热失衡对太阳大气中声重力波的影响

D. S. Riashchikov, [1,2]★ N. E. Molevich, [1,2] 和 D. I. Zavershinskii[1,2]列

别捷夫物理研究所理论物理系，俄罗斯萨马拉市新萨多瓦亚街 221 号，邮编 443011[2]萨马拉国立研究大学物理系，俄罗斯萨马拉市莫斯科公路 34 号，邮编 443086

arXiv:2304.03227v1 [astro-ph.SR] 6 Apr 2023

已接受 XXX。已收到 YYY；原始形式为 ZZZ

摘要

研究了引力和热失衡对太阳大气中声重力波（AGW）动力学的共同影响。结果表明，采用幂函数形式的加热和冷却会导致静态温度剖面呈线性关系。对与热过程相关的特征长度和引力高度之比的估算表明，在温度不超过 2 MK 的范围内，热过程占主导影响；在 2 至 10 MK 的范围内，热过程对声重力波动力学的影响与引力相当。对等温大气中声重力波色散特性的研究表明，在热过程占压倒性影响的状态下，声学截止频率降低至 $\sqrt{\gamma}$ 倍。同时，随着热过程幂次的增加，重力模的最大频率（无非绝热加热和冷却介质中的布伦特–维萨拉频率的类似物）降低，随后重力模可能变为纯振荡模式。

关键词： 太阳：日冕——太阳：振荡——（磁流体力学）MHD——波——引力——不稳定性 ies

1 引言

太阳大气是天然的等离子体物理学实验室，可用于观测和分析各种振荡与波动运动。这一实验室的主要优势之一，是存在数量众多、可供解释的波模。这些波在很宽的周期范围内振荡，并且可以在太阳大气的不同区域观测到。特别是，光球中经常观测到5分钟振荡。这类振荡被解释为全球性的驻声波（Gizon 和 Birch 2005）。色球层则以3分钟振荡为主（Sych 等 2012），其可由两种主要机制解释：色球层腔体（或共振器）（Botha 等 2011）以及截止频率处的振荡（Fleck 和 Schmitz 1991）。在太阳大气的上层，观测到的波周期通常从几分钟变化到几十分钟（Nakariakov 等 2019）。在上层日冕和太阳风中，已发现周期约为一小时及数小时的密度扰动（Auchère 等 2014；Viall 和 Vourlidas 2015）。

这种天然实验室的另一个优势是，存在着种类繁多的过程，会影响波动力学及其色散特性。其中一些最重要的过程包括磁场、引力和非绝热过程（加热、冷却和热传导）。这些过程的特征空间尺度和时间尺度彼此独立，变化范围很广。因此，影响磁声波（MA 波）的不仅可能是单一色散源，也可能是多种色散源的组合。

磁场在太阳大气上层具有特殊的重要性。它使日冕环、羽流和日珥等各种磁结构得以长期存在，这些结构充当磁声模的波导（例如，参见Nakariakov& Kolotkov 2020；Banerjee et al. 2021，近期综述）。与沿磁场细丝化相关的波导色散最初由Zaitsev & Stepanov(1975，1982)和Edwin &Roberts (1983)进行了研究。如今，这一理论的结果正被积极用于解释观测数据。此外，磁流体力学理论还允许利用慢（Wang et al.2021）和快（Nakariakovet al. 2021；Li et al. 2020）磁声波作为诊断工具，分析日冕等离子体参数。

关于引力分层对压缩波色散特性的影响这一问题，最初是在研究地球大气中的波时提出的（Lamb 1932）。结果表明，分层会引入一种非常特殊的模态，即重力波（GW），这种波无法在大气中垂直传播。对于天体物理等离子体，人们关注重力波，是为了说明太阳核心的均匀自转（Gough 1997）。这些波也被视为恒星大气和日冕机械加热的来源（Mihalas & Toomre 1981）。由于缺乏直接观测，其贡献通常被忽略。然而，Strauset al.(2008)开展的分析表明，对于太阳低层大气而言，低频大气重力波在能量方面比高频声波更为重要。

众所周知，引力分层会限制垂直传播波的频谱，并为声学扰动引入所谓的截止频率。它还会导致.....

★ 电子邮箱：ryashchikovd@gmail.com

© 2015 作者

宽带脉冲出现尾随振荡尾波并向外扩散。正如我们此前提到的，这种效应对色球振荡至关重要（Fleck 和 Schmitz 1991；Sych 等人 2012）。此外，截止效应也在上层太阳日冕和太阳风扰动的研究中得到广泛关注。太阳风中发现了周期为 65–100 分钟、特征时间尺度为 ~ 90 分钟的密度结构，位置在距太阳 1 AU 处，相关发现由 Viall 等人(2010）；Viall 和 Vourlidas (2015）报道。Pylaev 等人发现，在距太阳 2.5–15 个太阳半径处存在特征周期相同的波（Pylaev 等人(2017）。有研究提出，日冕中周期为 90 分钟的声学截止周期处的驻波激波会驱动磁重联，并诱发太阳风中观测到的这些密度扰动（详情见Pylaev 等人 2017）。在背景温度分布任意的介质中，若声学模仅沿垂直方向传播，波的演化可用 Klein-Gordon 方程描述。Roberts 将这种方法用于描述均匀垂直磁场贯穿的分层大气中磁声波的演化（Roberts (2006）。此外，采用类似方法，Afanasyev 和 Nakariakov 利用推导出的演化方程表明，在具有低 β 等离子体的指数发散磁通量管中，截止周期会随高度变化，并显著减小（Afanasyev 和 Nakariakov (2015）。

太阳大气也被称为非绝热等离子体。在这种介质中，波不仅会受到热传导或黏滞性等耗散过程的影响，还会受到依赖于温度和密度的辐射冷却（Dere 等人，1997；Del Zanna 等人（2021））以及加热过程（Rosner 等人，1978a；Carbonell 等人，2006）的影响。事实上，压缩扰动可能会破坏加热/冷却过程之间的平衡，从而使等离子体与波之间产生反馈。在太阳物理学界，这一特性被称为热失衡（例如，参见 Kolotkov 等人，2021；Prasad 等人，2021、2022；Belov 等人，2020）。这种反馈可能以多种方式影响扰动，包括相速度和群速度的色散（Zavershinskii 等人，2019、2016）、波放大或衰减（Kolotkov 等人（2020））、各种等离子体参数扰动之间的额外相移等（详情参见例如 Zavershinskii 等人，2021；Prasad 等人，2021、2022）。所建立的热失衡理论能够引入可观测的波参数与日冕加热率之间的关系。假设加热率是等离子体密度和温度的幂律函数（$H(\rho,T) \sim \rho^a T^b$），便可对幂指数 a, b 得出一些约束，从而缩小加热函数可能形式的范围（例如，参见 Kolotkov 等人（2020）；Van Doorsselaere 等人，2020；Kolotkov 和 Nakariakov（2022））。

引力和磁效应对压缩扰动演化的综合影响已经通过分析和数值方法进行了研究（例如，Kraśkiewicz et al. 2019；Kraśkiewicz & Murawski 2019）。反过来，对引力和非绝热过程综合效应的分析主要局限于数值模型（Murawski et al. 2020；González-Avilés et al. 2021）。在本文中，我们将尝试为解决缺乏分析模型这一问题作出贡献，并进行一些预测；我们相信，这些预测可以应用于观测数据和数值建模结果的解释。

本文的组织结构如下。在第 2 节中，我们讨论基本方程和所采用的假设。此外，在第3节中，我们描述热活跃等离子体中的定常态，并介绍等离子体参数可能的高度剖面。第 4 节专门讨论具有热失衡的等温引力分层等离子体中的波。在小节 4.1 中，我们介绍声重力波的色散关系。此外，我们展示了热失衡对压缩波的影响与引力效应相当或更大的温度范围（见小节 4.2）。我们将在小节 4.3中描述热失衡如何影响声重力波的截止周期和色散特性。最后，在第 5节中给出讨论和结论。

