p - V 图像

实线 1~5 描绘范德瓦尔斯气体, 分别对应等压、等温、绝热、等容以及 $n=0$ 的情况, 颜色依次为: 绿、蓝、红、橙、紫。理想气体的等压和等容情况分别与实线 1 和实线 4 重合, 虚线 6 和虚线 7 分别描绘理想气体的等温和绝热情况, 颜色分别为蓝和红

$$\begin{aligned}
 n &= 1 - \frac{V-b}{T} \frac{dT}{dV} = 1 - \frac{R}{p + \frac{a}{V^2}} \frac{dT}{dV} \\
 &= 1 - \frac{1}{p + \frac{a}{V^2}} \left[p - \frac{a}{V^2} + \frac{2ab}{V^3} + \frac{(V-b)dp}{dV} \right]
 \end{aligned} \quad (10)$$

对于范德瓦尔斯气体的等容过程, $dV=0$, $V=\text{常量}$ 。可得 $C_n=C_V$, Q 与 E 完全转化, 这与理想气体一致。

对于范德瓦尔斯气体的等温过程, $dT=0$, $\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = C_2$ (C_2 是常量)。这时系统的内能改变量 $dE = \frac{a}{V^2} dV \neq 0$, 并非像理想气体那样 Q 与 A 完全转化。

对于范德瓦尔斯气体的等压过程, $dp=0$, $p=\text{常量}$ 。由式(10)可知 $n = 1 - \frac{1}{p + a/V^2} (p - a/V^2 + 2ab/V^3)$, n 是 V 的函数, 并不是常数, 所以范德瓦尔斯气体的等压过程不是多方过程。在等压线上, 当 $V \rightarrow \infty$ 时, 有 $n \rightarrow 2$; 当 $V \rightarrow b$ 时, $n \rightarrow \infty$, 此时与等容过程 ($n=\infty$) 的情况吻合。此时, $C_n = C_p = C_V + \left(p + \frac{a}{V^2}\right) \frac{dV}{dT}$, 其中 C_p 表示定压摩

尔热容, C_n 与 C_V 的大小关系取决于 $\frac{dV}{dT}$ 的正负。

而在理想气体的等压过程中, 有 $n=0$ 。那么对于范德瓦尔斯气体而言, 当 $n=0$ 时, 会有怎样的热力学过程呢? 如图 2 实线 5 所示, 有 $p + \frac{a}{V^2} = C_1$ (C_1 是常数)。此时, $C_V + C_1 \frac{dV}{dT}$, C_n 与 C_V 的大小关系也取决于 $\frac{dV}{dT}$ 的正负。结合式(1), 可知 $V = \frac{R}{C_1} T + b$, 那么恒有 $\frac{dV}{dT} > 0$, 这说明 $C_n > C_V$ 。

对于范德瓦尔斯气体的绝热过程, $dQ=0$ 。 $dE = -dA$, E 与 A 完全转化, 这与理想气体一致。结合式(4)可知 $n = \frac{C_V + R}{C_V} > 1$, 那么过程方程为 $\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V-b)^{\frac{C_V + R}{C_V}} = C_3$ (C_3 是常量)。

从图 2 可以看到, 范德瓦尔斯气体的等压和等容过程曲线分别是平行于横、纵轴的直线, 这与理想气体相同, 但是范德瓦尔斯气体的等温和绝热过程曲线明显与理想气体不同。范德瓦尔斯气体的等温和绝热过程的曲线斜率分别是 $k_2 = -\frac{C_2}{(V-b)^2} + \frac{2a}{V^3}$, $k_3 = -\frac{C_V + R}{C_V} \frac{C_3}{(V-b)^{\frac{C_V + R}{C_V} + 1}} + \frac{2a}{V^3}$, 而对于理想气体, 两者分别是 $k_6 = -\frac{C_6}{V^2}$, $k_7 = -\gamma \frac{C_7}{V^{\gamma+1}}$ (C_6 和 C_7 均表示常量, γ 为理想气体的热容比), 这四个斜率均为负值, 将曲线下方的面积分别记为 S_2 、 S_3 、 S_6 、 S_7 , 表示系统对外做功的大小。那么以图 2 的二氧化碳气体为例, 理想气体等温和绝热曲线处在范德瓦尔斯气体等温和绝热曲线之间, 在等温过程中, V 较小时, 有 $k_2 < k_6$, $S_2 < S_6$, 随着 V 的增大, 有 $k_2 > k_6$, $S_2 > S_6$ 。而在绝热过程中范德瓦尔斯气体与理想气体的斜率以及对外做功的大小规律与等温过程恰恰相反。

