

请参阅此出版物的讨论、统计和作者配置文件:<https://www.researchgate.net/publication/369668808>

使用晶格玻尔兹曼方法在矩形外壳中传播压力脉冲

会议论文·2022年8月

引用

1

阅读

62

2位作者:



约翰·奥古斯托·博卡内格拉

热那亚大学

发表论文43篇, 引用189次

SEE PROFILE



Davide Borelli

热那亚大学

88篇出版物1118次引用

SEE PROFILE



利用晶格玻尔兹曼方法在矩形外壳中传播压力脉冲

Johan Augusto Bocanegra和Davide Borelli

热那亚大学,热那亚,意大利,电子邮件:

augusto.bocanegra@edu.unige.it

脉冲通常用于确定箱体的声学特性(如房间混响时间)。声脉冲的消光主要取决于传播介质中的粘性衰减和箱体材料(墙壁、天花板和地板)的吸收。箱体的几何形状与这两种物理机制直接相关:前一种机制与房间的体积有关,后一种机制与房间的表面有关。晶格玻尔兹曼方法在声学领域越来越受到关注,因为它是一种数值方法,本质上模拟了波的传播,并且具有显著的并行化可能性。实现了一个简单的二维模型来模拟压力脉冲在矩形外壳(腔体)中的传播。在固定的封闭区域内测试了不同的几何比。在D2Q9晶格中使用了单松弛时间BGK碰撞算子。脉冲消光时间的确定与混响时间类似。在数值模型中,松弛时间控制着介质衰减,这个值越低(为了保证稳定性,总是 >0.5),衰减发生的越少。几何比影响消光时间遵循预期关系;消光时间与面积周长比成正比。这项工作表明,LBM可以应用于研究声在围护结构中的传播。未来的工作必须考虑三维域、随机噪声、谐波和更稳定的碰撞算子,以减少介质衰减而不引起不稳定性。

关键词:LBM, 混响, 高斯脉冲, 矩形室, 数值方法

1. 简介

房间和其他封闭场所的声学质量通常使用声学脉冲进行评估。控制听觉脉冲消光的物理原理与封闭空间的几何形状密切相关:粘性衰减受空间大小的影响,而墙壁、天花板和地板的吸收则由其表面决定。二维方法必须考虑墙壁的表面积和周长,而不是体积和表面积。

格子玻尔兹曼方法(Lattice Boltzmann Method, LBM)由于其独特的方法和强大的并行化能力, 在各个领域都受到了关注[1-3]。LBM的现状及其在传热和气动声学方面的应用前景可在[4]中找到;LBM的变体, 如累积量、熵或多重弛豫时间(MRT)模型, 提高了最常见的单一弛豫时间LBM模型的稳定性。这种数值方法已经在航空声学、音乐声学和多孔吸收中找到了几种应用。高斯脉冲在LBM中的传播已经有几位作者进行了研究:比较了Bhatnagar-Gross-Krook (BGK)和MRT碰撞模型[5], 研究了平面高斯脉冲[6]的耗散和色散特性, 或者扩展了考虑双原子气体和可调声速的方法[7-9]。在这项工作中, 最简单的BGK-LBM被评估为在室内声学中使用该方法的初步方法。考虑了声脉冲在具有刚性墙壁的封闭环境中多次反射后的传播和衰减, 检查了介质形状和扩散率的影响。

2. 方法

本研究采用二维模型进行。模拟几何图形的草图如图1所示。考虑了以形状因子 L_x/L_y 为特征的不同矩形外壳。压力脉冲根据测量ISO 3382-2:2008[10]的建议从源所在的外壳的角落传播。在不同点(接收器)计算的压力变化被用来确定脉冲的衰减。这些壁被认为是硬(反弹)边界。初步证明在多孔壁中进行。

