



(12)发明专利

(10)授权公告号 CN 110822206 B

(45)授权公告日 2020.09.04

(21)申请号 201911128961.X

G06F 17/11(2006.01)

(22)申请日 2019.11.18

(56)对比文件

(65)同一申请的已公布的文献号

CN 101165320 A,2008.04.23

申请公布号 CN 110822206 A

CN 202139715 U,2012.02.08

CN 107990079 A,2018.05.04

(43)申请公布日 2020.02.21

JP H01302060 A,1989.12.06

(73)专利权人 重庆大学

CN 106765678 A,2017.05.31

地址 400030 重庆市沙坪坝区沙正街174号

CN 206861840 U,2018.01.09

(72)发明人 温维佳 吴肖肖 黄映洲 向霄
王蜀霞

审查员 王麒

(74)专利代理机构 重庆天成卓越专利代理事务
所(普通合伙) 50240

代理人 谭小容

(51)Int.Cl.

F16L 55/033(2006.01)

G06F 30/20(2020.01)

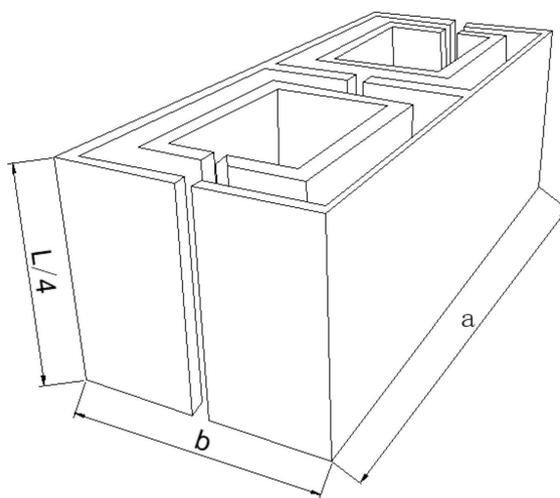
权利要求书1页 说明书6页 附图3页

(54)发明名称

超开放式高效通风吸声单元及吸声器

(57)摘要

本发明公开了一种超开放式高效通风吸声单元,包括两个前后并排对称设置的第一、第二分列管谐振腔,每个分列管谐振腔由内框、外框构成,整体呈“回”字形,第一、第二分列管谐振腔的左右两侧均配备有盖板,从而在内外框之间形成吸声通道,在第一、第二分列管谐振腔上还设置有“一”字形的水平吸声窄缝。本发明还公开了超开放式高效通风吸声器。每个吸声单元构成一个类似于弹簧的刚性的损耗振荡器,吸声器用于安装在开放式气流通道内,能实现低频的高效吸收(>95%)和通风(>80%的风速比),克服了现目前声学超材料需要完全密封流动通道以实现完美声吸收但无法满足通风的技术瓶颈,特别适用于空调、排气罩和流道等充满流体的环境的噪声控制。



1. 一种超开放式高效通风吸声单元,其特征在於:包括两个前后并排对称设置的第一分列管谐振腔(1)和第二分列管谐振腔(2),每个分列管谐振腔由内框、外框构成,整体呈“回”字形,且第一、第二分列管谐振腔(1、2)的左右两侧均配备有盖板,从而在内外框之间形成吸声通道;在第一分列管谐振腔(1)的外框前侧壁中部、内框前侧壁中部、外框后侧壁中部,在第二分列管谐振腔(2)的外框前侧壁中部、内框后侧壁中部、外框后侧壁中部分别设置有“一”字形的水平吸声窄缝。

2. 一种超开放式高效通风吸声器,其特征在於:包括至少一个如权利要求1所述的超开放式高效通风吸声单元(A),所述超开放式高效通风吸声单元(A)固定安装在开放通风的气流通道(B)内,超开放式高效通风吸声单元(A)的横截面小于气流通道(B)的横截面,从而在气流通道(B)的内壁与超开放式高效通风吸声单元(A)的外壁之间形成气流通过空间(C)。

3. 根据权利要求2所述的超开放式高效通风吸声器,其特征在於:所述气流通道(B)内左右并排设置有若干个超开放式高效通风吸声单元(A),构成一个超开放式高效通风吸声单元组,在气流通道(B)内上下间隔设置有若干个超开放式高效通风吸声单元组,上下相邻的两个超开放式高效通风吸声单元组之间的间隔构成所述的气流通过空间(C),位于同一超开放式高效通风吸声单元组的吸声通道通过自带的盖板隔开。