2.2 γ_F 与 γ 以及 C_p 与 C_V 的差值

在范德瓦尔斯气体的绝热过程中, 将 $n = \frac{C_V + R}{C_V}$ 记为 γ_F , 则 $C_V = \frac{R}{\gamma_F - 1}$, γ_F 意为与热容比 $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ 区别开。那么其过程方程可写为

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V-b)^{\gamma_F} = \text{常量}.$$

对范德瓦尔斯气体而言, $C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p = C_V + \left(p + \frac{a}{V^2}\right)\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$ 。由式(1)可知

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_p = \frac{RV^3}{-2a(V-b) + V^3\left(p + \frac{a}{V^2}\right)} \quad (11)$$

那么可得

$$\begin{aligned} \left(p + \frac{a}{V^2}\right)\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p &= \frac{R^2 TV^3}{RTV^3 - 2a(V-b)^2} \\ &= \frac{R}{1 - \frac{2a(V-b)^2}{RTV^3}} \end{aligned} \quad (12)$$

将式(12)记为 $f_R(T, V)$, 其为 T 和 V 的函数。对理想气体有 $R = C_p - C_V$, 那么对范德瓦尔斯气体, 有 $f_R(T, V) = C_p - C_V$ 。 $\gamma = 1 + \frac{f_R(T, V)}{C_V}$, 显然 $\gamma \neq \gamma_F$ 。

接下来探究 $f_R(T, V)$ 随 T 和 V 的变化, $f_R(T, V)$ 曲线如图 3 所示。由式(12)可知: $\frac{2a(V-b)^2}{RTV^3} > 0$ 。若 $0 < \frac{2a(V-b)^2}{RTV^3} < 1$, 有 $0 < 1 - \frac{2a(V-b)^2}{RTV^3} < 1$, 那么 $f_R(T, V) > R$; 若 $\frac{2a(V-b)^2}{RTV^3} > 1$, 有

$1 - \frac{2a(V-b)^2}{RTV^3} < 0$, 那么 $f_R(T, V) < 0$ 。若在等

容过程中, 即 $V = \text{常量}$, 令 $m = \frac{2a(V-b)^2}{RV^3}$, 则

$f_R = \frac{R}{1-m/T} = R(1 + \frac{m}{T-m})$, f_R 在 $0 < T < m$ 和 $T > m$ 范围内随着 T 的增大而减小。若在等温过程中, 即 $T = \text{常量}$, 记 $2a(V-b)^2 = RTV^3$ 的解为 $V = V_T$, 可以从数值大小上确定 $0 < V_T < b$ 。当 $V < V_T$ 时, $2a(V-b)^2 > RTV^3$, 那么 $f_R < 0$, f_R 随着 V 的增大而减小; 当 $V > V_T$ 时, $2a(V-b)^2 < RTV^3$, 那么 $f_R > 0$, f_R 同样随着 V 的增大而减小。

从图 3 以及式(12)可以发现, 当 T 和 V 不太小时, $f_R(T, V) \rightarrow R$, 这同样证实了在高温或大体积(低压强)的条件下理想气体与范德瓦尔斯气体的状态方程的一致性。然而, 当 T 和 V 较小时, 即在低温和小体积(高压强)的条件下, 显然有 $f_R(T, V) \neq R$, 范德瓦尔斯气体和理想气体有着明显差异。这也与前文对范德瓦尔斯气体 p - V 曲线的探究结果相符合。

2.3 多方过程中的一般热力学过程

接下来讨论范德瓦尔斯气体多方过程中的一般热力学过程。结合前文, 容易知道

$$\begin{aligned} C_n &= \frac{n - \gamma_F}{n - 1} C_V = \left(1 + \frac{1 - \gamma_F}{n - 1}\right) C_V \\ &= \frac{R(n - \gamma_F)}{(n - 1)(\gamma_F - 1)} \end{aligned} \quad (13)$$