2 模型

在我们的研究中，我们将考虑完全电离的受重力分层的等离子体，并将加热和辐射冷却的影响纳入考量。

我们研究的主要重点之一是分析沿日冕环中磁场传播的慢磁声波。在一般情况下，这些模的演化可以采用 Zaitsev & Stepanov (1982)；Edwin &Roberts (1983)所提出的经典方法进行描述。对于细日冕磁通管，可以采用二阶细磁通管近似（Zhugzhda1996）。后一种方法无需使用双曲函数和特殊函数，即可用更简单的方式描述波导色散。然而，在强磁化等离子体中，由磁结构决定的波导色散会变得足够弱。特别是，通常与慢波相速度相关联并用于日震学研究的众所周知的管速（Wang等人 2007；Jess等人2016），在这种条件下等于声速。在这种情况下，磁场对慢波色散特性的影响相当微弱，因此可以用流体力学方程组以足够高的精度描述其演化。这种方法被称为无限磁场近似。该方法已被证明能够有效描述日冕环中的慢波（Nakariakov 等人2000；Owen 等人 2009；Wang 等人 2015；Zavershinskii等，2019；Prasad等人 2021，2022），以及恒星环中的慢波（Reale等人 2018；Lim 等人，2022）。在对辐射损失函数施加某些限制的条件下（Athay 1986），可以应用类似的初始方程组来描述色球层中的声波（Ashfield & Longcope 2021；Longcope2014）。我们关注的是等离子体 beta 为 $\beta \gg 1$ 和 $\beta \ll 1$ 的色球层区域（参见 Bourdin (2017)的图1 和 Gary(2001) 的图 3，其中展示了高度从 0.25Mm 到 2.5Mm范围内计算得到的等离子体beta函数值），在这些区域中，磁场对声波（$\beta \gg 1$）和慢波（$\beta \ll 1$）行为的影响可以忽略。在第 4.3 节将介绍的计算中，我们还将考察光球参数。不过需要指出的是，这些计算仅具有示意性。因为假设光球中的辐射损失可以用光学薄辐射来建模，是相当粗略的。针对这一区域的计算旨在展示辐射传输过程对于声波演化的重要性。

鉴于上述背景，所考虑模型中的基本方程为：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v}) = 0\,, \tag{1}$$

$$\rho \frac{\mathrm{D}\boldsymbol{v}}{\mathrm{D}t} = -\nabla P + \rho \boldsymbol{g}, \tag{2}$$

$$C_V \frac{\mathrm{D}T}{\mathrm{D}t} - \frac{k_\mathrm{B} T}{m\rho} \frac{\mathrm{D}\rho}{\mathrm{D}t} = -Q(\rho, T) + \frac{1}{\rho} \nabla \left(\kappa \nabla T\right), \tag{3}$$

$$P = \frac{k_B}{m}\rho T. \quad (4)$$

在方程（1）– (4)中，ρ、T和P分别表示等离子体的密度、温度和压力。矢量$\boldsymbol{v}$和$\boldsymbol{g}$分别表示等离子体速度和重力加速度，κ是热传导系数。假定系数κ在本文范围内为常数。玻尔兹曼常数和单位体积平均质量分别表示为k_B和m。此外，$D/Dt = \partial/\partial t + \boldsymbol{v}\cdot\nabla$表示对流导数。

在我们的分析中，我们将使用笛卡尔坐标系x、y、z，并假设等离子体沿z轴分层（即引力加速度可写为$\boldsymbol{g} = -g\boldsymbol{e}_z$，其中$\boldsymbol{e}_z$是$z$轴的单位向量）。

模型中的非绝热过程由热损失函数$Q(\rho,T) = L(\rho,T) - H(\rho,T)$描述，它是辐射冷却$L(\rho,T)$与加热$H(\rho,T)$之差。光学薄等离子体中的辐射损失$L(\rho,T)$通常可以表示为幂律函数：

$$L(\rho,T) = \psi\rho T^{\alpha}, \quad (5)$$

其中ψ和α是取决于温度的分段常数。这些常数的值可以借助CHI- ANTI原子数据库（Del Zanna等人（2021））计算得到。在日冕或近似日冕条件下，使用光学薄辐射冷却是相当合理的（此时，对于太阳元素混合物，作为温度和密度函数的辐射损失率的“日冕近似”具有足够高的精度（Athay 1986））。这一方法也可以扩展到对色球上层过程的建模（Carlsson & Leenaarts2012；Athay 1986）。另一方面，要对光球辐射进行建模，则应求解辐射传输方程（Mihalas & Mihalas 1984）。然而，也有人尝试将幂律辐射冷却函数扩展到较低温度区域，例如日珥中部分电离的等离子体，直至$T = 6000$K（例如参见Ibañez & Ballester 2022及其中的参考文献）。我们还推荐一篇关于太阳大气中辐射过程建模的最新综述（Leenaarts2020）。

加热率$H(\rho, T)$通常采用等离子体热力学参数的幂律关系进行建模（Rosner 等人 1978b；Dahlburg & Mariska 1988；Ibanez S. & Escalona T. 1993）：

$$H(\rho,T) = h\rho^{a}T^{b}, \quad (6)$$

其中h是一个常数，其取值旨在使稳态条件下的冷却达到平衡（$H(\rho_0, T_0) = L(\rho_0, T_0)$）；$a$和$b$是由特定加热机制决定的常数。

Rosner 等人引入了以热力学量的幂函数形式表示的特定加热机制（例如，由日冕电流耗散、阿尔fvén模/模转换等引起的加热）Rosneret al.(1978a)。这些以温度和密度的幂函数形式表示、参数为a和b的加热机制见Ibanez S. & Escalona T. (1993)（该研究中加热函数的单位为ergs cm^{-3} s^{-1}，而本文中为ergs g^{-1} s^{-1}）。然而，Kolotkov 等人(2020)的研究表明，在热传导受抑制时，所研究加热机制中的热模总是不稳定；而在热传导有限时，热模可能稳定，也可能不稳定。声学模也可能稳定或不稳定。因此，有人提出对参数a和b的取值施加约束，以确保太阳大气的稳定性，并使计算得到的声波特征（周期、传播速度、衰减时间）符合观测数据（Kolotkov 等人（2020）；Kolotkov 和 Nakariakov（2022））。综合利用各种观测数据和解析模型得到的类似约束，或许能使我们缩小a和b的允许取值范围，并确定导致加热功率随密度和温度变化的可能机制。

本文提出了一个解析模型，将加热函数的参数a和b与温度、压力和密度的高度剖面联系起来（见第 3节）。

3 定常态

要分析声重力波的性质，首先应明确所研究等离子体中的定常态。由于所分析的等离子体是非绝热的，因此必须特别关注热平衡。

热平衡意味着方程（3）的右侧应等于 0。一般而言，加热$H(\rho,T)$和辐射冷却$L(\rho,T)$可能在局部不平衡（$Q(\rho,T) \neq 0$）。在这种情况下，局部多余的热量将通过热传导传递到其他区域，以实现另一个稳态。人们认为，这种机制与热不稳定性共同作用，可能是日冕雨形成的原因之一（Antolin 2020；Şahin & Antolin 2022）。由日冕环某一部分中发生的特定初始事件（例如热不稳定性导致的压缩扰动增长）产生的稳态温度扰动，会由于热传导和引力作用而传播至整个环路。此外，在某些条件下，即使加热保持恒定，环路状态也可能持续演化。等离子体不断调整能量和力的不平衡，本质上是在寻找一个不存在的平衡态（Klimchuk 2019）。这种效应被称为热非平衡或TNE 周期（Antolin & Froment 2022；Antiochos & Klimchuk 1991）。在本研究中，我们假设存在一个稳定的平衡态，其中加热和冷却彼此平衡（$Q(\rho,T) = 0$），并且不存在由热传导引起的恒定能量通量。这避免了日冕雨和 TNE 周期等效应的发生，并使温度、密度和压力能够保持静止的高度分布。