超开放式高效通风吸声单元及吸声器

技术领域

[0001] 本发明涉及低频噪音处理技术领域,具体涉及一种具有超开放式高效通风性能的吸声单元,以及一种具有超开放式高效通风性能的吸声器。

背景技术

[0002] 噪音消除在我们的日常生活中起着重要的作用,特别是对于低频噪声(在50到1000Hz之间),由于其穿透力高,目前实现低频噪声的有效吸声仍是一项非常艰巨的工作。

[0003] 在过去的二十年中,已经提出了各种声学超材料吸收器来克服天然吸声材料在处理低频声音($<1000\text{Hz}$)时的固有局限性。一旦传输受阻,它们就会在定制的工作频率上产生高效率的吸收。与传统的多孔材料相比,它们可以在潮湿和狭窄空间等恶劣环境中去控制噪音并改善声音环境。然而,在日常生活和工业中,噪声的产生通常伴随着不稳定的流体流动,特别是与管道,喷嘴和涡轮机内部或周围的湍流有关。此外,流体必须具有自由流通的通道,以使相应的设备、装置或设施正常工作。这样的实际情况是许多先前的超材料吸声器无法做到,因为它们通常需要完全密封流动通道使得背景流体无法流通而实现完美吸声。否则,如果有背景流体流动,吸收率可能会大大降低,通常不能超过50%。最近,已经证明了几种通风的超材料吸收器,但是与可定制的宽带高效通风完美吸声器相比,它们的性能(包括工作频率,带宽和最大吸收)仍然不令人满意,其中一些可以同时低频下实现高效的声反射($>90\%$)和通风($>60\%$)。这种性能缺陷可归因于单个亚波长散射的最大吸收截面仅为其最大散射截面的四分之一所致。

发明内容

[0004] 本发明旨在提供一种专用于低频噪音处理的超开放式高效通风吸声单元,它可以实现低频的高效吸收和通风,以克服现目前声学超材料需要完全密封流动通道使得背景流体无法流动的缺陷,适用于空调、排气罩和流道等充满流体的环境的噪声控制。

[0005] 本发明所采用的技术方案是:一种超开放式高效通风吸声单元,包括两个前后并排对称设置的第一分列管谐振腔和第二分列管谐振腔,每个分列管谐振腔由内框、外框构成,整体呈“回”字形,且第一、第二分列管谐振腔的左右两侧均配备有盖板,从而在内外框之间形成吸声通道;在第一分列管谐振腔的外框前侧壁中部、内框前侧壁中部、外框后侧壁中部,在第二分列管谐振腔的外框前侧壁中部、内框后侧壁中部、外框后侧壁中部分别设置有“一”字形的水平吸声窄缝。

[0006] 同时,本发明还提供了一种超开放式高效通风吸声器,包括至少一个如上述的超开放式高效通风吸声单元,所述超开放式高效通风吸声单元固定安装在开放通风的气流通道内,超开放式高效通风吸声单元的横截面小于气流通道的横截面,从而在气流通道的内壁与超开放式高效通风吸声单元的外壁之间形成气流通过空间。

[0007] 作为优选,所述气流通道内左右并排设置有若干个超开放式高效通风吸声单元,构成一个超开放式高效通风吸声单元组,在气流通道内上下间隔设置有若干个超开放式高

效通风吸声单元组,上下相邻的两个超开放式高效通风吸声单元组之间的间隔构成所述的气流通过空间,位于同一超开放式高效通风吸声单元组的吸声通道通过自带的盖板隔开。根据气流通道的横截面尺寸选配不同数量的超开放式高效通风吸声单元,当采用上下间隔设置的多个超开放式高效通风吸声单元组时,上下相邻的两个超开放式高效通风吸声单元组之间的间隔构成气流通过空间,进一步确保通风和吸声效果。

[0008] 进一步优选为,所述第一、第二分列管谐振腔采用的材质为光敏树脂,其弹性模量为2.46GPa,密度为1.10g/cm³。

[0009] 本发明的有益效果是:超开放式高效通风吸声单元采用两个分别呈“回”字形的弱耦合分列管谐振腔,并结合盖板形成的吸声通道、多个“一”字形的水平吸声窄缝,使每个吸声单元构成一个类似于弹簧的刚性的损耗振荡器,用于安装在横截面更大的开放式气流通道内,能实现低频的高效吸收(>95%)和通风(>80%的风速比),克服了现目前声学超材料需要完全密封流动通道以实现完美声吸收但无法满足通风的技术瓶颈,特别适用于空调、排气罩和流道等充满流体的环境的噪声控制。

