低密度多孔物质部分均匀化等离子体的状态方程

多孔物质

S.Yu. Gus'kov，R.A. Yakhin

俄罗斯科学院列别捷夫物理研究所，列宁斯基大街5号 3，

俄罗斯莫斯科119991

电子邮箱：yakhin.rafael@gmail.com

摘要

本文提出了一种低密度多孔物质等离子体的状态方程（EOS），其形式为连续介质状态方程，并将等离子体均匀化程度作为压力控制参数。该均匀化程度取决于初始多孔结构，以及等离子体密度和温度的当前值。利用部分均匀化等离子体状态方程，本文求得了近似解析解，并对多孔物质平板层热膨胀问题进行了数值计算。本文将所得结果与化学成分相当的连续介质情形进行了比较，并讨论了结果的特点。最后，利用所提出的状态方程分析了多孔物质受激光和X射线脉冲加热的实验数据。

I. 引言

研究低密度多孔物质在强脉冲激光或X射线辐射加热下产生的等离子体性质，是现代《高能量密度物理》的一个重要研究领域。这既是由于形成此类等离子体的物理过程具有基础性，也因为相关应用具有重要意义。多孔物质等离子体的主要特征是均匀化，即孔隙内部的密度趋于平坦化 /1/。这一过程决定了此类等离子体非稳态、非平衡态的性质。均匀化速率取决于多孔结构参数以及加热源的功率。需要指出的是，部分均匀化等离子体的部分内能与孔隙内部等离子体流的湍流运动能量有关。这正是定向流体动力学运动和电子热传导波在均匀化阶段缓慢形成的原因 /1, 2/。由轻元素组成的微米级多孔介质，例如多孔塑料（CH_n）、琼脂（$C_{12}H_{18}O_9$）、三羟甲基丙烷三丙烯酸酯（C_9HO）以及聚乙烯醇（CHCH(OH)），其密度从几个mg厘米/3到几十个mg厘米/3不等，最受研究关注。

纤维素（$C_{12}H_{16}O_8$）、三羟甲基丙烷三丙烯酸酯（$C_{15}H_{20}O_6$）以及聚乙烯醇（$[CH_2CH(OH)]_n$）的孔隙率，即孔隙体积所占的相对比例，为0.99—0.999 /3/。它们的结构可以是相互连通的准平面膜或延伸的细丝，但最常见的是混合型膜-细丝结构。不同物质的结构参数可能在很大范围内变化。平均孔隙尺寸可从几十微米延伸至亚微米尺度，而固体组成部分（膜或细丝）的平均厚度则分别处于微米和亚微米尺度。这些介质能够承载质量分数为20—30%的重元素纳米级团簇，例如金或铜 /3/。

研究多孔介质激光产生的等离子体的一个方向，是将其用作高功率激光辐射的吸收体。在惯性约束聚变（ICF）/4, 5, 6/和状态方程（EOS）/7-10/实验条件下，这种吸收体能够在有效减弱等离子体加热不均匀性的同时，使产生的等离子体具有较高压力。这是因为激光辐射会在多孔介质的几何透明深度范围内被体积吸收；多孔介质的平均密度既可以低于，也可以高于与入射辐射波长对应的临界等离子体密度。许多实验/11–16/已证实，低密度多孔介质对第1至第3次钕激光谐波辐射的吸收比例很高（80–90%），且实际上与这些谐波的波长无关。另一个研究方向是产生热力学参数在时间和空间上可控演化的激光或X射线产生的等离子体。例如，研究人员正在积极研究拍瓦激光脉冲作用下高能带电粒子的产生/17-19/，以及离子束或电子束的减速/20, 21/。与此同时，与气态介质不同，在各种用途的靶中使用多孔物质吸收激光或软X射线辐射，无需特别的技术措施。

文献/1, 2, 12, 22/提出了这样一种模型：微米级轻元素多孔物质的孔隙壁蒸发物质流相互碰撞，从而形成部分均匀化等离子体；该模型随后在/23-30/中得到发展。具体而言，文献/2, 22/确定了均匀化程度（以均匀化物质质量的相对份额表示）与温度、平均密度及初始多孔结构参数之间的关系。采用部分均匀化等离子体模型进行的数值流体力学计算，与实验结果定量吻合；实验结果包括，与化学成分相同的连续介质相比，激光产生的冲击波在多孔物质中的传播速度较慢/23-33/。

本文旨在进一步发展部分均匀化等离子体理论，具体而言，是建立一种以连续介质状态方程形式表示的等离子体状态方程，其压力控制参数为等离子体均匀化程度，定义见上述文献 /2, 22/。状态方程模型见第二节。第三节介绍如何利用部分均匀化等离子体状态方程来描述多孔物质均匀加热层的热膨胀。

II. 部分均匀化等离子体的状态方程

多孔物质的部分均匀化等离子体可表示为由均匀化等离子体和非均匀化等离子体组成的双组分介质。到某一时刻已均匀化的等离子体组分，由离子及满足电中性条件、数量与离子数相对应的电子组成；它们进行平动热运动，从而对压力作出贡献。非均匀化组分则由离子及相应数量的电子组成；到该时刻，它们仍参与等离子体流在孔隙内相互碰撞所产生的湍流运动，因此不对压力作出贡献。均匀化组分与非均匀化组分的质量比由均匀化速率决定；该速率是均匀化等离子体区域因等离子体流中离子的库仑碰撞而扩散展宽的速率，

