◇ 研究报告 ◇

声波扰动近地面边界层湍流脉动特性*

王明军^{1,2,3} 杜桂中^{1†} 张佳琳¹ 吴小虎⁴

(1 西安理工大学自动化与信息工程学院 西安 710048)
 (2 西安市无线光通信和网络研究重点实验室 西安 710048)
 (3 陕西理工大学物理与电信工程学院 汉中 723001)
 (4 山东高等技术研究院 济南 250100)

摘要: 声波是具有能量的机械波,在大气湍流传输时会改变其物理特征参数,从而影响湍流的时空结构演化。 该文基于声波特性和大气湍流理论,结合湍流脉动流速与大气物理特征参数之间的关系式,通过理论建模和 数值模拟,分析了声波扰动下近地面边界层湍流脉动特性及流速变化,进一步探索声压级的空间分布与大气 湍流基本特征参数之间的关系,并对近地面区域内的声压级分布及流速变化进行了实验验证。结果表明:在边 界层距离声源较近的区域,声场强度越大,对湍流的扰动作用越强,湍流脉动流速变化越快,表明声源会破坏 边界层内大气湍流的初始流动状态,影响湍流的时空结构演化,然而改变声源频率,对湍流脉动速度的影响并 不是特别的明显。该文主要研究地空链路声波特性与大气湍流结构时空演化物理特性之间的变化规律,数值 计算结果可为地空链路光电对抗中大气湍流环境光传输信道特性的改善和干扰提供理论依据。 关键词: 声波特性;近地面层湍流;湍流脉动特性;大气特征参数

中图法分类号: TB57; TB132 文献标识码: A 文章编号: 1000-310X(2024)06-1181-12 DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2024.06.001

The turbulent pulsation characteristics in the near-surface boundary layer disturbed by acoustic waves

WANG Mingjun^{1,2,3} DU Guizhong¹ ZHANG Jialin¹ WU Xiaohu⁴

(1 School of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(2 Xi'an Key Laboratory of Wireless Optical Communication and Network Research, Xi'an 710048, China)

(3 School of physics and Telecommunications Engineering, Shaanxi University of Technology, Hanzhong 723001, China)

(4 Shandong Institute of Advanced Technology, Jinan 250100, China)

Abstract: Acoustic waves are mechanical waves with energy, which change their physical characteristic parameters when transmitted in atmospheric turbulence, thus affecting the spatial and temporal structure evolution of turbulence. In this paper, based on the characteristics of acoustic waves and atmospheric turbulence theory, the relationship between turbulent pulsation velocity and atmospheric physical characteristic parameters is combined with theoretical modeling and numerical simulation to analyze the turbulent pulsation characteristics and flow velocity changes in the near-surface boundary layer under acoustic disturbance, further explores

²⁰²³⁻⁰⁷⁻¹¹ 收稿; 2023-12-18 定稿

^{*}国家自然科学基金重大研究计划培育项目 (92052106),国家自然科学基金项目 (61771385),陕西省重点领域创新团队项目 (2024RS-CXTD-12),陕西省高校创新团队、西安市重点产业链关键核心技术攻关项目 (103-433023062),咸阳市重点研发计划项目 (L2023-ZDYF-QYCX-025),河南省可见光通信重点实验室基金项目 (HKLVLC2023-B05)

作者简介: 王明军 (1979-), 男, 陕西西安人, 博士, 博士研究生导师, 研究方向: 激光散射与传输, 激光雷达和光电信号检测等。

[†]通信作者 E-mail: dugz5147@163.com

应用声学

the relationship between the spatial distribution of the sound pressure level and the basic atmospheric turbulence parameters, and experimentally validates the distribution and flow velocity changes of the turbulent sound pressure level in the near-surface area after the acoustic wave perturbation. The results show that in the region where the boundary layer is closer to the acoustic source, the greater the intensity of the acoustic field, the stronger the perturbation effect on the turbulent flow and the faster the change of turbulent pulsation flow velocity, indicating that the acoustic source will destroy the initial flow state of the turbulent flow in the boundary layer and affect the spatial and temporal structure evolution of the turbulent flow, however, changing the frequency of the acoustic source does not have a particularly obvious effect on the turbulent pulsation velocity. This paper focuses on the variation law between the acoustic properties of ground-space links and the physical properties of the spatio-temporal evolution of atmospheric turbulence structure, and the numerical calculation results can provide a theoretical basis for the improvement of the optical transmission channel characteristics of atmospheric turbulence environment and interference in the ground-space link photoelectric countermeasures. **Keywords:** Acoustic properties; Near-surface layer turbulence; Turbulent pulsation characteristics; Atmospheric characteristic parameters