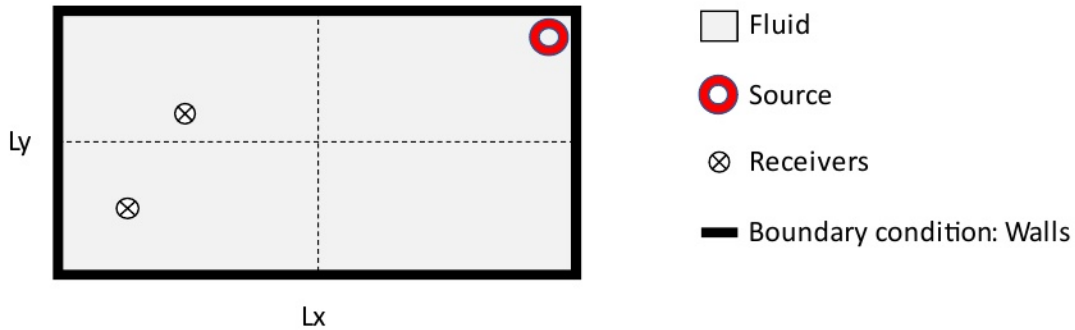


图1:考虑的几何形状的草图。

2.1 晶格玻尔兹曼方法

利用LBM的开源软件实现LBSim[11]进行了数值模拟。该数值方法求解概率密度函数或种群输运的离散玻尔兹曼方程(Eq.(1))

$$f_i(\mathbf{r} + \mathbf{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{\tau} (f_i(\mathbf{r}, t) - f_i^{eq}(\mathbf{r}, t))$$

图2显示了九个种群 F_i 在二维网格(格子)D2Q9[1]的每个节点。在这个格子中, 8个种群被传播到相邻节点, 一个种群停留在同一节点。请注意, 总体由包含离散速度基的箭头表示;这些箭头表示种群的流向。

求解算法分两步实现:

- 流步:概率密度函数从每个格中的一个节点传播到相邻节点;
- 碰撞步骤:到达每个节点的离散密度函数在它们之间发生碰撞, 并且一组新的人口准备流并重复该算法。

为了计算种群之间的碰撞，使用碰撞算子BGK [12] (Eq.(1)右侧)。该碰撞算子表示传入种群 $F(\langle e:1 \rangle, T)$ 到平衡种群FEQ的松弛，具有特征松弛时间 $\langle e:1 \rangle$ 。反弹边界条件di-墙体采用了条件反射。

已知该计算参数与流体的运动粘度有关，Eq.(2):

$$\nu = \left(\frac{\Delta x}{\Delta t}\right)^2 (\tau - \Delta t/2) \quad (2)$$

也因此与时间步长有关。在模拟过程中，改变弛豫时间(1,0.7,0.6,0.51)，观察其对脉冲衰减的影响。可以注意到，需要使用 $> 1/2$ 来保证非负黏度。晶格的分辨率($L/\Delta x$)也发生了变化。在固定了空间分辨率之后，时间分辨率的计算和 ΔT is需要找到计算单位和物理单位之间的等价关系。可以实现不同的方法来确定 ΔT ，例如使用声速 $CS = \Delta T/\Delta x$ 的值或Eq.(2)。在这项工作中，结果以LBM(计算)单位呈现。

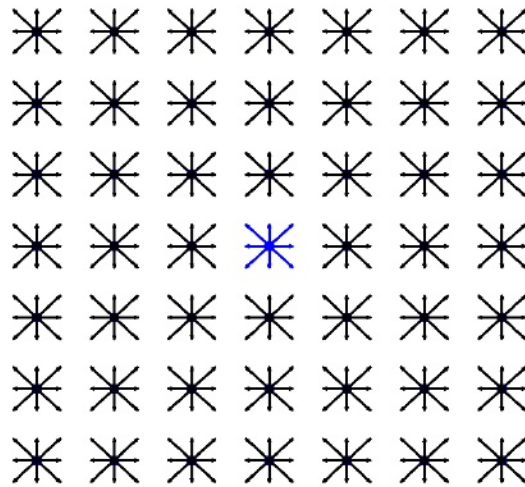


图2:D2Q9晶格。

3. 结果与讨论

模拟运行在每秒1到2个大型站点更新(MSUPS)之间。MSUPS通常用于评估计算性能。总计算时间取决于晶格大小，大约从10分钟(100x100)增加到近2小时(800x800)。为了提高计算性能，可以使用多核平台将晶格细分为小段以允许并行计算。还建议避免输入/输出操作，这通常意味着瓶颈，因为所有核心的通信和同步是必要的。