见文献/2, 22/。从数量级上看，均匀化速率等于离子-离子碰撞长度与等离子体流从受热孔隙壁通过一个孔隙所需时间之比。该速率取决于多孔结构的参数和加热源的功率/22/。为了构建这种双组分等离子体状态方程，并将其表示为连续介质状态方程，需要通过均匀化程度 H 引入均匀化组分的分密度 ρ_h，即通过均匀化组分质量在给定点单位体积内所占的相对份额来表示；该点的密度为 ρ，温度为 T：$\rho_h(x,t)=H(x,t)\rho(x,t)$。

均匀化程度 H 只能近似设定，因为单个孔隙在其壁面加热温度 T 下的均匀化程度取决于其平均密度 ρ。与热力学参数的特征尺度相比，孔径越小，这种近似得到的结果就越准确。鉴于所研究的多孔介质密度较低，假定均匀化组分中的等离子体以及在孔隙内相互碰撞的流动等离子体均为理想等离子体。在单温近似下，第一种情况下，内能由温度为 T 的粒子的热运动能量决定；第二种情况下，则由动能 $T/(\gamma_c-1)$ 决定，因此总内能 ε 由总密度 ρ 决定：$\varepsilon=C_V\rho T$，其中 $C_V=(Z+1)k_B/[(\gamma_c-1)Am_p]$，$\gamma_c$ 分别为完全均匀化等离子体的比热和绝热指数；Z 和 A 分别为等离子体离子的电荷数和原子量，m_p 为质子质量，k_B 为玻尔兹曼常数。随后，按照均匀化程度 H 将内能 ε 分成与均匀化组分和未均匀化组分相关的两部分，部分均匀化等离子体在平均离子近似下的压力（$\gamma_c=5/3$）可写为：

$$P = P_c(x,t)H(x,t), \qquad (1)$$

其中，$P_c=C_V(\gamma_c-1)\rho T$ 为连续等离子体的压力，其密度等于多孔物质的平均密度。用压力和内能表示时，状态方程 (1) 具有通常的形式

$$P=(\gamma-1)\varepsilon\,, \qquad (2)$$

其中，部分均匀化等离子体的绝热指数 γ 与连续等离子体的绝热指数之间的关系为

$$\gamma(x,t)=1+(\gamma_c-1)H(x,t). \quad (3)$$

在 H=0 条件下的非均匀化等离子体中，有 $\gamma=1$ ，且 P=0，即能量仅包含在孔隙内等离子体流的湍流运动中，其自由度数量无限。当 H=1 时，等离子体完全均匀化，因此 $\gamma=\gamma_c$，且压力等于所有粒子的总压力 $P=P_c$ ；此时，所有粒子都进行平动。

在 /22/ 中，基于对均匀化等离子体区域扩散展宽的计算（该展宽发生于来自彼此相对的孔隙壁、厚度远小于孔隙尺寸的平面等离子体流多次相互作用期间），得到了单个孔隙均匀化程度随时间变化的关系式

$$H(x,t)=1-\left[1-2\int_0^t\frac{dt'}{t_p(x,t')}\right]^{1/2}, \quad (4)$$

其中，t_p 是特征均匀化时间；对于初始尺寸为 δ_0 、平均密度为 ρ_0 、加热温度为 T 的孔隙，其表达式为

$$t_{p0}[s]=\frac{\delta_0^2}{V_i^2\tau_{ii}}\approx 2.4\cdot 10^{-11}\frac{Z^4\delta_0^2\rho_0}{A^{1/2}T^{5/2}}\,, \quad (5)$$

V_i 是孔隙内等离子体流的离子平均速度，τ_{ii} 是离子-离子碰撞的时间。单个孔隙均匀化程度的表达式（5）可用于近似确定分密度 $\rho_h(x,t)$，其归一化依据是：连续介质单位体积的质量

等于孔隙的质量 $\rho_0\delta_0^3$。这种归一化使表达式（5）得到修正，其形式为对连续介质密度 ρ 的弱依赖

$$t_p = t_{p0}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/3}. \quad (6)$$

使用式（5）或精细形式（6）中的特征时间计算得出的均匀化程度（4），是部分均匀化等离子体状态方程的必要组成部分。

III. 多孔物质层的热膨胀

让我们将部分均匀化等离子体状态方程应用于多孔物质平板层的热膨胀问题：该平板层厚度为给定值 L，并瞬间加热至温度 T。从控制激光或X射线加热多孔物质所产生等离子体的热力学参数在时间和空间上的演化这一角度来看，这个问题颇有意义。下文得到的解析解和所进行的数值计算清楚地表明，部分均匀化等离子体状态方程效应具有非平凡性质。层的热膨胀持续时间由稀疏波前从层的边缘向内传播并在层中心汇合所需的时间决定。我们将这一持续时间视为层的准固结态近似得以维持的时间尺度。未被运动波及的层中心部分，其厚度缩减随时间的变化取决于稀疏波的速度，而该速度又取决于层中心这部分的压力。此外，层中心部分的厚度不断减小，其压力也会因其中发生的均匀化而随时间变化。压力从初始时刻的 0（此时多孔物质尚未均匀化）开始上升，达到某一最大值；该最大值由均匀化持续时间与膨胀持续时间之比决定。这使多孔物质层的膨胀（下文简称“多孔层”）有别于连续介质等效层（“连续层”）的膨胀，后者的稀疏波速度始终等于声速，且只由加热温度 T 决定。