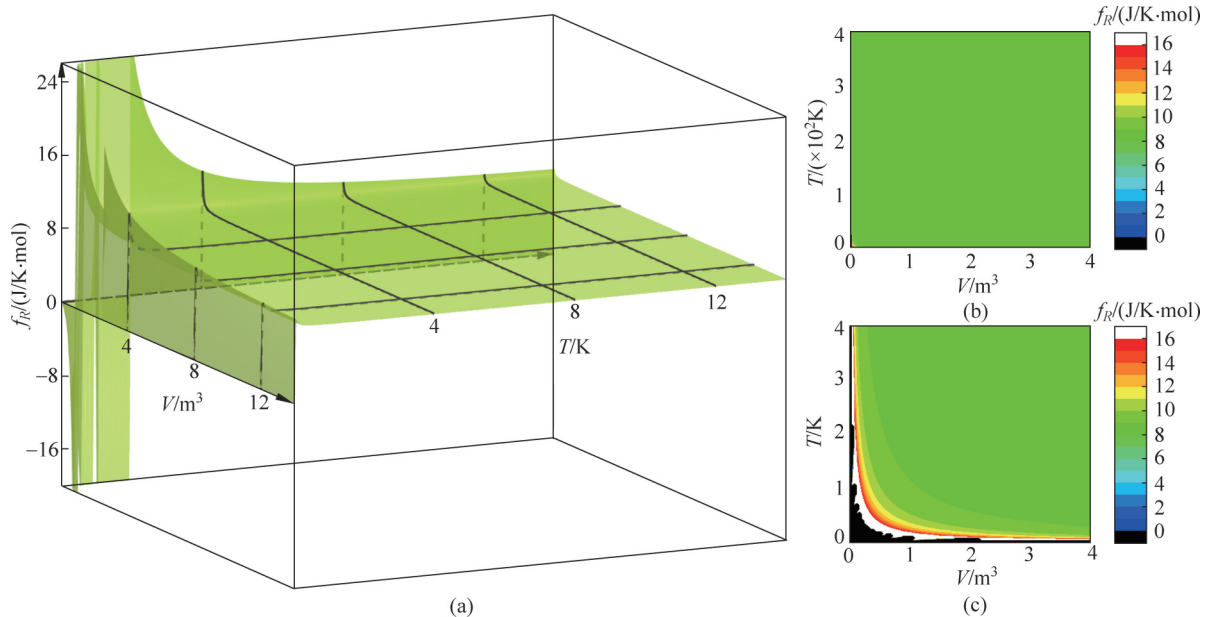


图 3 $f_R(T, V)$ 图像

(a) 三维图; (b) T 取 $0 \sim 400\text{K}$ 范围的二维投影图; (c) T 取 $0 \sim 4\text{K}$ 范围的二维投影图

可以记函数 $g(n) = 1 + \frac{1-\gamma_F}{n-1}$, 其图像如图 4 所示。当 n 有不同的取值时, C_n 与 C_V 的大小关系如表 2 所示。

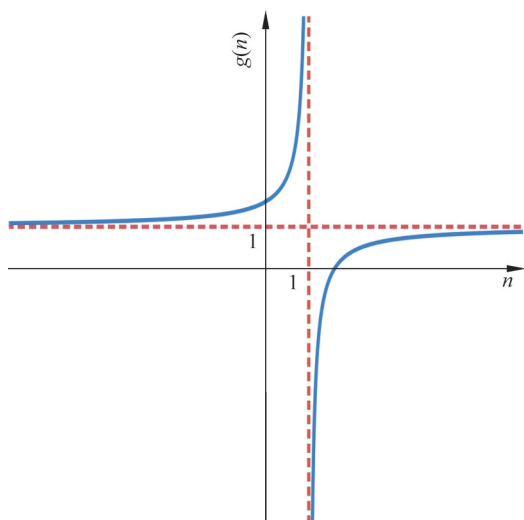


图 4 $g(n)$ 图像

表 2 n 的取值对 C_n 和 C_V 大小关系的影响

n 的取值	$(-\infty, 1)$	1	$(1, +\infty)$	∞
C_n 与 C_V 的比较	$C_n > C_V$	$C_n = \infty$	$C_n < C_V$	$C_n = C_V$

由图 4 可知, 当 $n < 1$ 时, $g(n) > 1$; 当 $n > 1$ 时, $g(n) < 1$; 当 $n \rightarrow \pm\infty$ 时, $g(n) \rightarrow 1$ 。