0 引言

早在20纪50年代,科学家们便开始了对声波 与大气相互作用的研究。1957年, Tonning^[1] 根据 声学理论和电磁特性理论,提出了声波会引起局 部空间大气压强和密度的变化这一观点。1969年, Cooper等^[2]通过实验和理论验证了声冲击波会影 响电磁波的可能性,证明了电磁声学探针可以探测 风速廓线, 探测距离达到 450 m。2008 年, 易欢^[3] 根据随机介质中的波传播理论,研究了声波干扰控 制对流层散射通信的可行性。2016年,Gong等^[4-6] 建立阵列声源模型,探索该模型激发产生的人工介 质不规则体对无线电波传播的影响,在此基础上将 该观点应用到气溶胶动力学,设计了方环形和圆形 阵列声源实现了对气溶胶的主动控制。2022年,王 明军等^[7]基于声光效应和Gladstone-Dale关系,从 声波扰动大气折射率的角度出发,推导了在不同声 源扰动下,各向同性均匀大气介质的折射率随声压 变化关系式,研究了不同声波扰动下大气湍流折射 率的变化特征,建立了光波通过声波扰动的均匀和 非均匀大气的传输模型。

综上所述,自声波扰动理论提出之后,对其研 究得到了不断的发展,而针对声波扰动后近地面层 湍流脉动及时空演化特性则鲜有研究。在地空链路 光信息传输过程中,当激光穿过湍流时,会造成很大 的反演误差,这些由大气湍流所引起的效应会削弱 光束质量,极大地限制了自由空间光通信、激光雷达 和激光测距等系统的性能^[8]。因此本文基于声波驱 动理论,建立近地面声波主动控制局域湍流的物理 模型,探索声波扰动下湍流脉动情况,为我国开展主动改善地空链路中光学信息传输质量提供新思路。

1 理论推导

1.1 声波驱动理论

在实际大气中,空气作为流动介质,由于大气 运动气流速度远小于声速,流动过程中密度没有明 显变化,因此认为介质不可压缩且各向同性。在一 定尺度的闭合气压系统中,大气团在整体上具有一 致性的运动现象,各质点呈现出平行且规则的流动, 彼此之间互不掺混,在局域注入声波之后,周围大气 受到扰动之后会产生不稳定流动,依据声能量向前 传递的特性,这种不稳定流动将会影响到周围气流 运动,进而造成更大范围内的不稳定流动^[9]。声波 扰动近地面层大气湍流示意图如图1所示。



图 1 声波扰动近地面层大气湍流示意图 Fig. 1 Schematic diagram of acoustic disturbance near the ground atmosphere turbulence

声波的行为紧密依赖于大气状态,因此可以用 压强和质点运动速度来描述,声波可以看成稳定和 缓变背景下的扰动,当在大气局域注入声波之后,这 些参数就会有相应的扰动,如:

$$\begin{cases} P = P_0 + P_{\rm rms}, \\ U = U_0 + U_{\rm rms}, \end{cases}$$
(1)

式(1)中,P₀、U₀为基态无声波时的气压和风速; P_{rms}为声波引起的压强变化;U_{rms}是声波扰动引起 的湍流脉动速度,是时间和空间的函数。

声波是介质质点振动的传播,描写声波特性合适的物理量是介质质点的振动速度和声波强度,由于声场中的某一点声压是随着时间变化的,在一段时间内按照时间的函数做稳态的简谐振荡,其满足^[10]:

$$P = P_a \cos(2\pi f t + \theta), \qquad (2)$$

式(2)中,P为瞬时声压;Pa为振幅,也称为峰值 声压。

设置某一平面均匀来流方向的速度为U,在近地面层人工施加正弦声波周期性扰动之后局域大 气湍流流速可以表示为^[11]

$$U = U_0 + U_g \sin(2\pi f t), \qquad (3)$$

其中, U_0 为大气湍流初始流速; U_g 为声波引起的质 点振动速度, $U_g = P_a / \rho_0 c_0$ 。

声压级大小的计算公式为

$$L_{\rm sp} = 20 \lg \left(\frac{P_{\rm rms}}{P_{\rm ref}} \right),$$
 (4)

式(4)中, P_{ref} 表示参考声压,根据关系式 $P_{\text{ref}} = P_a/\sqrt{2}$,将式(4)代入式(3)可得到在某一平面初始 风速一定的情况下,声波扰动大气湍流流速的变换 关系为

$$U = U_0 + \frac{\sqrt{2}P_{\text{ref}} \cdot 10^{L_{\text{sp}}/20}}{\rho_0 c_0} \sin(2\pi f t).$$
 (5)