（下文将简要使用“多孔层”一词）与连续介质等效层（“连续层”）的膨胀不同：在连续层中，稀疏波速度等于声速，与时间无关，且只对应于加热温度 T。

根据（1）和（2），在温度和密度恒定时，多孔层中心区域中未被膨胀波覆盖部分的均匀化程度为

$$H=\begin{cases}1-\left[1-\dfrac{t}{t_h}\right]^{1/2}, & t\le t_h\\ 1, & t\ge t_h\end{cases}, \quad (7)$$

其中，均匀化时间为 $t_h=t_p/2$。接着，根据表达式（1）并考虑（7），可计算部分均匀化等离子体中的压力和声速：

$$P=P_c\left(1-(1-\tau)^{1/2}\right),\ V=V_c\left[1-(1-\tau)^{1/2}\right]^{1/2},\qquad \tau\le 1 \quad (8)$$

其中，$\tau=t/t_h$ 和 P_c 及 V_c 分别为等效连续等离子体中的压力和声速。

因此，在均匀化持续时间短于膨胀持续时间的厚多孔层中，层中心未被稀疏波覆盖部分的压力以及该波的速度，会从初始时刻的零分别增加至连续等离子体的压力和声速；这两个值在均匀化过程结束时达到，此时 $t=t_h$ ($\tau=1$)。均匀化期间稀疏波速度较低，使多孔层维持准固结态的时间延长。采用（8）的第二个表达式，可得多孔层中被稀疏波覆盖的两个边缘区域总宽度的简单近似解

$$\Delta_r=\Delta_{rc}\begin{cases}\dfrac{2}{5}\tau^{1/2}, & \tau\le 1\\ 1-\dfrac{3}{5\tau}, & \tau\ge 1\end{cases}, \quad (9)$$

其中，$\Delta_{rc}=2V_c\cdot t$ 是等效连续层中被稀疏波覆盖区域的总宽度。利用（9）式，可以很容易求得给定厚度 L 的多孔层维持准固结态的持续时间

$$t_r = t_{rc}\begin{cases} 1+\frac{3}{5}\cdot\frac{t_h}{t_{rc}}, & 0\le\frac{t_h}{t_{rc}}\le\frac{5}{2} \\ \left(\frac{5}{2}\right)^{2/3}\left(\frac{t_h}{t_{rc}}\right)^{1/3}, & \frac{t_h}{t_{rc}}\ge\frac{5}{2} \end{cases}, (10)$$

其中，t_r 是稀疏波在多孔层中传播半个层厚 L/2 所需的时间，$t_{rc}=L/2V_c$ 是等效连续层中传播相同距离所需的时间

$$t_{rc}[s]\approx 1.3\cdot 10^{-8}\cdot\left[\frac{A}{(Z+1)}\right]^{1/2}\frac{L}{T^{1/2}}. (11)$$

最后，将（10）代入表达式（4），即可确定多孔层在其处于准固结态期间的压力尺度

$$P = P_c\begin{cases} 1, & 0\le\frac{t_h}{t_{rc}}\le\frac{5}{2} \\ 1-\left[1-\left(\frac{5}{2}\cdot\frac{t_{rc}}{t_h}\right)^{2/3}\right]^{1/2}, & \frac{t_h}{t_{rc}}\ge\frac{5}{2} \end{cases}, (12)$$

其中，P_c 是连续层中的初始压力。

比值 t_r/t_{rc} 和 P/P_c 都是该问题唯一无量纲参数的函数，该参数是均匀化时间 t_h 与稀疏波前沿传播经过等效连续层半厚度所需时间 t_{rc} 的比值。利用（5）和（11），可将该参数表示为

$$\frac{t_h}{t_{rc}}\approx 9.2\cdot 10^{-4}\frac{Z^4(Z+1)^{1/2}\delta_0^2\rho_0}{2A^{3/2}T^2L}. (13)$$

t_r/t_{rc} 和 P/P_c 的值随 t_h/t_{rc} 参数变化的关系如图所示。

1.

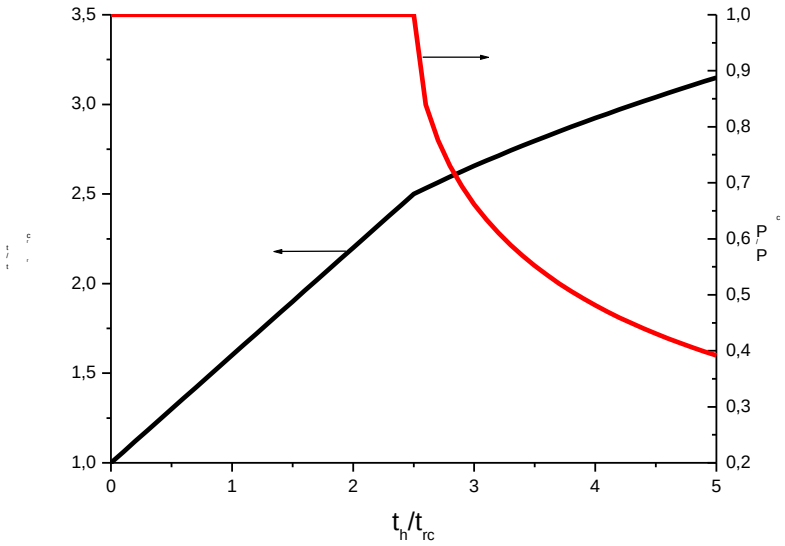

图 1. 多孔层和等效连续层中准固结态存在持续时间（黑线）与该状态下压力（红线）随均匀化时间与稀疏波在连续层半厚度范围内传播持续时间之比 t_h/t_{rc} 的变化关系。