因此，考虑到热平衡，我们将假设加热和冷却速率彼此平衡（$L(\rho_0, T_0) = H(\rho_0, T_0)$，或$Q(\rho_0, T_0) = 0$）在定常态下成立。我们还将分别采用形式（5）和（6）表示冷却和加热速率。因此，局部热平衡可写成如下形式：

$$\psi\rho_0 T_0^{\alpha} = h\rho_0^{a}T_0^{b}. \quad (7)$$

稍后将看到，采用幂律函数形式的加热和冷却，结合局部热平衡条件$Q(\rho_0, T_0) = 0$会导致温度随高度呈线性变化。在这种情况下，热传导项消失，并且方程（3）右端等于零的条件得到满足。

考虑方程（7），并利用状态方程（4）消去温度，可以得到气体动力学压力与密度之间的如下关系：

$$P_0 = C\rho_0^{\gamma_Q}, \quad (8)$$

其中

$$\gamma_Q = \frac{a - b + \alpha - 1}{\alpha - b}. \quad (9)$$

要使定常态存在，不仅必须达到热平衡，还必须达到力学平衡，这意味着

重力与压力梯度之间达到平衡。假设采用前文所述的几何构型，力学平衡可写为：

$$\frac{dP_0}{dz} + \rho_0 g = 0. \tag{10}$$

因此，我们得到了由热（8）平衡条件和机械（10）平衡条件定义的定常态。利用这些方程，我们现在可以继续确定等离子体参数的高度分布。假设在所考虑的温度范围内 $\alpha = const_1$，并且介质中存在某种加热机制，使得 $a = const_2$，$b = const_3$。因此，指标 $\gamma_Q = const$ 也必须保持不变。

鉴于上述内容，将压力-密度关系（8）代入，并随后对方程（10）关于坐标 z 进行积分，可得到平衡压力随高度的分布（11）。然后，利用关系式（8）和状态方程（4），可以得到密度（12）和温度（13）随高度的分布。

$$P_0(z) = P_* \left(1 - \frac{z(\gamma_Q - 1)}{H\gamma_Q}\right)^{\frac{\gamma_Q}{(\gamma_Q - 1)}}, \tag{11}$$

$$\rho_0(z) = \rho_* \left(1 - \frac{z(\gamma_Q - 1)}{H\gamma_Q}\right)^{\frac{1}{(\gamma_Q - 1)}}, \tag{12}$$

$$T_0(z) = T_* \left(1 - \frac{z(\gamma_Q - 1)}{H\gamma_Q}\right), \tag{13}$$

其中，$H = \frac{P_*}{g\rho_*} = \frac{k_B T_*}{mg}$是特征引力空间尺度，$P_*$、$\rho_*$、$T_*$分别是 $z = 0$处的平衡压力、密度和温度。在本研究框架内，可以将 $z = 0$ 选为太阳大气中的某一高度，在该高度处等离子体的参数（温度、压力和密度）已被指定（例如使用来自EUV或多频射电辐射的数据、来自界面区成像光谱仪（IRIS）的数据，或白光测量数据）。

可以清楚地看到，所考虑的等离子体非绝热性导致了前文提到的温度随高度呈线性变化（13）。请注意，直线的斜率完全由加热/冷却速率及其对温度和密度的依赖关系决定。此外，加热/冷却过程会影响密度和压力分布，使它们通常呈幂律形式，而不是指数形式。因此，太阳大气中观测到的密度非指数分布可归因于非绝热效应，并且还可用作一种日震学工具，以确定可能的日冕加热机制。

换句话说，观测到的密度分布可以用函数（12）进行拟合，从而求得 γ_Q的值。根据表达式（9），这使我们能够确定参数 a和 b之间的关系。利用这一关系，我们可以确定 a和 b的可能取值范围。这些估计可能有助于我们了解哪些机制可能导致加热对温度和密度的依赖。

需要指出的是，只有当由表达式（11）–（13）定义的稳态稳定时，这种方法才可行。这主要涉及热不稳定性。因此，必须满足（$(\partial Q/\partial T)_\rho > 0$）等容（$(\partial Q/\partial T)_\rho - \rho_0(\partial Q/\partial \rho)_T/T_0 > 0$）等压稳定性条件（Field 1965）所提出的条件。对于冷却（5）和加热，这些等容和等压稳定性条件（6），写成密度和温度的幂函数形式后，分别为：

$$\alpha - b > 0, \tag{14}$$

$$\frac{a-1}{\alpha - b} > -1. \tag{15}$$

应更详细地研究等熵不稳定性条件下定常态的稳定性（$(\partial Q/\partial T)_\rho + \rho_0(\partial Q/\partial \rho)_T/(\gamma - 1)T_0 < 0$）。一方面，在均匀介质中，它本身不会影响平衡态，尽管会导致准周期声学结构的出现（Zavershinskii 等，2019），这些结构随后会演化为激波（Molevich 与 Riashchikov，2021）。另一方面，等熵不稳定性条件意味着温度高度下降得比绝热梯度更快，而这正是大气重力波重力模的不稳定性条件（Brasseur 与 Jacob，2017）。在这些条件下，可以预期对流流动的出现，这将破坏平衡态。因此，我们认为，同时也是重力模稳定性条件的等熵稳定性条件（16）也应得到满足：

$$\frac{a-1}{\alpha - b} < \gamma - 1. \tag{16}$$

热稳定区域在 $a - b$ 图中的位置可见于Kolotkov 等人 (2020)。

本文所述方法的另一个局限性在于，推导压力、密度和温度的高度剖面（ a、 b、α ）时，假设加热（6）和冷却（5）函数中的参数γ_Q (9恒定，并因此假设这些公式中的γ_Q (9恒定，进而得出压力、密度和温度的高度剖面（11）–（13）。这些假设可能适用于某些相对较小的区域，例如，在该区域内，辐射冷却函数（5）中的系数 α 为常数。此外，还需要估算具有温度非线性的区域中热传导的影响，因为与线性高度温度剖面不同，热传导会开始影响方程（3）中的定常态。

然而，在非绝热等离子体中，幂律压力（11）和密度（12）剖面可能变为指数形式：

$$\rho_0(z) = \rho_* e^{-z/H}, P_0(z) = P_* e^{-z/H}. \tag{17}$$

这类剖面意味着温度剖面为等温；根据方程（11）–（13），这要求 $\gamma_Q = 1$。此外，根据方程（9），等温等离子体的加热函数（6）中的参数 a必须等于 1 ($a = 1$)。因此，在这种情况下，量 b成为加热函数（6）中唯一的自由参数。注意，如果大气为等温且等容稳定（14），不等式（15）、（16）总是成立。

下文将考虑在温度剖面为等温的假设下，热失衡如何影响波的色散特性。

4 等温情形

4.1 色散关系

让我们分析考虑加热和冷却过程的引力分层等温大气中的波动特性。为此，我们可以应用微扰理论，并寻找一个在线a

方程（1）–（4）使用以下代换：

$$\xi(z,x,t) = \xi_0(z)(1+\xi_1(z,x,t)). \tag{18}$$

下文中，量 ξ 表示描述等离子体状态的任意参数。下标“0”表示未受扰动的等离子体状态。量 ξ_1 表示相对扰动解。假设波在x-z 平面内传播（即将波矢视为$\boldsymbol{k} = k_x\boldsymbol{e}_x + k_z\boldsymbol{e}z$），我们可以采用以下谐波波解：

$$\xi_1(z,x,t) = \widetilde{\xi_1}\, exp\left\{ik_x x + ik_z z - i\omega t\right\}. \tag{19}$$

其中，$\widetilde{\xi_1}$ 是波的相对振幅，ω 是波的频率。

在方程（18）中，我们遵循所选几何结构，并将平衡参数视为仅取决于垂直坐标的函数。因此，在等温大气中，压力和密度梯度可定义为$T_0 = const$ 以及 ρ_0（z），P_0（z）由方程（17）确定如下：

$$\frac{d\rho_0}{dz} = -\frac{1}{H}\rho_0(z),\ \frac{dP_0}{dz} = -\frac{1}{H}P_0(z).$$