根据图 2 的特殊热力学过程, 可以进一步分析。系统对外做功的大小即为图 2 中曲线下方的面积, 那么当 n 在下面的某一特定范围内时, dA 的值也正是介于对应的两种特殊热力学过程的 dA 之间。

当 $-\infty < n < 0$ 时, 过程曲线介于 $n=0$ 和 $n=\infty$ (等容过程) 两条曲线之间, 系统的内能改变量和对外做的功都不为 0。 $dV \neq 0$, 若 $dV > 0$, 则比等容过程多吸收热量, 反之则少吸收热量。

当 $0 < n < 1$ 时, 过程曲线介于 $n=0$ 和 $n=1$ (等温过程) 两条曲线之间, 系统对外做功 $dA = p dV$ 。

当 $1 < n < \gamma_F$ 时, 过程曲线介于 $n=1$ (等温过程) 和 $n=\gamma_F$ (绝热过程) 两条曲线之间, 系统从外界吸收的热量不为 0, 分别用于对外做功和改变内能。系统内能改变量的大小介于等温和绝热过程的内能改变量之间。制冷机膨胀致冷的工作原理正是由此而来, 随着压强降低, 范德瓦尔斯气体的温度降低, 虽然系统不可避免地要从外界吸收热量,

但是通过其快速膨胀, 使范德瓦尔斯气体的体积迅速增大, 来减少吸热。

当 $\gamma_F < n < +\infty$ 时, 过程曲线介于 $n=\gamma_F$ (绝热过程) 和 $n=\infty$ (等容过程) 两条曲线之间, 系统从外界吸收的热量和对外做的功都不为 0。 $dT \neq 0$, 若 $dT > 0$, 则内能改变量比等温过程的大, 反之则小。实际中, 热机一般工作在绝热过程和等容过程之间, 当热机压缩升温时, 范德瓦尔斯气体温度低于外界温度, 从外界吸收热量。当范德瓦尔斯气体的温度高于外界温度时, 降温膨胀, 并对外做功和向外界释放热量。

此外, 天空中的气团在白天吸收热量, 温度升高, 体积膨胀变大, 夜晚时气团向外界放出热量, 温度降低, 体积收缩减小, 这样的气团变化是介于等温过程和等压过程之间的多方过程^[10]。

3 结语

本文利用数学表达式和相关物理图像比较了范德瓦尔斯气体与理想气体的状态方程以及多方过程相关的一般热力学过程。通过讨论范德瓦尔斯气体状态方程数学表达式和压强与体积关系曲线, 得到了不同的范德瓦尔斯气体修正量和温度对压强与体积关系的影响, 并且分析了范德瓦尔斯气体模型的不足之处。在高温和大体积 (低压强) 的条件下, 范德瓦尔斯气体与理想气体的描述趋于一致, 而在低温和小体积 (高压强) 的条件下, 范德瓦尔斯气体比理想气体更加符合实际。通过范德瓦尔斯气体和理想气体状态方程描述实际气体, 进而讨论两者在压强与体积关系曲线上的异同之处。随后, 探究了几种特殊的热力学过程, 进而讨论范德瓦尔斯气体的多方过程, 最后, 在范德瓦尔斯气体与理想气体的热力学过程中, 比较功、内能和热量以及热容量和多方指数的变化, 并列举相关实际应用。这些结果有助于加深对范德瓦尔斯气体相关物理图像的理解。

参 考 文 献

- [1] 岑敏锐. 理想气体吸热和放热的讨论[J]. 物理与工程, 2006, 16(5): 28-30.
CEN M R. Discussion on heat absorption and release of ideal gas[J]. Physics and Engineering, 2006, 16(5): 28-30. (in Chinese)

(下转第 41 页)

进行合理取舍,让学生体会到数学知识在专业上的应用,注重体现数学知识中的物理思想。在物理知识的教学过程中,以恰当的方式引入新概念,在教学中适当地引入穿插物理学史的知识,让学生掌握物理思想方法,学会用物理学的视角、方法看待问题、分析问题和解决问题。同时,注意做好与后续课程的衔接,为学生后续专业学习奠定良好的物理基础。