当均匀化时间趋于 0 时，即比值 t_h/t_{rc} 趋于 0 时，准固结态的存在时长和压力尺度趋于连续层的相应数值。随着均匀化时间 t_h 相对于 t_{rc}增加，准固结态的存在时长相对于连续层的增加幅度变大，而压力尺度则相对于连续层的压力尺度降低。换言之，t_h/t_{rc} 参数越大，即相对于层的热膨胀时间，均匀化持续的时间越长，多孔层中的部分均匀化等离子体状态方程效应就越显著，反之亦然。请注意，参数 t_h/t_{rc} 与 $t_h/t_{rc} \propto T_0^{-2}$一样，强烈依赖于温度，这是因为根据式（5），均匀化时间对温度有很强的依赖性。因此，随着加热温度升高，多孔层的准固结态存在时长相对于连续层的增加幅度也会增大。

让我们应用部分均匀化等离子体状态方程，来解释激光和软X射线辐射加热多孔物质的实验结果；这些实验中的多孔物质及其受热条件差异很大，

彼此不同。除采用上述解析解外，我们还借助一维流体动力学程序 DIANA /34/，分别使用部分均匀化等离子体状态方程和理想气体状态方程，对均匀加热多孔层进行了数值计算。为最大限度地体现状态方程的影响，计算中关闭了电子热导率。作为激光加热实验的一个例子，我们选取了文献 /33/ 中的实验；这些实验的一个有趣之处在于确定了均匀化持续时间。实验在 ABC激光器（意大利 ENEA-弗拉斯卡蒂）上进行：用能量约为 30 J、持续时间约为 3 ns 的第一谐波 Nd 激光器辐射脉冲照射厚度为 400-500 μm 的大孔聚苯乙烯层，层表面上的强度约为 $5\cdot10^{13}$ $W\cdot cm^{-2}$。多孔聚苯乙烯的平均密度约为 $\rho\approx10$ $mg\cdot cm^{-3}$。平均孔隙尺寸和壁厚分别约为 $\delta_0\approx40$ μm 和 1 μm。孔壁的初始固体密度约为 $\rho_s \approx 1$ $g\cdot cm^{-3}$。该物质具有膜—细丝混合结构；根据 /22/，几何透明度长度（即激光辐射吸收深度的尺度）计算如下：

$$L_g[cm] \approx 5\cdot10^{-4}\cdot\left(\frac{\rho_s}{\rho}\right)^{0.2}\delta_0 . \quad (14)$$

对于上述多孔物质参数，几何透明长度为 $L_g \approx 500$ 微米。鉴于所讨论实验中所使用层的厚度接近几何透明长度，我们可以假定多孔层大致受到了均匀加热。约 2.5 纳秒的均匀化持续时间是根据散射激光辐射振荡的终止确定的。根据（5），对于具有所示参数的多孔物质，该数值对应的加热温度为 1.8 keV /33/。进一步利用公式（11）和（13）进行计算，在温度 T =1.8 keV 和层厚 $L=L_g=500$ μ米的条件下，时间 t_{rc} 以及 t_h/t_{rc} 参数分别约为 0.6 纳秒和 4.8，这意味着均匀化对多孔层热膨胀速率具有显著影响。

根据（10），当 $t_h/t_{rc}=4.8$ 时，准固结态的维持时间约为 $t_r=1.8$ 纳秒，几乎是等效连续层情况下的 3 倍。另一方面，根据（12），到准固结态存在期结束时，压力仅达到等效连续层中压力的 43%。在 L=500 微米和 T=1.8 keV 条件下进行的数值计算证实了解析解的结果。稀疏波到达多孔层中部所需的时间为 $t_r=1.3$ 纳秒，比该波到达等效连续层中部所需的时间（0.5 纳秒）长 2.6 倍。在 $t_r=1.3$ 纳秒时，层中部的压力为 5.75 兆巴，是加热至 1.8 keV 温度的等效连续物质压力（12 兆巴）的 48%。如引言中已经提到的，在各种对厚度超过几何透明长度的多孔层进行激光辐照的实验中，包括实验 /25、28、30、31、32/，相较于等效连续层的情况，均发现冲击波速度有所降低。在不同实验中，这种降低幅度取决于激光脉冲的强度和多孔物质的特性，为 1.2～1.7 倍。特别是在与实验 /33/ 条件相同的实验 /32/ 中，这种降低约为 1.5 倍。这表明，所提出的状态方程能够正确描述实验结果：在实验条件 /32、33/ 下，压力降低 2.5 倍，声速降低 1.6 倍。

作为多孔层X射线加热实验的一个例子，我们来考察实验 /20/。该实验给出了产生的等离子体维持准固结态的数据。在这些实验中，一层细孔 TAC多孔物质（孔径约为 1 μm，平均密度为 2 $mg\cdot cm^{-3}$，厚度为 1000 μm）经软X射线辐射加热至约 17 eV。据报道，受热层维持准固结态的时间超过 10 ns。其多孔结构参数和加热温度与上文所述激光加热实验的示例大不相同。多孔物质的密度低了 5 倍，孔径则大了 40 倍。层