附图说明

[0010] 图1是超开放式高效通风吸声单元的立体图。

[0011] 图2是超开放式高效通风吸声单元的左/右侧视图(不包括盖板)。

[0012] 图3是超开放式高效通风吸声器安装在气流通道内的断面图。

[0013] 图4是超开放式高效通风吸声单元的理论支撑示意图。

具体实施方式

[0014] 下面通过实施例并结合附图,对本发明作进一步说明:

[0015] 结合图1、图2所示,一种超开放式高效通风吸声单元,由两个前后并排对称设置的第一分列管谐振腔1和第二分列管谐振腔2构成。每个分列管谐振腔由内框、外框构成,整体呈“回”字形。第一分列管谐振腔1、第二分列管谐振腔2的左右两侧均配备有盖板(图中未示出),从而在内外框之间形成吸声通道。

[0016] 在第一分列管谐振腔1的外框前侧壁中部、内框前侧壁中部、外框后侧壁中部,在第二分列管谐振腔2的外框前侧壁中部、内框后侧壁中部、外框后侧壁中部分别设置有“一”字形的水平吸声窄缝。

[0017] 一种超开放式高效通风吸声器,包括至少一个上述的超开放式高效通风吸声单元A。超开放式高效通风吸声单元A固定安装在开放通风的气流通道B内,超开放式高效通风吸声单元A的设置数量根据气流通道B的横截面尺寸确定。

[0018] 超开放式高效通风吸声单元A的横截面小于气流通道B的横截面,从而在气流通道B的内壁与超开放式高效通风吸声单元A的外壁之间形成气流通过空间C。超开放式高效通风吸声单元由弱耦合的分裂管谐振腔组成,其吸声及通风效果通过数值计算和实验测量得以证明,能实现低频的高效吸收(>95%)和通风(>80%的风速比),通过优化堆叠具有不同谐振频率的超开放式高效通风吸声单元A来实现宽带吸收。

[0019] 如图3所示,最好是,气流通道B内左右并排设置有若干个超开放式高效通风吸声单元A,构成一个超开放式高效通风吸声单元组。每组超开放式高效通风吸声单元组包括左

右并排设置的四个超开放式高效通风吸声单元A。在气流通道B内上下间隔设置有若干个超开放式高效通风吸声单元组。在气流通道B内上下间隔设置有三个超开放式高效通风吸声单元组。上下相邻的两个超开放式高效通风吸声单元组之间的间隔构成的气流通过空间C，位于同一超开放式高效通风吸声单元组的吸声通道通过自带的盖板3隔开。盖板3设置在超开放式高效通风吸声单元A的左右两侧，正好将超开放式高效通风吸声单元A的左右两端封住。

[0020] 第一分列管谐振腔1、第二分列管谐振腔2采用的材质的弹性模量为2.46GPa，密度为1.10g/cm³，但不限于此。

[0021] 下面对超开放式高效通风吸声单元进行理论说明。

[0022] 如图4所示，每个超开放式高效通风吸声单元（以下简称为“UVMA单元”）构成一个类似于弹簧的刚性的损耗振荡器。

[0023] (a) UVMA单元的横截面(xz平面)，其有效模型包括有损质量和弹簧。下标表示每个分列管谐振腔(1,输入侧;2,输出侧)。(b)由(S11)等式对UVMA单元的模拟(实线)和拟合(散射)吸收光谱($w_{chan}=1.5mm$ 和 $w_{chan}=3.5mm$ 时)。(c)从模拟中获得的比率 $\kappa_c/(\eta_r+\eta_l)$ 。(d)从模拟中获得的吸收峰的频率。

[0024] Note 1.耦合损耗振荡器的有效模型

[0025] 为了建立一个有效的模型来分析两个谐振器之间的相互作用，我们将UVMA单元建模为两个耦合的损耗振荡器，每个振荡器的质量为m，弹簧常数为k，如图4(a)所示。用该方程描述了耦合损耗振荡器在外力作用下的运动

$$[0026] \quad m \frac{d^2}{dt^2} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \eta_l + \eta_r & \eta_c \\ \eta_c & \eta_l + \eta_r \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} + k \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} \quad (S1)$$