参 考 文 献

- [1] 杨海燕,邓居智,汤洪志,等. 浅谈地球物理学专业基础理论课教学改革策略[J]. 东华理工大学学报: 社会科学版, 2013, 32(1): 91-93.
YANG H Y, DENG J Z, TANG H Z, et al. On the teaching reform strategy of fundamental theory course in geophysics[J]. Journal of East China Institute of Technology (Social Science), 2013, 32(1): 91-93. (in Chinese)
 - [2] 张会星,何兵寿,童思友. 以学习者为中心的“地球物理场论”课程教学模式探究[J]. 中国地质教育, 2023, 32(4): 115-118.
ZHANG H S, HE B S, TONG S Y. Research on the learner-centered teaching mode of geophysical field theory[J]. Chinese Geological Education, 2023, 32(4): 115-118. (in Chinese)
 - [3] 梁昆森. 数学物理方程[M]. 4 版. 北京: 高等教育出版社, 2010.
 - [4] 梁灿彬,秦光戎,梁竹健. 电磁学[M]. 3 版. 北京: 高等教育出版社, 2012.
 - [5] 吴骏,汪晓勤. 发生教学法: 从理论到实践——以数学教学为例[J]. 教育理论与实践, 2013, 33(2): 3-5.
WU J, WANG X Q. The genetic approach to teaching and learning: From theory to practice—Taking mathematics teaching as an example[J]. Theory and Practice of Education, 2013, 33(2): 3-5. (in Chinese)
 - [6] 徐芝纶. 弹性力学(上册)[M]. 5 版. 北京: 高等教育出版社, 2016.
 - [7] 薛琴访. 场论[M]. 北京: 地质出版社, 1978.
 - [8] 施国良,张国雄. 宏观场论[M]. 武汉: 中国地质大学出版社, 2008.
- (上接第 21 页)
- [2] 高崇伊,朱琴. 多方过程的定义及其和准静态过程的关系[J]. 大学物理, 2006, 25(2): 13-15.
GAO C Y, ZHU Q. The definition of polytropic process and the relation between it and the quasi-static process[J]. College Physics, 2006, 25(2): 13-15. (in Chinese)
 - [3] 郑明阳,王天为,张国锋. 理想气体热力学过程吸放热情况的图像判断法[J]. 物理与工程, 2014, 24(3): 24-28.
ZHENG M Y, WANG T W, ZHANG G F. A simple method to determine gaining or losing heat in a thermodynamic process for an ideal gas system[J]. Physics and Engineering, 2014, 24(3): 24-28. (in Chinese)
 - [4] 蓝风华. 范德瓦尔斯气体的气压公式[J]. 物理与工程, 2014, 24(1): 46-54.
LAN F H. Barometric formula of van der Waals gas[J]. Physics and Engineering, 2014, 24(1): 46-54. (in Chinese)
 - [5] 张万林. 范德瓦尔斯气体的热力学性质研究[J]. 科技资讯, 2008, 14: 209.
ZHANG W L. Studies of the thermodynamic properties of van der Waals gas[J]. Science and Technology Information, 2008, 14: 209. (in Chinese)
 - [6] 舒纯军,余先伦,姜友娥,等. 范德瓦尔斯气体多方过程的研究[J]. 重庆三峡学院学报, 2013, 29(145): 35-36.
SHU C J, YU X L, JIANG Y C, et al. Studies on the polytropic process of van der Waals gas[J]. Journal of Chongqing Three Gorges University, 2013, 29(145): 35-36. (in Chinese)
 - [7] 杨晓雪. 大学物理[M]. 武汉: 华中科技大学出版社, 2014.
 - [8] 付清荣,赵建东,张国梁. 范德瓦尔斯气体热力学过程的研究[J]. 伊犁师范学院学报(自然科学版), 2012, 3: 39-42.
FU Q R, ZHAO J D, ZHANG G L. A Study on Thermodynamics Process of van der Waals' Gas[J]. Journal of Yili Normal University (Natural Science Edition), 2012, 3: 39-42. (in Chinese)
 - [9] 尹钊,陈雪亮. 范德瓦尔斯气体方程描述真实气体的成功与缺陷[J]. 聊城大学学报(自然科学版), 2003, 16(4): 98-100.
YIN Z, CHEN X L. The successes and defects of real gases of the van der Waals gas equation description[J]. Journal of Liaocheng University (Natural Science Edition), 2003, 16(4): 98-100. (in Chinese)
 - [10] 朱元举. 多方过程的实用解析[J]. 中国科技纵横, 2013, 23: 248, 250.
ZHU Y J. Analyzing for the polytropic process[J]. China Science & Technology Overview[J], 2013, 23: 248, 250. (in Chinese)