厚约大了 2 倍。最后，加热温度低了两个数量级。根据公式 (5) 和 (11)，对于 /20/ 中所述的平均离子电荷为 Z=2.5 的X射线实验条件，均匀化时间为 $t_h \approx 9.5$ ns，时间 t_{rc} 约为 11.2 ns，因此参数 t_h/t_{rc} 为 0.9。于是，根据公式 (10)，我们得到准均匀状态的维持时间为 $t_r \approx 16.8$ ns，这与实验数据吻合良好。与上文讨论的激光加热情况不同，后者的均匀化过程相较于连续层膨胀时间要慢得多，且比值 t_h/t_{rc} 为 4.8；在X射线加热情况下，均匀化时间则短于连续层膨胀时间。这意味着，均匀化在延缓多孔层膨胀方面作用较小，仅使膨胀时间增加 1.4 倍；而在激光加热实验中，均匀化在延缓膨胀方面作用显著，使膨胀时间增加了 3 倍。在 L=1000 μm 和 T=17 eV 条件下进行的数值计算表明，稀疏波到达多孔层中部所需时间为 t_r=16 ns，仅比波到达等效连续层中部的时间（12.5 ns）长 1.2 倍。到 t_r=1.2 ns 时，层中部的压力为 0.017 兆巴，接近温度为 17 eV 时电离至 Z=2.5 的连续介质压力（0.02 兆巴）。

为说明部分均匀化等离子体状态方程效应，图 2–5 展示了上述数值计算的部分补充结果：在实验 /33/ 条件下，激光加热的多孔聚苯乙烯层（ρ=10 mg·cm^{-3}, δ_0=40 μm, L=500 μm, T =1.8 keV）的热膨胀。作为比较，图中还展示了等效连续层（连续聚苯乙烯“气体”）（ρ=10 mg·cm^{-3}, L=500 μm）热膨胀的计算结果。图 2 展示了采用具有归一化

均匀化时间（6）的部分均匀化等离子体状态方程时，多孔层膨胀过程中不同时刻的压力、密度和温度空间分布，以及均匀化程度。图 3 展示了采用理想气体状态方程时，等效连续层膨胀过程中不同时刻的压力、密度和温度空间分布。图 4 展示了多孔层和连续介质膨胀时，流体动力学运动能量的相对占比随时间的变化。