在方程（1）–（4的线性化背景下，非绝热过程值得特别关注。由于加热和冷却过程取决于密度和温度，它们对传播扰动的影响由函数 Q（ρ，T）分别对 ρ 和 T的导数决定。在我们的分析中，我们假设对于任意平衡温度 T_0（z）

$$\frac{\partial Q}{\partial T}|_{T=T_0(z)} = const.$$

.....的导数 $Q(\rho,\ T)$ 关于 ρ 可由以下考虑得出。在等温大气中，$\gamma_Q = 1$ 这意味着冷却函数中的 $a = 1$。因此，$Q(\rho,\ T) = \rho(\psi T^{\alpha} - hT^{b})$。由于热损失函数 Q 的导数是在温度 $T = T_0$ 和密度 $\rho = \rho_0$的平衡值处求得的，根据式（7）

$$\frac{\partial Q}{\partial \rho} = 0.$$

考虑到上述内容，使用代换式（1）–（4），对方程进行线性化处理可得以下方程组（18）–（19）

$$-i\omega\widetilde{\rho}_1 - \frac{1}{H}\widetilde{V}_{z1} + ik_z\widetilde{V}_{z1} + ik_x\widetilde{V}_{x1} = 0, \tag{20}$$

$$\omega\rho_0\widetilde{V}_{x1} = k_x P_0\widetilde{P}_1, \tag{21}$$

$$i\omega\widetilde{V}_{z1} = -\left(\frac{1}{H} - ik_z\right)Hg\widetilde{P}_1 + \widetilde{\rho}_1 g, \tag{22}$$

$$i\omega\widetilde{T}_1 - (\gamma-1)\left(i\omega\widetilde{\rho}_1 + \frac{\widetilde{V}_{z1}}{H}\right) = -\frac{1}{\tau_V}\rho_0 T_0\widetilde{T}_1, \tag{23}$$

$$\widetilde{P}_1 = \widetilde{\rho}_1 + \widetilde{T}_1. \tag{24}$$

这里，τ_V 是与热失衡相关的特征时间：

$$\tau_V = \frac{C_V}{\frac{\partial Q}{\partial T}|_{T=T_0(z)}}. \tag{25}$$

对方程（20）–（24）进行简化，可得到如下形式的色散关系：

$$\omega^2 - c_S^2\left(k_x^2 + k_z^2\right) - i\gamma g k_z + \frac{(\gamma-1)g^2k_x^2}{\omega^2} = \\ = \frac{-i}{\omega\tau_V}\left(\omega^2 - c_T^2\left(k_x^2 + k_z^2\right) - igk_z\right), \tag{26}$$

其中，$c_T^2 = k_B T_0/m$ 是等温声速的平方，$c_S^2 = c_T^2\gamma$ 是声速的平方。

我们使用与26类似的代换来变换方程（Priest （2014），即 $k_z^{'} = k_z + i/2H$。根据问题的几何关系，可以看出 $k_x^2 + k_z^{'2} = k^{'2}$ 以及 $k_x^2 = k^{'2}sin^2\theta$，其中 θ 是 $k_z^{'}$ 与 $k^{'}$之间的夹角。然后，我们可以将热活跃等离子体中的声重力波的色散关系（27）改写如下：

$$\omega^2 - c_S^2k^{'2} - N_S^2 + \frac{N^2}{\omega^2}c_S^2k^{'2}sin^2\theta = \\ = \frac{-i}{\omega\tau_V}\left(\omega^2 - c_T^2k^{'2} - N_{SQ}^2\right) = 0. \tag{27}$$

这里，$N_S = c_S\ 2H$ $N = /$ 是声学截止频率，$/$ 是布伦特–维萨拉频率。$\frac{}{g\sqrt{\gamma-1}\ c_S}$

人们可能会注意到，式（27）右侧的表达式描述了热失衡对声重力波色散特性的贡献。对所推导方程的分析表明，引入的参数 N_{SQ} 具有介质中加热和冷却过程强烈（强热失衡）时声学截止频率的物理意义：

$$N_{SQ} = \frac{c_T}{2H}. \tag{28}$$

还值得一提的是，所得到的色散方程（27）在不存在热失衡的情况下（$\tau_V \to \infty$），会化为声重力波的众所周知的方程（29）（见 Priest 2014）。这意味着方程（27）右侧括号中的表达式趋于 0：

$$\omega^2 - c_S^2k^{'2} - N_S^2 + \frac{N^2}{\omega^2}c_S^2k^{'2}sin^2\theta = 0. \tag{29}$$

4.2 热失衡在声重力波描述中的重要性

对方程的分析(27)表明，声重力波的色散特性显著取决于无量纲参数 χ：

$$\chi = \frac{c_T\tau_V}{H}. \tag{30}$$

它可以解释为热过程的特征长度与特征重力尺度之比。

当 $\chi \gg 1$ 意味着热失衡会影响尺度远大于特征重力尺度 H 的波。换言之，热失衡的影响相对较弱，波动力学主要由引力决定。这意味着，声重力波的色散特性可以通过已知关系式（29）相当准确地描述。

相反的情况，当 $\chi \ll 1$ 意味着热失衡会在远小于重力尺度的尺度上影响波 H。因此，在这种特殊情况下，热失衡的影响将在波的特性中清晰显现，而声重力波的色散特性由更一般的方程（27）确定。

在 $\chi \approx 1$ 引力和热失衡的影响处于同一数量级的情况下。

由于参数 χ 仅用于确定相对

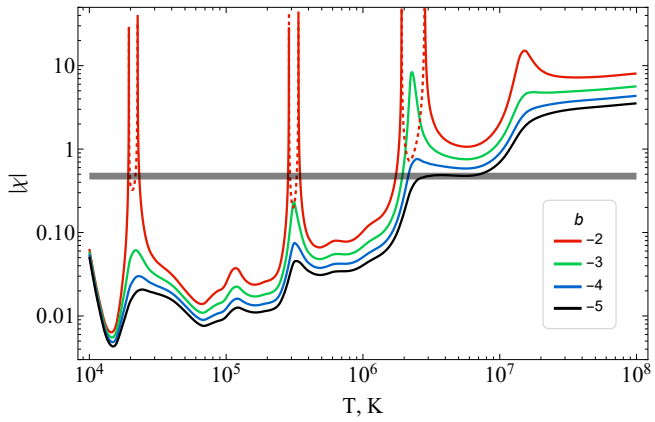

图 1。 无量纲参数 χ 随温度的变化，针对若干加热情景。彩色线条对应于加热模型的不同形式（6），其中 $a = 1$ 和 b的取值已在图例中给出。虚线表示 χ的负值。灰线对应于 χ 的取值，低于该值时，引力波在整个频谱范围内都不再传播（详见公式 32）。

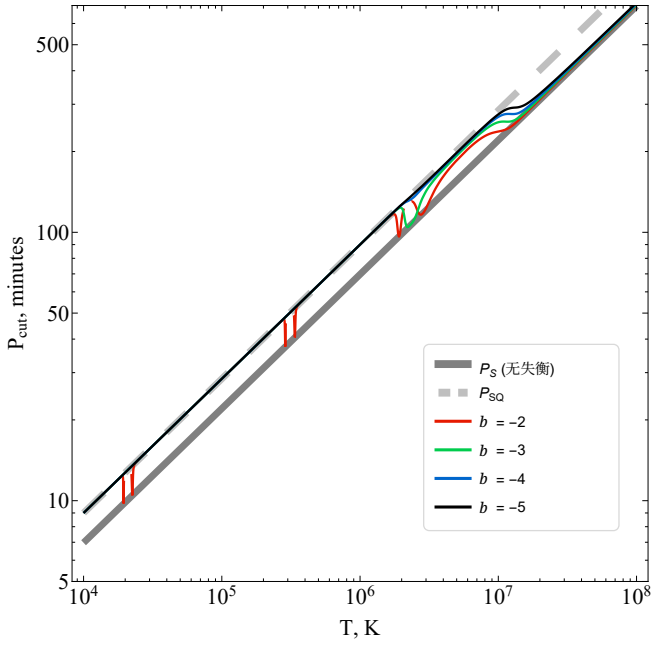

图 2。 不同加热情景下声学截止周期对温度的依赖关系。灰色实线表示无热失衡等离子体中的截止周期 $P_S = 2\pi/N_S$。灰色虚线对应周期 $P_{SQ} = 2\pi/N_{SQ}$。不同加热模型形式下截止周期的变化由彩色线表示。