3.1 松弛参数

图3显示了压力信号的后处理，以确定衰减率(dB/时间步长)和计算衰减时间(将压力幅值降低60 dB所需的时间步长)。压力信号参照每个信号的最大值换算成分贝，对应0 dB。将一个包络调整为每个信号的局部最大值。还可以注意到信号随时间的减少，第一次反射的早期衰减和后期线性趋势的衰减。

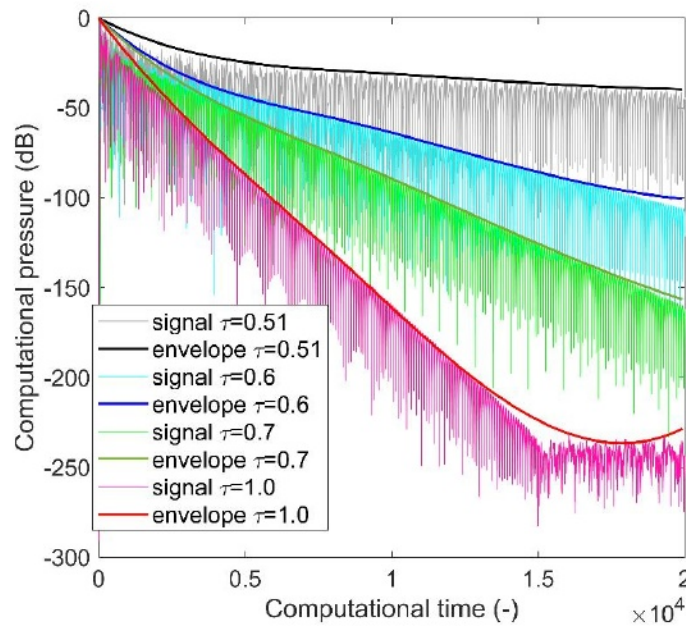


图3:用于确定衰减率和消光时间的压力信号和包络线。方形包络——当然(100x100格)。

图4给出了一些传播特性(源位于中心), 比如脉冲的初始形状和在壁上的第一次反射。在此图中, 模型的各向同性在定性上是可感知的。即使考虑了粗晶格, 波前也采用圆形。当松弛参数减小到接近下限(0.5)时, 衰减率降低, 但可以注意到与非线性不稳定性相关的效应(图5)。