[0027] 下标代指的不同的谐振器(1,input side;2,output side), x_i 表示的振幅, η_l 代表的热粘损耗, η_r 代表的辐射损耗, η_c 代表两个谐振器之间的辐射耦合, F_i 是作用在第i个谐振器上的力模拟了对应的谐振器.可以模拟单组的耦合谐振器,或者耦合谐振器的阵列,周期性导致了 η_r 和 η_c 的不同.进一步分析,我们假设时域波长的因子 $e^{-i\omega t}$,将这个方程转化为频域

$$[0028] \quad \left\{ -m\omega^2 - i\omega \begin{bmatrix} \eta_l + \eta_r & \eta_c \\ \eta_c & \eta_l + \eta_r \end{bmatrix} + k \right\} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} \quad (S2)$$

[0029] 与振幅的比率 X_{ij} 定义为 $X_{ij}=x_i/x_j$,因此

$$[0030] \quad \left\{ -m\omega^2 - i\omega \begin{bmatrix} \eta_l + \eta_r + \eta_c X_{21} & \\ & \eta_l + \eta_r + \eta_c X_{12} \end{bmatrix} + k \right\} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_1 \\ F_2 \end{bmatrix} \quad (S3)$$

[0031] 由此,我们得到 x_1 和 x_2 的表达式

$$[0032] \quad \begin{aligned} x_1 &= \frac{F_1}{-m\omega^2 - i\omega(\eta_l + \eta_r + \eta_c X_{21}) + k} \\ x_2 &= \frac{F_2}{-m\omega^2 - i\omega(\eta_l + \eta_r + \eta_c X_{12}) + k} \end{aligned} \quad (S4)$$

[0033] 可以推出

$$[0034] \quad X_{21} = x_2 / x_1 = \frac{-m\omega^2 - i\omega(\eta_l + \eta_r + \eta_c X_{21}) + k}{-m\omega^2 - i\omega(\eta_l + \eta_r + \eta_c X_{12}) + k} F_{21} \quad (S5)$$

[0035] 力的比值 $F_{ij} = F_i / F_j$. 且 $X_{12} = 1 / X_{21}$, 解方程Eq. (S5) 得到了 X_{21} 的显式方程

$$[0036] \quad X_{21} = \frac{2\eta_c - 2F_{21}(\eta_l + \eta_r) + iF_{21}\eta_0(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega})}{2(F_{21}\eta_c - \eta_l - \eta_r) + i\eta_0(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega})} \quad (S6)$$

[0037] 参数 $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ 固有频率, $\eta_0 = 2\sqrt{km}$ 是临界阻尼系数. 然后求一段时间内振子的平均耗散功率

$$[0038] \quad \begin{aligned} P_{\text{diss}} &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[\eta_l \frac{dx_1^*}{dt} \frac{dx_1}{dt} \right] + \frac{1}{2} \text{Re} \left[\eta_l \frac{dx_2^*}{dt} \frac{dx_2}{dt} \right] \\ &= \frac{1}{2} \omega^2 \eta_l |x_1|^2 (1 + |X_{21}|^2) \\ &= \frac{2\eta_l |F_1|^2 (1 + |X_{21}|^2)}{\eta_0^2 \left[\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} + 2 \frac{\text{Im}(\eta_r + \eta_c X_{21})}{\eta_0} \right]^2 + 4[\eta_l + \text{Re}(\eta_r + \eta_c X_{21})]^2} \end{aligned} \quad (S7)$$

[0039] 对于单边入射, 它可以看作是对称入射和反对称入射的线性叠加, 因此, 我们将外力分别表示为 $F_1 = pS_0$ 和 $F_2 = 0$, 其中 S_0 是谐振器的有效面积, p 是入射声压. $F_{21} = 0$, 则耗散功率为

$$[0040] \quad P_{\text{diss}} = \frac{2\eta_l |p|^2 S_0^2 (1 + |X_{21,0}|^2)}{\eta_0^2 \left[\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} + 2 \frac{\text{Im}(\eta_r + \eta_c X_{21,0})}{\eta_0} \right]^2 + 4[\eta_l + \text{Re}(\eta_r + \eta_c X_{21,0})]^2} \quad (S8)$$