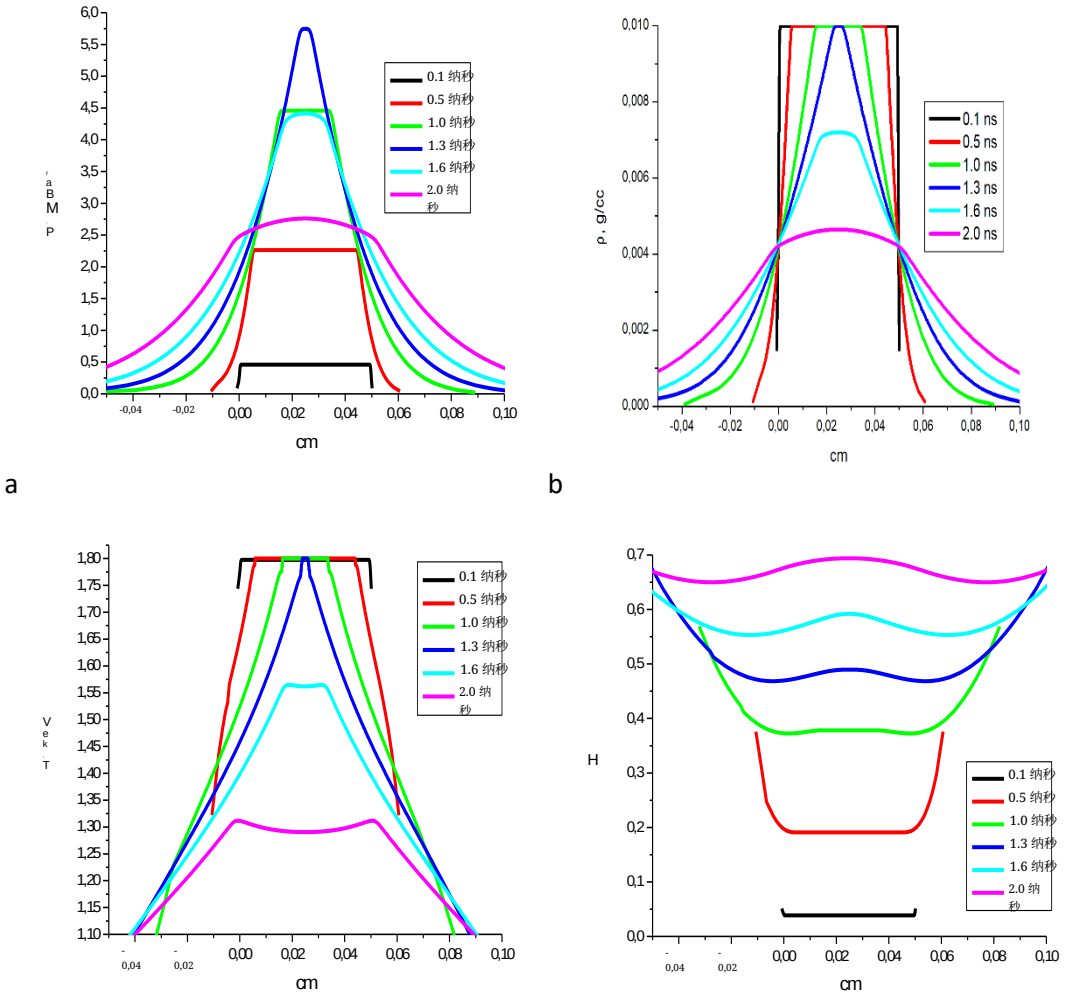

图 2. 使用部分均匀化等离子体状态方程描述的多孔层膨胀过程中，不同时刻的压力 (a)、密度 (b)、温度 (c) 和均匀化程度 (d) 的空间分布。

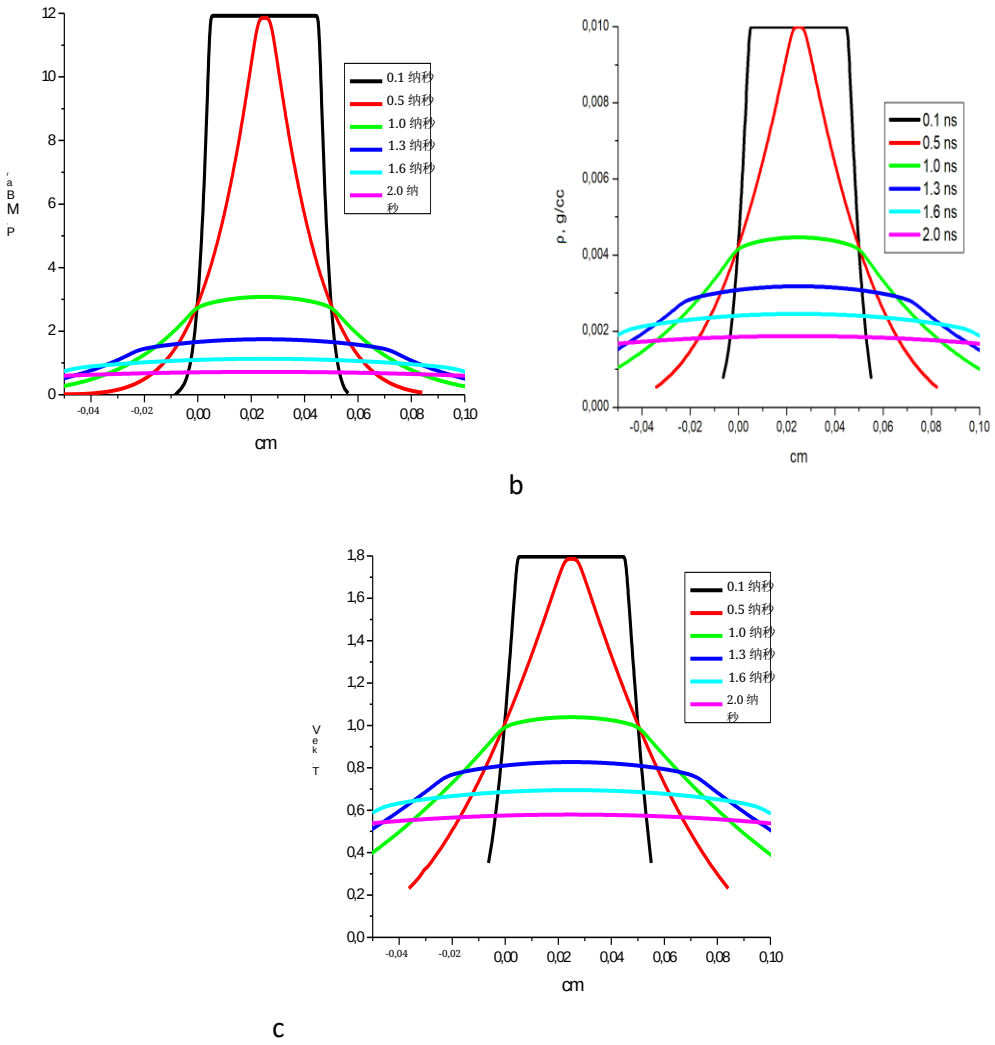

图 3. 采用理想气体状态方程的连续层膨胀过程中，不同时间点的压力 (a)、密度 (b) 和温度 (c) 的空间分布。

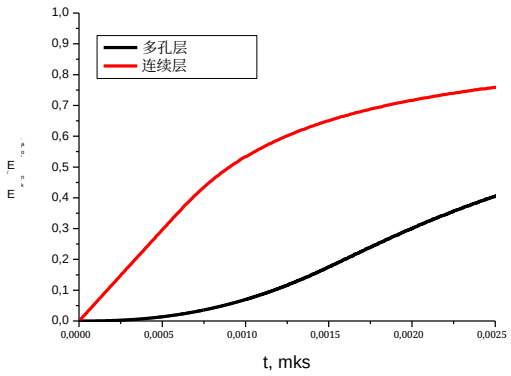

图 4. 多孔层（黑线）和等效连续层（红线）膨胀过程中，流体动力学运动能量相对占比随时间的变化。

计算结果清楚地显示了上述部分均匀化等离子体状态方程效应的主要特征：其表现为压力时间演化与连续层的情况相反。对于连续层，受运动影响的等离子体区域中的压力自然会单调下降（图 3a）。对于多孔层，随着均匀化程度随时间增加（图 2 d），压力则相反，从对应于非均匀化物质初始状态的零值开始上升，直到层整体开始运动的时刻 t≈1.3 ns 达到最大值，之后才开始下降（图 2 a）。t_r≈1.3 ns 时部分均匀化等离子体的最大压力为 5.75 兆巴。这一数值仅比上文给出的解析解高 7–8 %。到 1.3 ns 时，沿膨胀层厚度平均的均匀化程度约为 0.54。该值的空间分布在层中部有一个 0.47 的局部最大值，此处均匀化时间对温度的依赖最为显著；在层的边缘则达到约 0.62 的最大值，此处均匀化时间对密度的依赖最为显著（图 2d）。随着时间推移，均匀化程度沿层厚度的分布趋于平缓。到 2 ns 时，均匀化程度分布已接近均匀，平均值约为 0.67。层中部的局部温度最低点与均匀化程度的局部最大值相关，因为均匀化程度越高，热能转化为流体动力学运动能量的速率就越大。连续层整体开始运动的时刻为 t=0.5 ns，远早于多孔层的情况（1.3 ns）。到 1.3 ns 时，连续层中部的压力与初始值相比下降了 6.7 倍，仅为 1.8 兆巴（图 3a）。