考虑引力和热失衡的影响，因此合理的做法是估算其在太阳大气中的数值。当然，其数值将取决于具体的加热和冷却函数类型。后者以（5）的形式设定，其参数化计算采用CHIANTI 数据库（Del Zanna 等人（2021））。加热函数（6）中的参数经过选择，使得定常态为等温，并且介质在广泛的温度范围内保持热稳定。第一个条件要求 $a = 1$，而第二个条件在 b为负时基本得到满足。

参数 χ 对温度的依赖关系 T 对于 b 加热函数（6）的几个任意取值，绘于图1中。可以看到，$\chi \ll 1$ 在温度范围 $T < 2$ MK 内以及 $\chi \sim 1$ 对于温度2 MK $< T <$ 10 MK。这意味着，对于太阳大气中几乎所有可行的温度，热失衡对声重力波的影响比引力的影响更为重要，或至少同样重要。因此，它们的色散性质应由关系式（27）而不是通常的关系式（29）来描述。

请注意，在图中所示的某些温度范围内 1，χ 值为负（见虚线）。这是因为在这些情况下，热失衡将导致压缩波的放大。因此，这些温度范围超出了我们的考虑范围。

色散关系（27）的分析也表明，在 $\chi \lesssim 1$处，热失衡会导致声学截止频率降低（截止周期增加）。图2 显示，在不同的加热情景下，这种增加一直持续到温度达到 10 MK，这也表明热失衡对较大温度范围内声波动力学的重要性。

4.3 热失衡介质中声重力波的色散特性

4.3.1 声学模/慢模

色散关系（27）是关于ω的四次方程，因此可以解析求解。然而，由于系数为复数，这个解很难分析。因此，我们展示了太阳大气不同区域声学模的这一解。

在我们对太阳日冕中慢模的计算中，采用典型的平衡温度 $T_0 = 1.75$ MK，取自 Roberts (2019)，以及平均分子量 $\mu = m/m_H = 0.6$。加热和冷却的计算方式与前一段相同。太阳日冕条件下，实部频率 ω 和特征阻尼时间（$P_d = 1/Im(\omega)$随实数波数 k 的变化计算结果如图3所示。

从图3 可以看出，对应于热失衡影响的曲线位于无热失衡时曲线的下方。在等温大气中（即当 $\gamma_Q = 1$）总是会出现这种情况。对色散关系（27）的分析表明，声学截止频率可以降低至 N_{SQ}，当 $\chi \ll 1$ 时，即为$\sqrt{\gamma}$，比无热失衡介质中的传统截止频率 N_S 小。在 $\chi \sim 1$时，声学截止频率介于 N_S 和 N_{SQ} 之间。我们对不同加热情景的估算表明，热失衡足够强大，几乎可以在所有不超过10 MK 的温度范围内使声学截止频率降低（使截止周期增加）（见图2）。

此外，请注意，对于热失衡的情况，不同图线的斜率角在某些波长范围内可能有所不同（图 3a）。这是热失衡和引力共同导致相速度色散的结果。

热失衡的另一种影响是慢波受到额外阻尼（Kolotkov 等人 2019）。我们针对不同加热机制的计算表明，慢波的特征阻尼时间为 5–10 分钟（图3b）。也就是说，阻尼时间与观测到的波的特征周期处于同一数量级（Nakariakov 等人 2019）。

总而言之，可以说，热失衡确实是研究太阳日冕和色球层中的波动力学时需要考虑的重要效应。然而，由于太阳日冕的高温，以及由此导致的非常大的重力高度

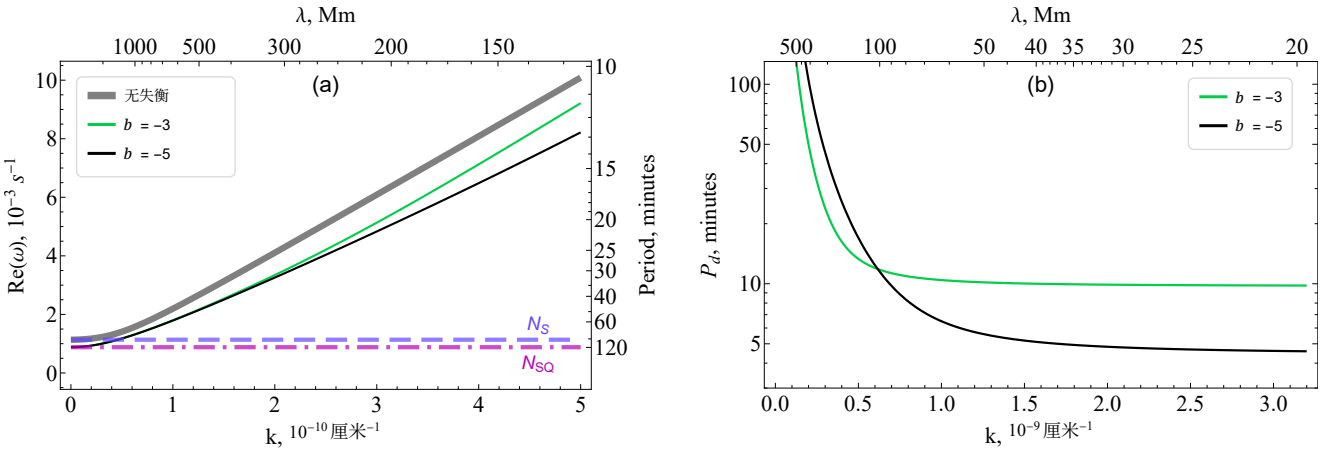

图 3. 太阳日冕条件下，具有热失衡的等温等离子体中，(a) 频率实部 ω 和 (b) 声波特征阻尼时间随波数 k 的变化。计算采用的温度为 $T = 1$。75 MK，平均分子量为 $\mu = 0$。6。

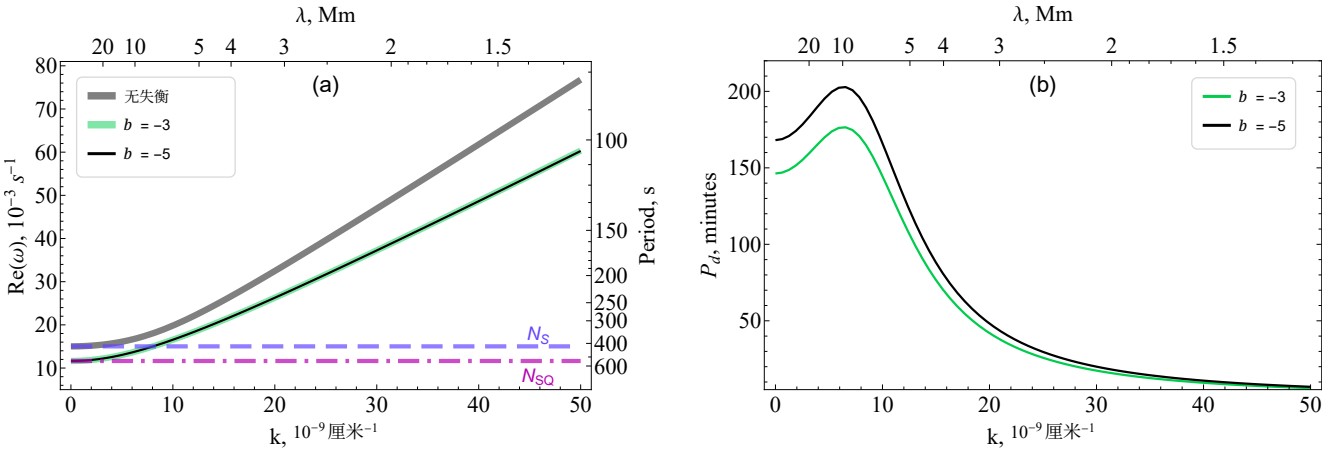

图 4. 色球层条件下，具有热失衡的等温等离子体中，(a) 频率实部 ω 和 (b) 声波特征阻尼时间随波数 k 的变化。计算采用的温度为 $T = 10,\ 000K$，平均分子量为 $\mu = 0$。6。