[0041] 和

$$[0042] \quad X_{21,0} = X_{21} |_{F_{21}=0} = \frac{2\eta_c}{-2(\eta_l + \eta_r) + i\eta_0(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega})} \quad (S9)$$

[0043] 另一方面, 其入射功率可以被表示为

$$[0044] \quad P_{\text{inc}} = \frac{|p|^2 S_{\text{inc}}}{2Z} \quad (S10)$$

[0045] 其中 S_{inc} 是入射通道的面积, Z 是声阻抗. 因此, 振荡器的吸收系数等于耗散功率与入射功率之比

$$[0046] \quad \begin{aligned} A &= P_{\text{diss}} / P_{\text{inc}} \\ &= \frac{2\eta_l \eta_r^0 (1 + |X_{21,0}|^2)}{\eta_0^2 \left[\frac{\omega_0}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_0} + 2 \frac{\text{Im}(\eta_r + \eta_c X_{21,0})}{\eta_0} \right]^2 + 4[\eta_l + \text{Re}(\eta_r + \eta_c X_{21,0})]^2} \end{aligned} \quad (S11)$$

[0047] $\eta_r^0 = ZS_{\text{inc}} / S_0^2$ 是无透射时的参考辐射阻尼衰减

[0048] 显然, 最大或最小吸收发生在满足条件的频率上

[0049] $\frac{\partial A}{\partial \omega} = 0$ (S12)

[0050] 为了有可能得到直观的可解析分析,我们考虑深亚波长情况,使得 η_r 为纯实数, $\eta_c = i\kappa_c$ 为纯虚数。经过繁琐的代数运算后,发现(S12)能直接得到结果

[0051] $\omega = \omega_0$ (S13)

[0052] 其它的解被这个方程所决定

[0053]
$$\eta_0^4 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^4 + 8\eta_0^2 [(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2] \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 + 16[(\eta_l + \eta_r)^2 - 3\kappa_c^2][(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2] = 0$$
 (S14)

[0054] 事实上,当方程Eq. (S14)有实数解,吸收谱会在 ω_0 处出现两个峰。存在的实数解推出了这个不等式

[0055] $16[(\eta_l + \eta_r)^2 - 3\kappa_c^2][(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2] < 0$ (S15)

[0056] 其中,

[0057] $\kappa_c > \frac{\eta_l + \eta_r}{\sqrt{3}}$ (S16)

[0058] 得到

[0059]
$$\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{2}{\eta_0} \sqrt{2\kappa_c \sqrt{(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2} - [(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2]}$$
 (S17)

[0060] 经过一系列代数变换,得到

[0061] $\omega_{\pm} = \omega_0 (\chi \pm \sqrt{1 + \chi^2})$, (S18)

[0062] 其中

[0063]
$$\chi = \frac{1}{\eta_0} \sqrt{2\kappa_c \sqrt{(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2} - [(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2]}$$
 (S18)

[0064] 最大的吸收 A_{\max} 是

[0065]
$$A_{\max} = A(\omega_{\pm}) = \frac{\eta_l \eta_r^0 [\kappa_c + \sqrt{(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2}]}{8(\eta_l + \eta_r)^2 \kappa_c}$$
 (S19)

[0066] 方程Eqs. (S16)和(S19)确认在图3处观察到的最大吸收的分裂是由于两个谐振器的最大的耦合辐射

[0067] 另一方面,如果辐射耦合 κ_c 变得足够小,例如

[0068] $\kappa_c \leq \frac{\eta_l + \eta_r}{\sqrt{3}}$ (S20)

[0069] 方程Eq. (S14)没有实数解,这两个吸收峰将会发生简并。相应的,这个最大吸收 A_{\max} 将会在 ω_0 处出现,其吸收值等于

[0070]
$$A_{\max} = A(\omega_0) = \frac{\eta_l \eta_r^0}{2[(\eta_l + \eta_r)^2 + \kappa_c^2]}$$
 (S21)