多孔层的热膨胀发生得比等效连续层的膨胀慢得多。在 1.3 ns 时刻，当密度（0.01 $g \cdot cm^{-3}$）和温度（1.8 keV）的初始值仍位于多孔层中部时（图 2b 和 2c），这些热力学

参数在连续层中部的值分别为 0.003 g·cm^{-3} 和 0.8 keV（图 3b 和 3c）。在 2 ns 时，多孔层中部的密度和温度分别为 0.0043 g·cm^{-3} 和 1.27 keV，而连续层中部的相应值为 0.0017 g·cm^{-3} 和 0.55 keV。与连续层的膨胀相比，多孔层膨胀过程中热能向流体动力运动能转化的速度要慢得多，如图 4 所示。在 1.3 ns 时，多孔层和连续层中流体动力运动能的相对份额分别为 0.12 和 0.52。在 2 ns 时刻，这些数值分别为 0.27 和 0.63。

采用式（5）形式的简化特征均匀化时间（该时间不依赖于密度）的部分均匀化等离子体状态方程进行数值计算，结果表明，在整个物质层区域内，所得结果与上文图 2a–2c 所示结果几乎无法区分；唯一的例外是层边缘低密度物质区域的温度分布. 由于采用均匀化时间为式（5）的状态方程时均匀化程度较低，且转化为流体动力学运动能的热能也相应较少，因此层边缘的温度比采用归一化均匀化时间（6）进行计算时高约 20%–30%。两种计算结果差异不显著，这一点可由以下事实说明：采用均匀化时间为式（5）的状态方程时，到 2 ns 时流体动力运动能的相对份额为 0.28，仅比采用归一化均匀化时间时的数值低 2%（图 4）。

致谢

本研究获得俄罗斯科学基金会项目编号 21-11-00102 的资助。

结论

本文提出了一种低密度多孔物质部分均匀化等离子体的状态方程，其形式为连续介质的状态方程。该方程将等离子体均匀化程度作为压力的控制参数，而该程度是

初始多孔物质参数以及连续介质密度和温度的函数。本文还得到了采用部分均匀化等离子体状态方程的多孔层热膨胀解析解，与数值计算结果在定量上高度吻合。研究表明，部分均匀化等离子体状态方程对热力学和流体动力学特性的影响由一个无量纲参数决定，该参数为均匀化持续时间与稀疏波在等效连续介质层中传播所需时间之比。多孔物质受热层维持准凝聚态的时间相较于等效连续层情形的增加程度，取决于这一参数；这种增加是均匀化过程中压力降低所致。应用部分均匀化等离子体状态方程所得的解析和数值结果，与以下实验数据相符：激光诱导冲击波在多孔物质中的传播速度低于其在连续介质中的传播速度，以及X射线脉冲加热的多孔层能够维持准凝聚态。

均匀化程度的计算采用物质在孔隙内部发生平面流碰撞的近似方法。对于所研究的物质，当孔隙率较高、超过约 0.99 时，采用这一近似是合理的；此时孔隙壁上的粒子在孔隙内飞行的距离是初始壁厚的 5–10 倍。随着孔隙率降低，均匀化速率会对初始多孔结构的几何形状变得敏感，而这一因素显然只有通过数值计算才能准确纳入考虑。

参考文献

1. Gus’kov S Yu 和 Rozanov V B 1997 《量子电子学》27 696
2. Gus’kov S Yu 2010 Journal of Russian Laser Research 31, 574
3. K. Nagai, C. S. A. Musgrave 和 W. Nazarov 2018 Phys. Plasmas 25 030501

4. S. Yu. Gus'kov、N. V. Zmitrenko 和 V. B. Rozanov 1995 《实验与理论物理学杂志》81, 296 5. Dunne M、Borghesi M、Iwase A、Jones M W、Taylor R、Willi O、Gibson R、Goldman S R、Mack J 和 Watt RG 1995 《物理评论快报》75 3858 6. Gus' kov S Y 和 Merkul'ev Y A 2001 《量子电子学》31 311 7. D. Batani、A. Balducci、W. Nazarov、T. Löwer、T. Hall、M. Koening、B. Faral、A. Benuzzi 和 M. Temporal 2001 《物理评论 E》63 046410 8. A. Benuzzi、M. Koenig、J. Krishnan、B. Faral、W. Nazarov、M. Temporal、D. Batani、L. Müller、F. Torsiello、T. Hall 和 N. Grandjouan 1998 Phys. Plasmas 5 2827 9. M. Temporal、S. Atzeni、D. Batani 等 2000 《欧洲物理学杂志 D》12 509-511 10. Belov I A 等 2022 《实验与理论物理学杂志》第 134 卷第 3 期，第 340 页 11. Bugrov A E、Gus'kov S Y、Rozanov V B、Burdonskii I N、Gavrilov V V、Gol'tsov A Y、Zhuzhukalo E V、Koval'skii N G、Pergament M I 和 Petryakov V M 1997 《实验与理论物理学杂志》84 497 12. Caruso A、Strangio C、Gus'kov S Y 和 Rozanov V B 2000 《激光与粒子束》18 25 13. Desselberger M、Jones M W、Edwards J、Dunne M 和 Willi O 1995 《物理评论快报》74 2961 14. Depierreux S、Labaune C、Michel D T、Stenz C、Nicolai P、Grech M、Riazuelo G、Weber S、Riconda C、Tikhonchuk V T、Loiseau P、Borisenko N G、Nazarov W、Huller S、Pesme D、Casanova M、Limpouch J、Meyer C、Di-Nicola P、Wrobel R、Alozy E、Romary P、Thiell G、Soullie G、Reverdin C 和 Villette B 2009 《物理评论快报》102 195005 15. Hall T、Batani D、Nazarov W、Koenig M 和 Benuzzi A 2002 《激光与粒子束》20 303。16. M. Cipriani、S.Yu. Gus'kov、F. Consoli、R. De Angelis、A.A. Rupasov、P. Andreoli、G. Cristofari、G. Di Giorgio、M. Salvadori 2021 《高功率激光科学与工程》9, e40 17. L Willingale、A G R Thomas、P M Nilson、H Chen、J Cobble、R S Craxton、A Maksimchuk、P A Norreys、T C Sangster、R H H Scott、C Stoeck、C Zulick 和 K Krushelnick 2013 《新物理学杂志》15 025023