H，必须同时考虑引力和热失衡的特征尺度超出了介质的尺度。对于太阳日冕中的大多数应用，只考虑热失衡就足够了。

相反，在光球中，由于温度较低且引力高度相对较小，这种考虑可能是必要的 H。采用形式（6）、（5）描述加热和冷却函数，在某些强假设下可应用于光球/色球层条件（Ibañez & Ballester2022；Athay 1986），因为光学薄辐射的主导性会减弱。然后，基于上述分析结果以及对辐射冷却函数的扩展，我们可以得出结论：在光球中可能存在加热和冷却过程相对强烈的状态（$\chi \leq 1$）。采用我们的简单模型对具有光球条件的等温大气进行估算（温度为 $T_0 = 5350$K，平均分子量为 $\mu = 1$。27）表明，在 $\chi \ll 1$ 状态下，波变为非传播波的周期阈值从 210 s 增至 270 s（图 5）。然而，这一结果主要意味着，考虑热过程对.....的影响是有意义的

采用更合适的模型，并考虑辐射转移方程，研究光球中波的性质。

4.3.2 重力模

色散关系（27）表明，热失衡也会显著影响重力波。这是一种主要由浮力驱动的模。该力的作用机制可通过平衡态附近等离子体团块的振荡来说明。团块移动了距离 δs（垂直位移为 $\delta z = \delta s \cos\theta$）。由于背景热力学参数发生变化，团块自身的密度和压力也会发生变化，从而与其周围环境达到压力平衡。这些考虑导出了内部重力波的色散关系 $\omega^2 = N^2 \sin^2\theta$。可压缩性和浮力共同作用，会略微改变重力模的性质，但在极限 $\omega \ll k' c_s$ 下，它们的色散关系会化为内部重力波的色散关系。考虑热失衡后，团块振荡的频率应当发生变化，因为团块发生位移时，其密度和温度会发生变化

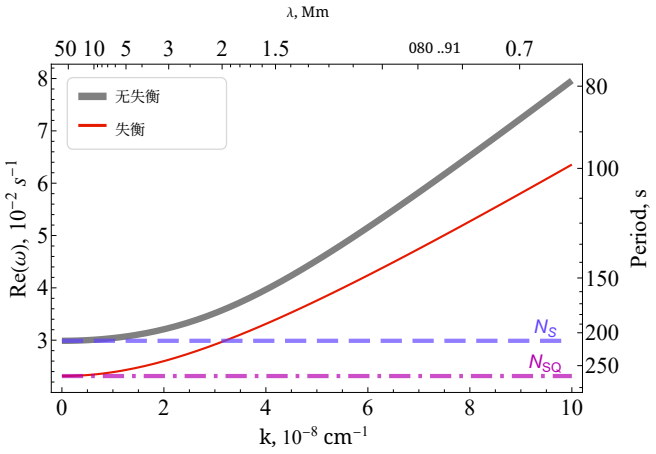

图 5. 假设大气为等温，且存在强加热和冷却过程（$\chi \ll 1$），热失衡对光球中频率$Re(\omega)$实部随波数 k 和截止频率变化关系的影响估计。

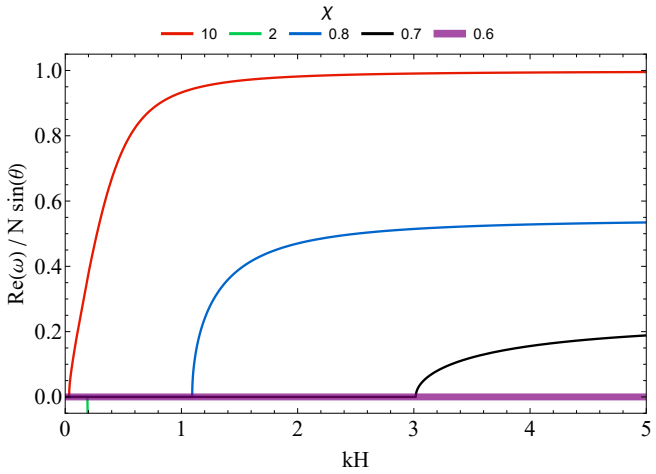

图6.重力波频率实部对不同 χ 下无量纲波数的依赖关系。

沿着 δs 将导致加热和冷却功率发生变化，进而导致该团块的热力学参数发生变化。对色散关系（27）在 $k \to \infty$ 表明，重力波的振荡频率将由以下表达式确定：

$$\omega_{osc} = \sqrt{N^2 sin^2\theta - \frac{1}{4\tau_V^2\gamma^2}} = N\sqrt{sin^2\theta - \frac{1}{4\chi^2\gamma(\gamma-1)}}. \quad (31)$$

所得关系可以解释为具有热失衡的等离子体中的布伦特–维萨拉频率的类似形式。如果热失衡相对于引力的影响足够弱（τ_V，$\chi \to \infty$），则频率 ω_{osc} 可化为 $N\sin\theta$，这与没有热失衡的等离子体中的情况一致。随着热失衡相对于引力的影响增强，χ 的减小会导致 ω_{osc}（见图 6 中的彩色曲线）降至 0（见图 6 中的紫色曲线）。

此外，热失衡不仅会降低重力波的振荡频率，还会使其变为虚数。这意味着，在加热和冷却过程足够强的介质中，重力波可能不再传播（见图 6）（低 χ）。由方程（27）可推导出，在任意角度下，重力波都会变为不传播波

$$\chi \leq \frac{1}{2\sqrt{\gamma(\gamma-1)}}. \quad (32)$$

对于 $\gamma = 5/3$ 的日冕等离子体，该条件可转化为 $\chi \lesssim 0.47$（图 1中的灰线表示该条件）。从图 1 可以看出，在低于 2 MK 的温度下，等温等离子体中的重力波表现为非传播的阻尼扰动。

5 讨论与结论

在本研究中，我们通过解析方法考察了引力与热失衡对等离子体状态及声重力波动力学的联合作用。我们采用了广为人知的光学薄辐射幂律模型（5）（例如，Del Zanna 等人（2021））并假设加热机制也由某种一般的幂律函数描述（6）。这一假设使我们能够获得一系列丰富的结果和启示，或可为日冕研究和磁流体力学日震学提供参考。

首先，我们讨论有关等离子体平衡态的结果。分析表明，采用幂律函数形式的加热（6）和冷却（5）通常意味着温度随高度呈线性变化（见方程（13））。此外，非绝热过程不仅影响温度，也影响密度和压力分布，使其通常呈幂律而非指数形式（见方程（11）、（12））。值得注意的是，密度、温度和压力分布的斜率完全由辐射损失函数和加热函数的形式决定。在方程（11）–（13）中，这些非绝热函数的贡献以指数 γ_Q（9）表示。非绝热过程与高度剖面之间的关系，为获得日冕加热机制的日震学约束提供了另一种途径。

具体步骤如下。首先，需要定义日冕等离子体的高度剖面。太阳日冕的高度密度和温度剖面可以使用不同技术获得，包括对SDO/AIA观测到的极紫外辐射进行正向建模（详情请参见 Pascoe 等人（2019））、界面区成像光谱仪（IRIS）（Kayshap 等人（2018））、多频射电辐射（Mercier 和 Chambe（2015））或白光测量（Esser 等人（1999））。一般而言，高度剖面可能偏离指数形式。在这种情况下，可以用幂律表达式（11）–（13）拟合非指数剖面，从而确定指数 γ_Q (9)。后者由冷却率指数 α 和加热率指数，即 a 和 b，定义。假设辐射损失是一个经过验证的函数（例如参见Del Zanna等人（2021）），我们将 α 视为已知参数。因此，利用拟合得到的γ_Q 值，我们获得了相应方程，该方程使我们能够确定加热函数（6）的参数 a、b 所受的约束。此类应用的结果对于与利用慢波观测（Kolotkov 等人（2020）；Kolotkov 和 Nakariakov（2022）；Kolotkov等人（2023））获得的日冕加热模型（参数 a、b）约束进行比较而言具有重要意义。