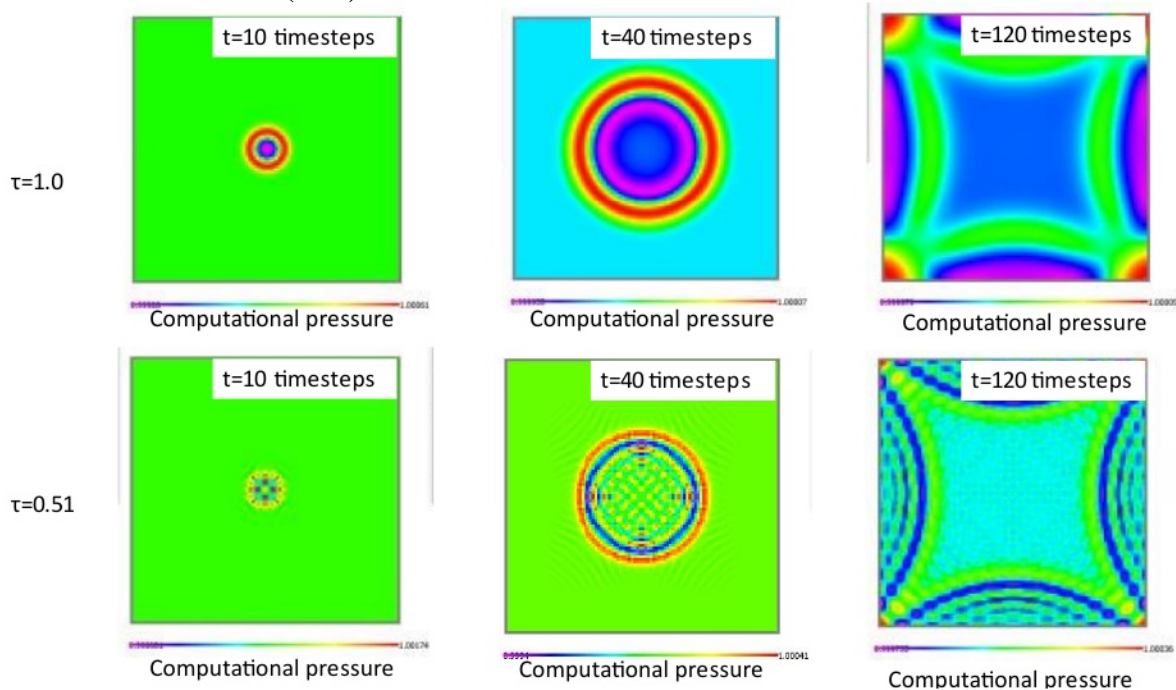


图4:方形围框(100x100单元)。(a)消光时间vs. tau (b)衰减率vs.时间。

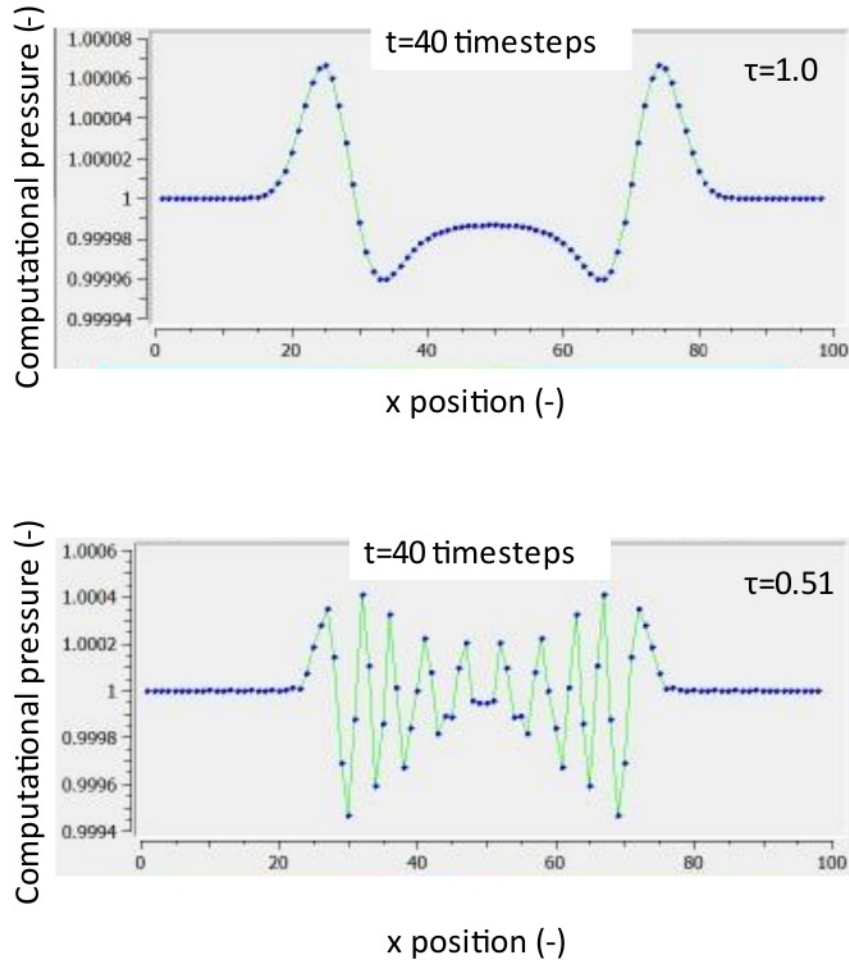


图5:40个时间步长后的脉冲形状，方形框(100x100个细胞)。

3.2 形状因子

二维房间的混响时间 RT_{xy} 可以使用式3[13-15]中的公式计算:

$$RT_{xy} = \frac{0.128 S_{xy}}{F(\bar{\alpha}) L_{xy}} \rightarrow RT_{xy} \propto \frac{S_{xy}}{L_{xy}} \quad (3)$$