18. O N Rosmej, N Suslov, D Martsovenko, G Vergunova, N Borisenko, N Orlov, T Rienecker, D Klir, K Rezack, A Orekhov, L Borisenko, E Krousky, M Pfeifer, R Dudzak, R Maeder, M Schaechinger, A Schoenlein, S Zaehter, J Jacoby, J Limpouch, J Ullschmied and N Zhidkov 2015年 《等离子体物理与受控聚变》57 094001 19. M. M. Günther, O. N. Rosmej, P. Tavana, M. Gyrdymov, A. Skobliakov, A. Kantsyrev, S. Zähter,N. G. Borisenko, A. Pukhov, N. E. Andreev 《自然·通讯》2022 13 170 20. Faik, S. et al 高能量密度物理 2014年 10 47–55 21. Jieru Ren, Zhigang Deng, Wei Qi, Benzheng Chen, Bubo Ma, Xing Wang, Shuai Yin, Jianhua Feng, Wei Liu, Zhongfeng Xu, Dieter H. H. Hoffmann, Shaoyi Wang, Quanping Fan, Bo Cui, Shukai He, Zhurong Cao, Zongqing Zhao, Leifeng Cao, Yuqiu Gu, Shaoping Zhu, Rui Cheng, Xianming Zhou, Guoqing Xiao, Hongwei Zhao, Yihang Zhang, Zhe Zhang, Yutong Li, Dong Wu, Weimin Zhou, Yongtao Zhao 《自然·通讯》2020 11 5157 22. S Yu Gus'kov, M Cipriani, R De Angelis, F Consoli, A A Rupasov, P Andreoli, G Cristofari and G Di Giorgio 2015年 《等离子体物理与受控聚变》57 125004 23. Cipriani M, Gus'kov S Yu, De Angelis R, Consoli F, Rupasov A A, Andreoli P, Cristofari G, Di Giorgio G and Ingenito F 2018年 《激光与粒子束》36 121–8 24. Gus'kov S Yu, Limpouch J, Nicolaï Ph and Tikhonchuk V T 2011 Physics of Plasmas 18 103114 25. Colvin J D, Matsukuma H, Brown K C, Davis J F, Kemp G E, Koga K, Tanaka N, Yogo A, Zhang Z, Nishimura H and Fournier K B 2018 Physics of Plasmas 25 032702 26.Belyaev M A, Berger R L, Jones O S, Langer S H and Mariscal D A 2018 Physics of Plasmas 25 123109 27. M.A. Belyaev, R.L. Berger, O. S. Jones, S. H. Langer, D. A. Mariscal, J. Milovich, and B. Winju 2020 Phys. Plasmas 27, 112710 28. O. S. Jones, G. E. Kemp, S. H. Langer, B. J. Winjum, R. L. Berger, J. S. Oakdale, M. A. Belyaev, J. Biener, M. M. Biener, D. A. Mariscal, J. L. Milovich, M. Stadermann, P. A. Sterne and S. C. Wilk 2021 Phys. Plasmas 28, 022709 29. Velechovsky J, Limpouch J, Liska R and Tikhonchuk V 2016 《等离子体物理与受控聚变》58 095004 30. V. Tikhonchuk, Y. J. Gu, O. Klimo, J. Limpouch and S. Weber 2019 《物质与辐射极端条件》4, 045402

31. Nicolaï Ph, Olazabal-Loumé M, Fujioka S, Sunahara A, Borisenko N, Gus'kov S, Orekov A, Grech M, Riazuelo G, Labaune C, Velechowski J and Tikhonchuk V 2012 Physics of Plasmas 19 113105 32. Cipriani M, Gus'kov S Yu, De Angelis R, Consoli F, Rupasov A A, Andreoli P, Cristofari G and Di Giorgio G 2018 Physics of Plasmas 25 092704 33. M. Cipriani, S. Yu. Gus'kov, F. Consoli, R. De Angelis, A. A. Rupasov, P. Andreoli, G. Cristofari, G. Di Giorgio, and M. Salvadori 《高功率激光科学与工程》2021 第9卷, e 40 34. Bel'kov S A et al 2015年 实验与理论物理学杂志 121 686