非绝热过程不仅影响等离子体状态，还影响压缩扰动，即声重力波，从而改变其色散特性。在等温大气假设下得到的声重力波色散关系具有方程（27）的形式。

此处，我们考虑了色散的两个主要来源，即热失衡和引力分层。这些过程的色散效应最显著时所对应的特征时间/空间尺度各不相同。为了确定在什么温度范围内某一效应将占主导地位，我们引入了无量纲比值 χ (30)。利用基于 CHIANTI 数据库（5）计算得到的辐射损失函数参数化形式（Del Zanna 等人（2021））， 我们得到了 χ 随温度变化的关系，适用于若干种加热情景（见图 1）。我们选择这些加热情景，使压缩波在所考虑的广泛温度范围内均保持稳定（衰减）。稳定状态对应于色散关系（ $Im(\omega) < 0$ 中的 27）（图 1中的实线）。由所得图像可知，对于温度 $T < 2$ MK，热失衡是声重力波的主要色散来源；而在 2 MK $< T <$ 10 MK的范围内，其影响与引力效应相当。因此，可以得出结论：在研究分层太阳大气中的波传播问题时，考虑热失衡十分重要。

接下来，我们讨论非绝热过程如何影响分层等温等离子体中声波的性质。我们的计算表明，热失衡会增大能够在太阳大气中传播的波的周期（见图 3a 和 5）。对于所考虑的日冕等离子体温度 $T_0 = 1$。75 MK，周期变化为 10 – 30 %，具体取决于起作用的加热机制和所考虑的波数（见图 3a）。较长波的变化幅度最大。光球条件下也可能出现类似效应（见图 5）。然而，后一结论的适用范围有限。尽管可以将光球等离子体视为理想的（Roberts 2019）且光学薄的（Lykins et al. 2013），但这些假设仍相当粗略。

此外，正如预期的那样，热失衡会在引力分层等离子体中引入阻尼（或放大），这与均匀等离子体（Kolotkov 等人 2019）和磁结构等离子体（Agapova et al. 2022）中的情况相同。如前所述，本文聚焦于热失衡区间（$\chi \ll 1$），在较宽的温度范围内，这意味着压缩波会衰减。根据日冕条件计算得到的声波阻尼周期如图 3b 所示。所得周期为 5–10 分钟，与观测到的波的特征周期量级一致（Nakariakov et al. 2019）。值得注意的是，当加热模型（6）中的幂指数“b”取正值时，可能出现熵模和声学模不稳定的区间。声学不稳定区间允许形成准周期脉动（Zavershinskii 等，2019），甚至自激波脉冲（Zavershinskii et al. 2020；Chin et al. 2010；Molevich 与 Riashchikov，2021）。这些问题对于研究声学截止周期下驻波激波形成密度扰动的现象具有重要意义（Pylaev et al.2017）。

说到波动/振荡观测，热失衡对声学截止周期的影响值得特别关注。我们的分析表明，对于温度低于$T < 2$ MK的太阳大气，假定的截止周期应增加 $\sqrt{\gamma}$ 倍（约30%）。这一问题与 _Viall 等人（2010）；Viall和 Vourlidas（2015）；Pylaev等人（2017）指出的 ~ 90 min振荡有关。估计的等离子体温度 $T \sim 1$ MK意味着，在假定等离子体不存在热失衡并采用通常表达式计算时，截止周期为 $P_{cut} \sim 70$ min。反过来，引入的增加后的周期值 N_{SQ} (28)给出了观测到的 ~ 90min（见图2）。需要指出的是，一般而言，截止周期介于 N_{SQ} (28)和不考虑等离子体热失衡时的通常值 N_S 之间（详情见图2）。

我们发现，非绝热过程也会显著影响重力波的动力学。特别是，对于所考虑的熵波和声波稳定/衰减的情形（$Im(\omega) < 0$），热失衡会导致重力波衰减。然而，与声波一样，在某些加热机制下，重力波也可能变得不稳定（$Im(\omega) > 0$）；这些机制不在本文的考察范围内（方程（ a, b 6）中的参数会通过色散关系（9）、（25）中的参数（27）影响色散特性）。

此外，在稳定的等温大气中，热失衡会降低重力波的最大振荡频率（布伦特–维萨拉频率的对应量）。从图 6 所示结果可以看出，非绝热过程作用增强（ χ (30) 减小）会导致最大振荡频率降低。

最后但同样重要的是，在热活跃等离子体中，重力波可能变为非传播波。上述 χ (30) 减小会导致频谱受限（见图 6）。我们表明，当 χ 满足条件（32）时，重力波在任意角度下都会变为非传播波，该条件形式为 $\chi \lesssim 0$。47，适用于日冕条件。根据图 1所示结果，对于温度 $T_0 \lesssim 1$ MK，该条件成立。这一结果表明，对非绝热等离子体中传播重力波的分析仍需进一步研究，尤其是在高度方向温度分布非等温的条件下。

本文给出的结果是在若干假设下获得的。首先，假设介质完全电离，且辐射为光学薄。这使得该模型的适用范围限制在温度高于约 10^4 K 的范围内。对于太阳大气中温度较低的区域，应用所考虑的模型时应当谨慎，并将其用于定性而非定量描述。定量描述需要采用更完整的模型，将部分电离和辐射输运考虑在内。其次，假设高度剖面稳定，且不存在大尺度流动。为此，至少要求介质热稳定，即必须满足不等式（14）–（16）。为了进行更准确的研究，还需要进一步考察磁场和热传导的影响。特别是，在温度剖面的非线性较大时，热传导将对稳态产生显著影响。此外，热传导系数随温度的变化也会带来修正；在温度梯度相对较大的大气中，这一点十分重要。同样还需考虑重力加速度随高度的变化，这种变化发生在太阳日冕中，因为太阳日冕的尺度很大，约为数个太阳半径。

最后，需要指出的是，当前工作中引入的理论不仅可应用于分析太阳大气中的波，也可应用于恒星大气中的波（例如，Lim 等人，2022年）。

致谢

本研究部分得到了俄罗斯教育与科学部的资助，资助形式为向教育和科研机构下达的国家任务，项目编号为 FSSS-2023-0009 和 0023-2019- 0003。