This reverberation time is then proportional to the geometrical ratio between the area S_{xy} and the perimeter L_{xy} . On the other hand the average sound absorption coefficient $\bar{\alpha}$ decreases the RT_{xy} . Neubauer and Koster [15] consider $F(\bar{\alpha}) = -\ln(1 - \bar{\alpha})$; in the present model $\bar{\alpha}$ was supposed fixed by the selection of the boundary conditions; the applicability of the two-dimensional model to real room acoustic was critically revised by [16].

图6恢复了衰减时间计算的结果。在图中，改变弛豫时间的效果是可见的;数值越低，衰减时间越长(粘性衰减越小)。衰减时间与几何因子面积/周长之间的比例关系在Eq. 3中表示是可见的，但仅描述了主要趋势。对于给定的比例 L_x/L_y (例如，对于尺寸为100x100, 200x200, 400x400和800x800单元格的方形形状 $L_x/L_y=1$)，式3中表示的比例可以描述得到的结果，框越大， $S_{\text{综}}/L_{\text{综}}$ ratio越大，衰减时间越长，如图6 (a)。当矩形形状比 L_x/L_y 发生变化时，这种关系并不明显，见图6(b);主要的限制可能与粘滞为主的衰减有关

考虑松弛参数的较低值;未来的工作必须使用更稳定的LBM模型(如熵或多重弛豫时间模型)来探索更低的粘度值。衰变时间计算中的其他一些限制也可能与这种行为有关。包络线的计算和排除每个信号早期衰减的限制必须在每种情况下进行优化,以及模拟的总时间步长(在本研究中,所有模拟都考虑了20000个时间步长)。在未来的工作中,对于更大的几何域和更多接收器的信号,模拟的总时间将更高。