[0071] Note 2. Emergence of 90°-相位差的出现与吸声峰的合并

[0072] 正如上面所提到的,两个吸收峰的合并使得最大的吸收值出现在 ω_0 . 对于 ω_0 附近的(角)频率,我们指的是 $\omega = \omega_0 + \delta\omega$, 单侧入射的振动率可以被表示为

$$\begin{aligned}
 X_{21,0}(\omega_0 + \delta\omega) &= \frac{2i\kappa_c}{-2(\eta_l + \eta_r) + i\eta_0\left(\frac{\omega_0 + \delta\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0 + \delta\omega}{\omega}\right)} \\
 [0073] \quad & \approx -\frac{i\kappa_c}{\eta_l + \eta_r} + \frac{\eta_0\kappa_c}{(\eta_l + \eta_r)^2\omega_0}\delta\omega \quad (S23)
 \end{aligned}$$

[0074] 我们忽略其高阶项. $X_{21,0}$ 的相位在共振 ω_0 恰好是 -90° , 第二个谐振器的相位滞后于第一个入射波入射的谐振器。

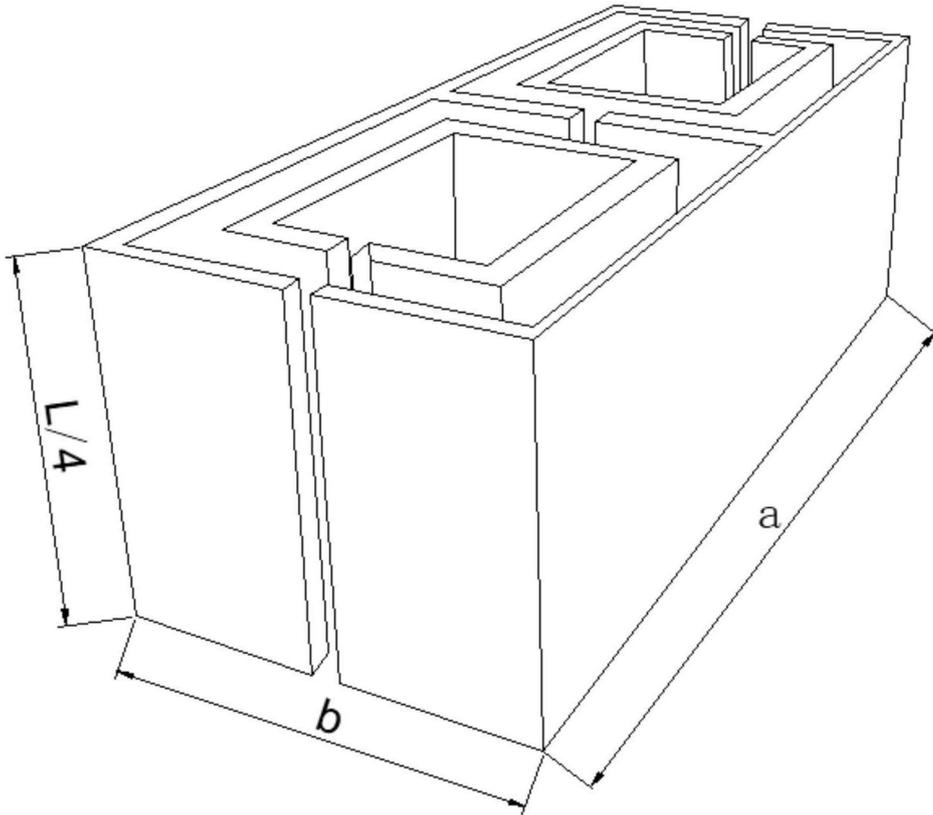


图1

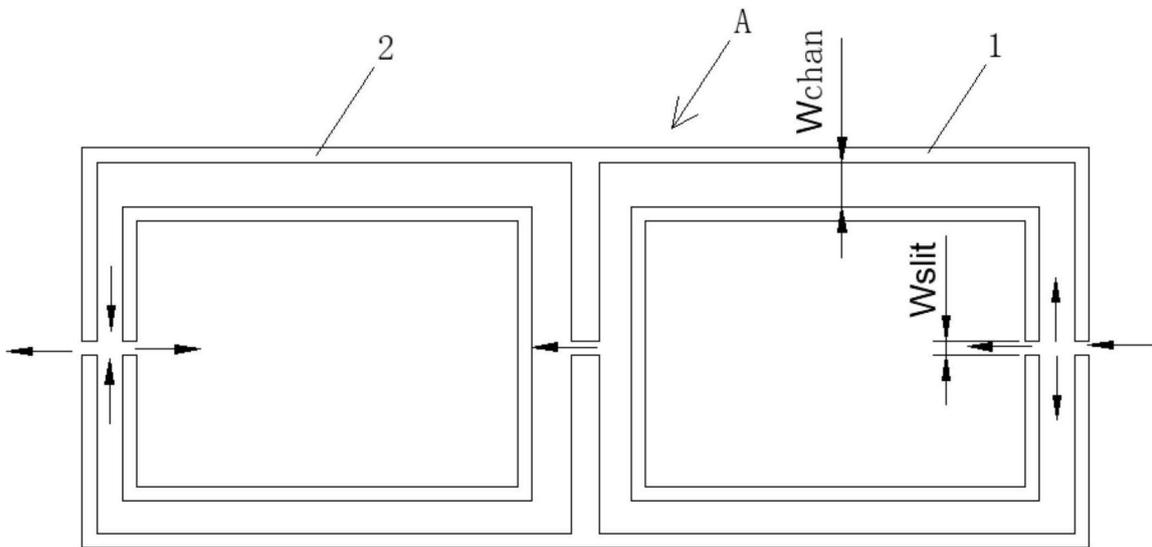


图2

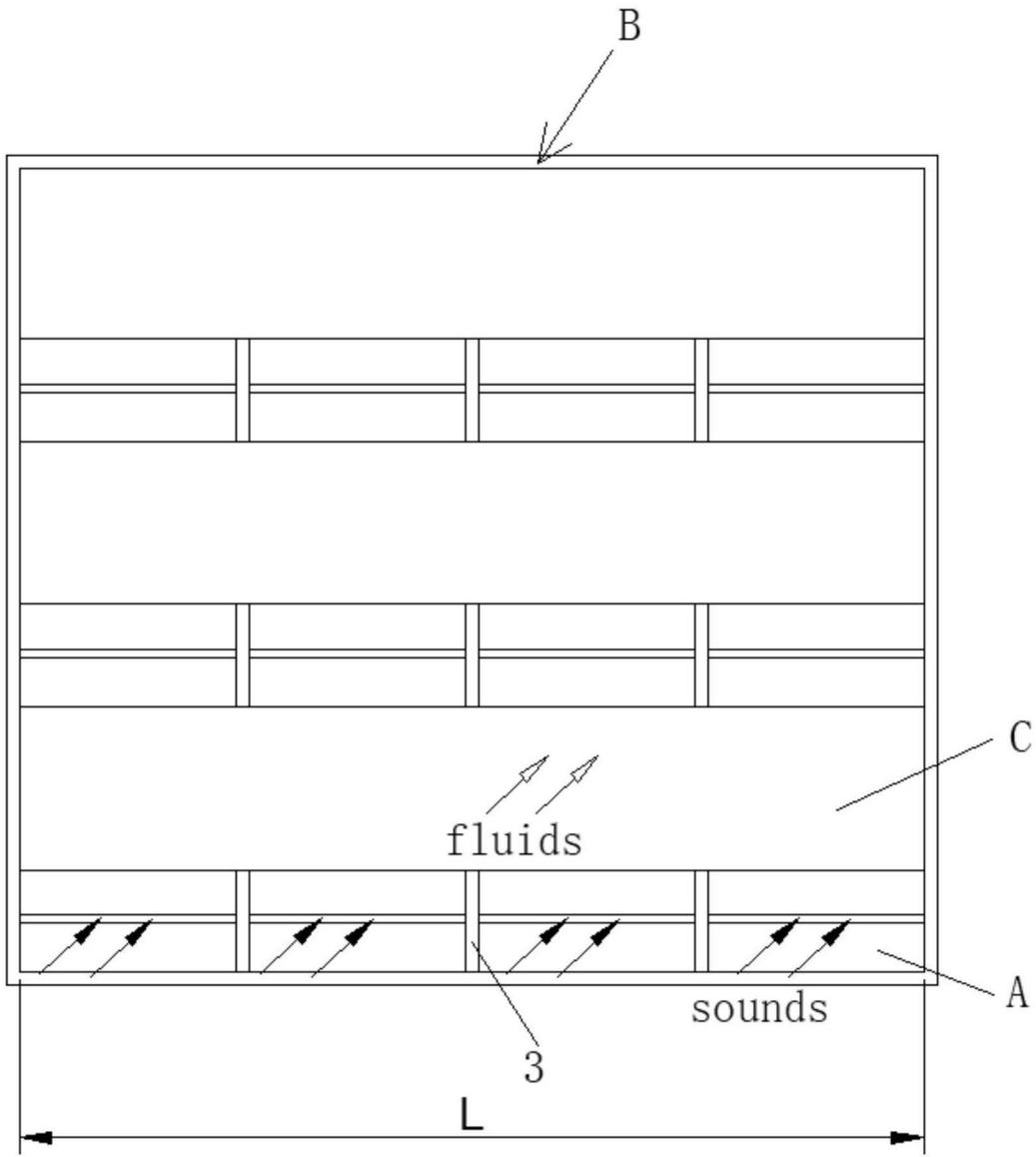


图3

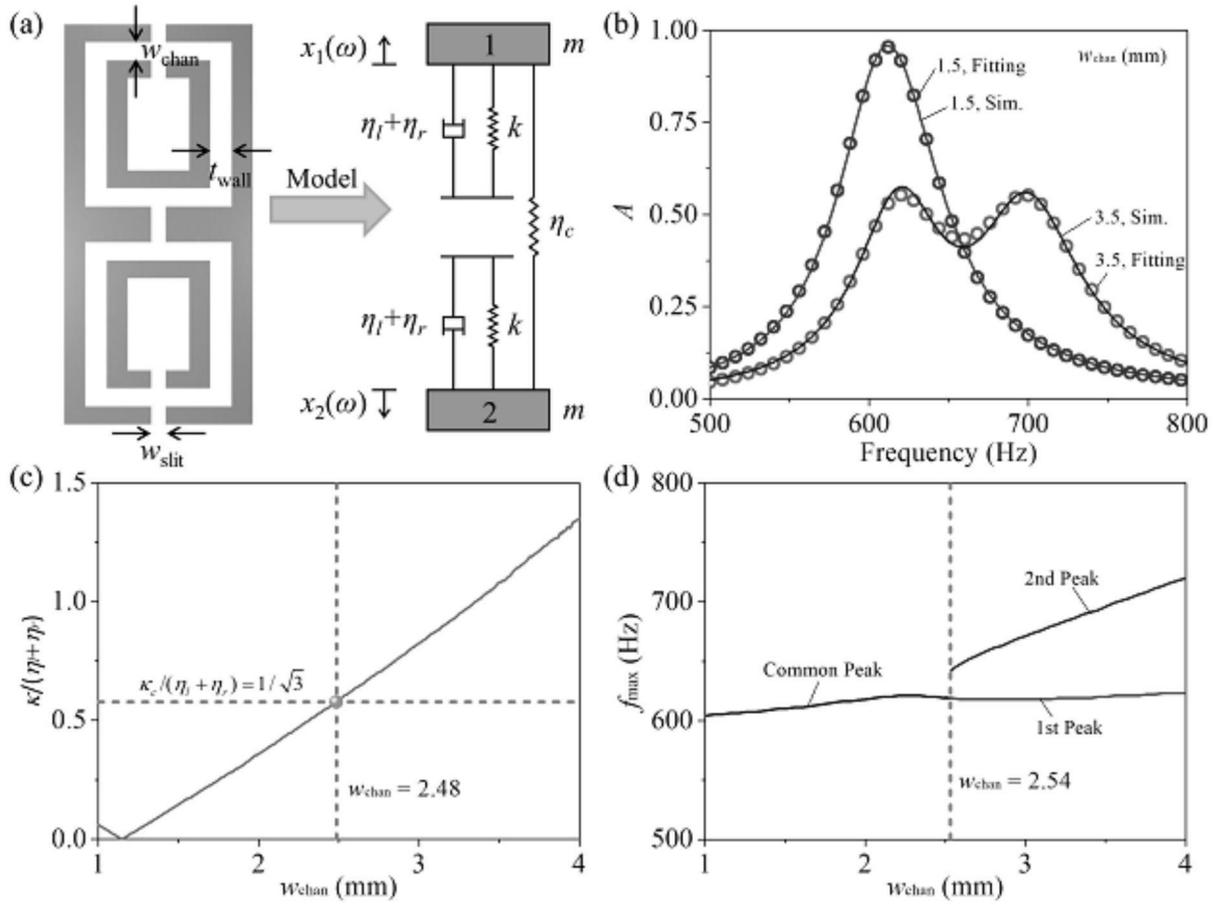


图4