CHIANTI 是一项合作项目，参与机构包括乔治梅森大学、密歇根大学（美国）、剑桥大学（英国）和美国国家航空航天局戈达德太空飞行中心（美国）。

数据可用性

支撑本文的数据可根据合理请求向通讯作者获取。

参考文献

Afanasyev A. N., Nakariakov V. M., 2015, 《天文学与天体物理学》, 582, A57 Agapova D. V., Belov S. A., Molevich N. E., Zavershinskii D. I., 2022, MNRAS, 514, 5941 Antiochos S. K., Klimchuk J. A., 1991, 《天体物理学杂志》, 378, 372 Antolin P., 2020, 《等离子体物理与受控聚变》, 62, 014016 Antolin P., Froment C., 2022, 《天文学与空间科学前沿》, 9, 820116 Ashfield W. H., Longcope D. W., 2021, 《天体物理学杂志》, 912, 25 Athay R. G., 1986, 《天体物理学杂志》, 308, 975 Auchère F., Bocchialini K., Solomon J., Tison E., 2014, 《天文学与天体物理学》, 563, A8 Banerjee D., et al., 2021, 《空间科学评论》, 217, 76 Belov S., Molevich N., Zavershinskii D., 2020, 《太阳物理学》, 295, 160 Botha G. J. J., Arber T. D., Nakariakov V. M., Zhugzhda Y. D., 2011, 《天体物理学杂志》, 728, 84 Bourdin P.-A., 2017, 《天体物理学杂志》, 850, L29 Brasseur G. P., Jacob D. J., 2017, 大气结构与动力学. 剑桥大学出版社, p. 21–53, doi:10.1017/9781316544754.003 Carbonell M., Terradas J., Oliver R., Ballester J. L., 2006, 《天文学与天体物理学》, 460, 573 Carlsson M., Leenaarts J., 2012, 《天文学与天体物理学》, 539, A39 Chin R., Verwichte E., Rowlands G., Nakariakov V. M., 2010, 《等离子体物理学》, 17, 032107 Dahlburg R. B., Mariska J. T., 1988, 《太阳物理学》, 117, 51 Del Zanna G., Dere K. P., Young P. R., Landi E., 2021, 《天体物理学杂志》, 909, 38 Dere K. P., Landi, E. Mason, H. E. Monsignori Fossi, B. C. Young, P. R. 1997, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 125, 149 Edwin P. M., Roberts B., 1983, 《太阳物理学》, 88, 179 Esser R., Fineschi S., Dobrzycka D., Habbal S. R., Edgar R. J., Raymond J. C., Kohl J. L., Guhathakurta M., 1999, 《天体物理学杂志》, 510, L63 Field G. B., 1965, Astrophys. J., 142, 531 Fleck B., Schmitz F., 1991, 《天文学与天体物理学》, 250, 235 Gary G. A., 2001, 《太阳物理学》, 203, 71 Gizon L., Birch A. C., 2005, 《太阳物理学综述》, 2, 6 González-Avilés J. J., Murawski K., Srivastava A. K., Zaqarashvili T. V., González-Esparza J. A., 2021, MNRAS, 505, 50 Gough D., 1997, 《自然》, 388, 324 Ibañez M. H., Ballester J. L., 2022, 《太阳物理学》, 297, 144 Ibanez S. M. H., Escalona T. O. B., 1993, 《天体物理学杂志》, 415, 335 Jess D. B., et al., 2016, 《自然·物理学》, 12, 179 Kayshap P., Tripathi D., Solanki S. K., Peter H., 2018, 《天体物理学杂志》, 864, 21 Klimchuk J. A., 2019, 《太阳物理学》, 294, 173 Kolotkov D. Y., Nakariakov V. M., 2022, MNRAS, 514, L51 Kolotkov D. Y., Nakariakov V. M., Zavershinskii D. I., 2019, 《天文学与天体物理学》, 628, A133 Kolotkov D. Y., Duckenfield T. J., Nakariakov V. M., 2020, 《天文学与天体物理学》, 644, A33 Kolotkov D. Y., Zavershinskii D. I., Nakariakov V. M., 2021, 《等离子体物理与受控聚变》, 63, 124008 Kolotkov D. Y., Nakariakov V. M., Fihosy J. B., 2023, 《物理学》, 5, 193 Kraśkiewicz J., Murawski K., 2019, MNRAS, 487, 1489 Kraśkiewicz J., Murawski K., Musielak Z. E., 2019, 《天文学与天体物理学》, 623, A62 Lamb H., 1932, 流体力学 Leenaarts J., 2020, 《太阳物理学综述》, 17, 3 Li B., Antolin P., Guo M. Z., Kuznetsov A. A., Pascoe D. J., Van Doorsselaere T., Vasheghani Farahani S., 2020, 《空间科学评论》, 216, 136 Lim D., Nakariakov V. M., Moon Y.-J., 2022, 《天体物理学杂志》, 931, 63 Longcope D. W., 2014, 《天体物理学杂志》, 795, 10 Lykins M. L., Ferland G. J., Porter R. L., van Hoof P. A. M., Williams R. J. R., Gnat O., 2013, MNRAS, 429, 3133 Mercier C., Chambe G., 2015, 《天文学与天体物理学》, 583, A101 Mihalas D., Mihalas B. W., 1984, 辐射流体力学基础 Mihalas B. W., Toomre J., 1981, 《天体物理学杂志》, 249, 349 Molevich N., Riashchikov D., 2021, 流体物理学, 33, 076110 Murawski K., Musielak Z. E., Wójcik D., 2020, 《天体物理学杂志》, 896, L1 Nakariakov V. M., Kolotkov D. Y., 2020, 《天文学与天体物理学年评》, 58, 441 Nakariakov V. M., Verwichte E., Berghmans D., Robbrecht E., 2000, 《天文学与天体物理学》, 362, 1151 Nakariakov V. M., Kosak M. K., Kolotkov D. Y., Anfinogentov S. A., Kumar P., Moon Y. J., 2019, 《天体物理学杂志》, 874, L1 Nakariakov V. M., et al., 2021, 《空间科学评论》, 217, 73 Owen N. R., De Moortel I., Hood A. W., 2009, 《天文学与天体物理学》, 494, 339 Pascoe D. J., Smyrli A., Van Doorsselaere T., 2019, 《天体物理学杂志》, 884, 43 Prasad A., Srivastava A. K., Wang T., 2021, 《太阳物理学》, 296, 105 Prasad A., Srivastava A. K., Wang T., Sangal K., 2022, 《太阳物理学》, 297, 5 Priest E., 2014, 太阳磁流体力学, doi:10.1017/CBO9781139020732. Pylaev O. S., Zaqarashvili T. V., Brazhenko A. I., Melnik V. N., Hanslmeier A., Panchenko M., 2017, 《天文学与天体物理学》, 601, A42 Reale F., Lopez-Santiago J., Flaccomio E., Petralia A., Sciortino S., 2018, 《天体物理学杂志》, 856, 51 Roberts B., 2006, 《伦敦皇家学会哲学汇刊 A 辑》, 364, 447 Roberts B., 2019, 太阳大气中的磁流体力学波. 剑桥大学出版社 , doi:10.1017/9781108613774 Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G. S., 1978a, 《天体物理学杂志》, 220, 643 Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G. S., 1978b, 《天体物理学杂志》, 220, 643 Straus T., Fleck B., Jefferies S. M., Cauzzi G., McIntosh S. W., Reardon K., Severino G., Steffen M., 2008, 《天体物理学杂志》, 681, L125 Sych R., Zaqarashvili T. V., Nakariakov V. M., Anfinogentov S. A., Shibasaki K., Yan Y., 2012, 《天文学与天体物理学》, 539, A23 Van Doorsselaere T., et al., 2020, 《空间科学评论》, 216, 140 Viall N. M., Vourlidas A., 2015, 《天体物理学杂志》, 807, 176 Viall N. M., Spence H. E., Vourlidas A., Howard R., 2010, 《太阳物理学》, 267, 175 Wang T., Innes D. E., Qiu J., 2007, 《天体物理学杂志》, 656, 598 Wang T., Ofman L., Sun X., Provornikova E., Davila J. M., 2015, 《天体物理学杂志》, 811, L13 Wang T., Ofman L., Yuan D., Reale F., Kolotkov D. Y., Srivastava A. K., 2021, 《空间科学评论》, 217, 34 Zaitsev V. V., Stepanov A.V., 1975, 《地磁学、航空学与太阳物理研究》, 37, 3 Zaitsev V. V., Stepanov A. V., 1982, 《苏联天文学快报》 , 8, 132 Zavershinskii D., Molevich N., Ryashchikov D., Zavershinskii I., Pichugin S., 2016, 《声学会议论文集》, 28, 045007 Zavershinskii D. I., Kolotkov D. Y., Nakariakov V. M., Molevich N. E., Ryashchikov D. S., 2019, 《等离子体物理学》, 26, 082113 Zavershinskii D. I., Molevich N. E., Riashchikov D. S., Belov S. A., 2020, 《物理评论 E》, 101, 043204 Zavershinskii D., Kolotkov D., Riashchikov D., Molevich N., 2021, 《太阳物理学》, 296, 96 Zhugzhda Y. D., 1996, 《等离子体物理学》, 3, 10 Şahin S., Antolin P., 2022, 《天体物理学杂志》, 931, L27

本文由作者准备的 TEX/LATEX 文件排版。