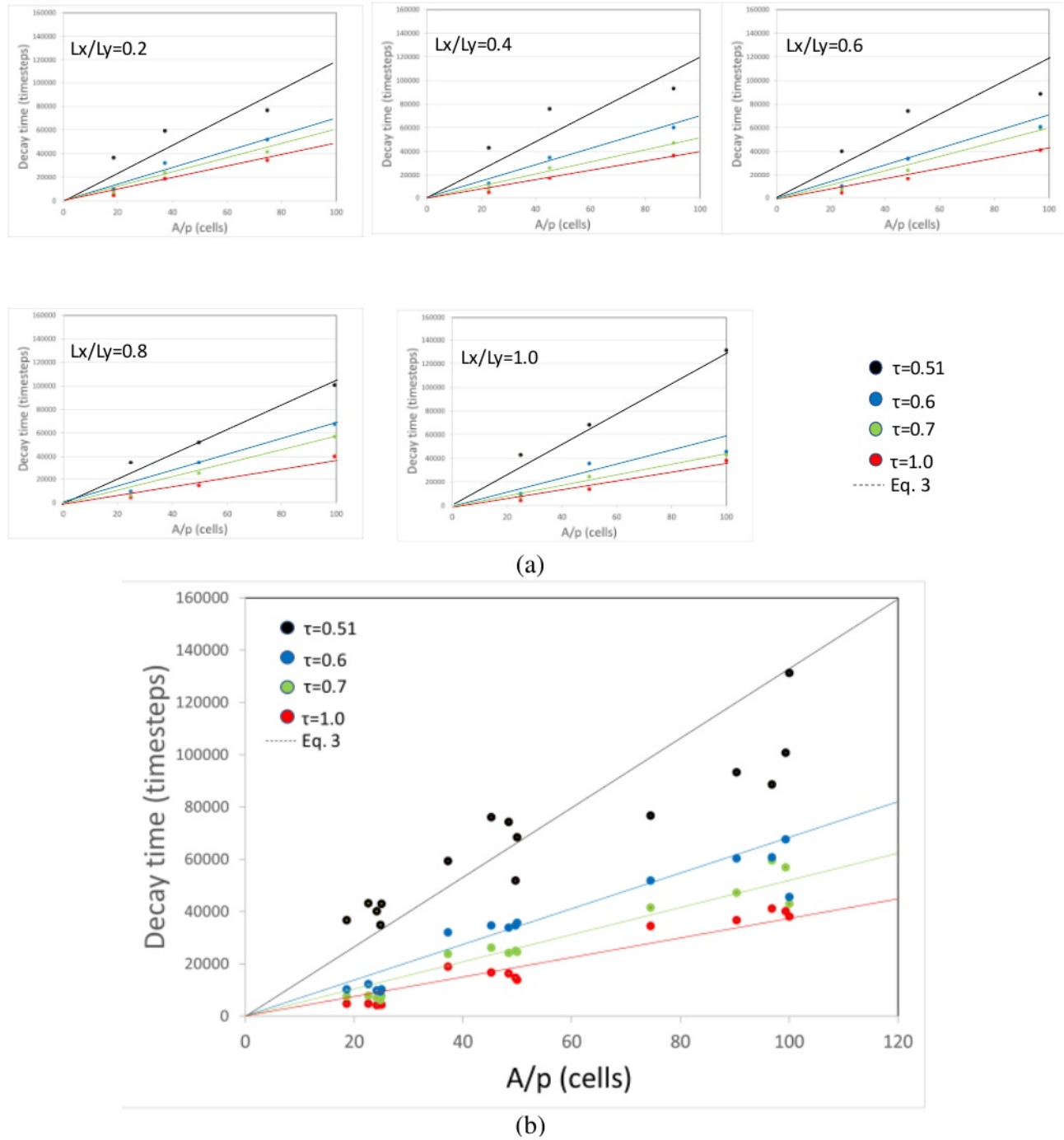


图6:衰减时间与形状因子的对比。与公式3中表示的比例比较。(a)固定矩形比 Lx/Ly 可变面积, (b)可变矩形比 Lx/Ly 。

通过在壁面附近添加多孔层(1胞厚层- ϵ_r - 50%孔隙率)来改变壁面吸收系数的效果显示出衰减时间的缩短(后期衰减效果明显), 见图7。

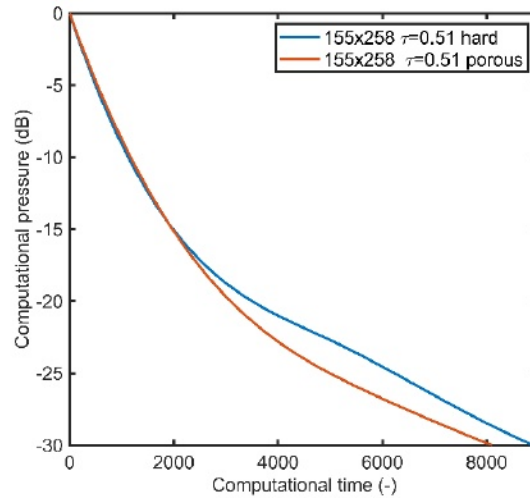


图7:衰减曲线, 靠近壁的多孔层的效果(155x258个细胞)。

4. 结论

采用点阵玻尔兹曼方法研究了压力脉冲在矩形外壳中的传播。在模拟过程中注意到圆形波前和对称反射模式, 证明了该方法的巨大各向同性。

在这种数值方法中, 数值参数的调整并不简单, 因为时间分辨率和空间分辨率是由一个额外的参数联系在一起的:弛豫时间。弛豫时间越高, 介质的黏度和衰减越高。松弛参数必须固定到较低的值;但通过这种选择, 会在解中诱发非线性不稳定性。在衰减时间内降低粘度的效果对于所考虑的所有几何形状都是显著的。几何比(面积/周长)似乎与衰变时间直接相关。

这项初步研究旨在首次尝试评估LBM在室内声学中的可能适用性。然而, 必须详细研究多孔壁、三维域、随机噪声的消除和先进的碰撞模型(确保低粘性衰减)的影响, 以了解其对现实条件的适用性。

参考文献

1. Succi S, Benzi R, Massaioli F. A Review of the Lattice Boltzmann Method, *International Journal of Modern Physics C*, **4**(2), 409-415 (1993).
2. Bocanegra Cifuentes JA, Borelli D, Cammi A, Lomonaco G, Misale M. Lattice Boltzmann Method Applied to Nuclear Reactors—A Systematic Literature Review, *Sustainability*, **12**(18), 7835, (2020). doi:10.3390/su12187835
3. Bocanegra JA, Marchitto A, Misale M. Thermal performance investigation of a mini natural circulation loop for solar PV panel or electronic cooling simulated by lattice Boltzmann method, *International Journal of Energy Production & Management.*, **5**(4), 1-12 (2022). doi:10.2495/EQ-V7-N1-1-12

4. Sharma KV, Straka R, Tavares FW. Current status of Lattice Boltzmann Methods applied to aerodynamic, aeroacoustic, and thermal flows, *Progress in Aerospace Sciences*, **115**, 100616, (2020). doi:10.1016/j.paerosci.2020.100616
5. Marié S, Ricot D, Sagaut P. Accuracy of Lattice Boltzmann Method for Aeroacoustic Simulations, *proceedings in 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, (2007). doi: 10.2514/6.2007-3515
6. Brès G, Pérot F, Freed D. Properties of the Lattice Boltzmann Method for Acoustics, *proceedings in 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, (2009). doi:10.2514/6.2009-3395
7. Li XM, C. So RM, K. Leung RC. Propagation Speed, Internal Energy, and Direct Aeroacoustics Simulation Using Lattice Boltzmann Method, *AIAA Journal*, **44**(12), 2896-2903 (2006). doi:10.2514/1.18933
8. Li XM, K. Leung RC, C. So RM. One-Step Aeroacoustics Simulation Using Lattice Boltzmann Method, *AIAA Journal*, **44**(1), 78-89, (2006). doi:10.2514/1.15993
9. Fu SC, So RMC, Leung RCK. Modeled Boltzmann Equation and Its Application to Direct Aeroacoustic Simulation, *AIAA Journal*, **46**(7), 1651-1662, (2008). doi:10.2514/1.33250
10. Acoustics, measurement of room acoustic parameters. Reverberation time in ordinary rooms, BS EN ISO 3382-2:2008, *British Standards Institution*, London (2012).
11. Komori, F.S. (2015). *LBSim: a fluid dynamics simulator using the lattice Boltzmann method* [Online.] available: <https://github.com/fabioskomori/lbsim>
12. Bhatnagar PL, Gross EP, Krook M. A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems, *Phys Rev.*, **94**(3), 511-525, (1954). doi:10.1103/PhysRev.94.511
13. Tohyama M, Suzuki A. Reverberation time in an almost-two-dimensional diffuse field, *Journal of Sound and Vibration*, **111**(3):391-398, (1986). doi:10.1016/S0022-460X(86)81400-6
14. Tohyama M. *Sound in the Time Domain*, Springer Singapore, (2018). doi:10.1007/978-981-10-5889-9
15. Neubauer R, Kostek B. Prediction of the reverberation time in rectangular rooms with non-uniformly distributed sound absorption, *Archives of Acoustics*, **26**(3):183-201, (2001).
16. Shalkouhi PJ. Comments on “Reverberation time in an almost-two-dimensional diffuse field” [J. Sound Vib., 111, 391–398, 1986], *Journal of Sound and Vibration*, **333**(13), 2995-2998 (2014). doi:10.1016/j.jsv.2014.02.015