1.2 声波扰动近地面层理论建模

由于近地面大气的运动形式可以分为平均运 动和脉动运动,风速是近地面层流场测量的直接变 量,因此分析风场的变化以及声波扰动之后的风速 脉动值有利于描绘近地面层内的湍流特性。由混合 长理论和 Monin-Obukhov 相似理论可推得静力中 性层结下的对数风廓线公式,平均风速可表示为地 面以上高度z的函数^[12]:

$$\bar{U}(z) = \frac{U_*}{k} \ln \frac{z}{z'},\tag{6}$$

式(6)中,k为卡曼常数;z是距离地面的高度;z'是 地面粗糙度,一般取z' = 1; U_* 为摩擦速度,它是一 个常数,表示不同高度 z_1 和 z_2 高度平均风速的变化 量,有

$$U_* = \frac{k(U_1 - U_2)}{\lg z_1 - \lg z_2}.$$
(7)

由于大气边界层近地面湍流受地面强烈的影响,这种湍流有它自己的特殊性质,在近地面几十米 厚的气层,平均气温随高度变化的对数关系式为

$$\bar{T}(z) = T_0 + T_* \ln \frac{z}{z'},$$
 (8)

式(8)中,*T*₀为常数。对于不稳定的大气层结,在近 地面大气层中用平均温度廓线来计算温度起伏:

$$T_* = \frac{\bar{T}_1 - \bar{T}_2}{\lg(z_1/z_2)} = \frac{\Delta T}{\lg(z_1/z_2)}.$$
 (9)

为了计算声波扰动对近地面湍流脉动变化的 影响,基于大气运动的基本控制方程,当加入声波作 用时,同时考虑边界层的温度、压力和地球转动对 大气湍流影响,建立如图2所示二维数学计算模型, 并考虑其边界条件,在模型建立过程中左边为流入 口,右边为流出口,定义计算域的出口为标准流出 边界,且压力为零,壁面为无滑移刚性壁面,即流体 在通道壁面处的相对速度为零。在整个近地面边界 层内人工引入正弦声波周期性扰动,同时考虑梯度 风速的变化量 $U_1 = U_0 + \overline{U}(z)$ 。将声源放置在地面, 高度为0.6 m,计算域高度为10 m,宽度为20 m。



近地面层大气作为流体,它的运动具有流体运 动的共性,因此整个数值模拟过程都满足质量守恒、

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \nabla \cdot (\rho U_i) = 0, \qquad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \nabla \cdot (\rho U_i U_j) = -\nabla p + \nabla \cdot \sigma, \quad (11)$$

$$\rho = \rho(p, T), \tag{12}$$

其中, ρ 为空气密度; U_i 、 U_j 为脉动速度分量;p为压力; σ 为黏性应力;T为温度。

结合式(10)~式(12)以及N-S方程,构建声场 与湍流场耦合的基本控制方程为

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\mathrm{d}P_0}{\mathrm{d}z} + \frac{\mathrm{d}P_{\mathrm{rms}}}{\mathrm{d}z} \right)$$

$$= -\frac{2}{3r} \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} (rK) + v \left(\frac{\mathrm{d}^2 U_1}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r} \frac{\mathrm{d}U_1}{\mathrm{d}r} \right)$$

$$+ v \left(\frac{\mathrm{d}^2 U_{\mathrm{rms}}}{\mathrm{d}r^2} + \frac{1}{r} \frac{\mathrm{d}U_{\mathrm{rms}}}{\mathrm{d}r} \right), \qquad (13)$$

式(13)中,K为湍流平均动能;v为运动黏度; U_1 表 示整个风场前方来流速度 $U_1 = U_0 + \overline{U}(z)$,其中 $\overline{U}(z)$ 表示近地面层梯度风速。

2 数值计算及结果分析

2.1 声波辐射的声场能量分布

在地表温度恒定的情况下,对不同声波参数情况进行模拟,图3和图4为声波激发产生的声压和 声压级分布。由图3可以看出,声波在传播过程中激 发产生的声波能量呈周期性交替变化。频率较低的 声波在传播过程中声压变化相对较小,且声波的振 动周期较长,单个周期内传输的能量较少。而频率 较高的声波在传播过程中声压变化相对较大,声波 的振动周期较短,每个周期内传输的能量较多。因 此,声波驱动产生的近声场能量随着声波频率的增 大呈逐渐增大的趋势。由图4可以看出,在声源则 方区域,随着距离声源越来越远,声场强度呈逐渐减 弱的趋势,但是随着加载的声波频率的增大,声波的 扰动范围呈逐渐增大的趋势。

当声波在空气中传播时,考虑到湍流黏性对 声波能量的耗散效应,当加载的声波驱动频率 f = 1200 Hz,选择水平和垂直特征截面上不同入射 压力下一个声波驱动周期内声压级的变化进行研 究。由图5可以看出,随着声波入射压力幅值的增 大,整个区域内声场能量呈现逐渐增大的趋势。由 图5(a)可知,在水平截面声源正上方声压级变化剧 烈,达到整个区域的极大值,随着距离声源越来越 远,声波辐射能量场逐渐减弱,声压级呈现波动减小 的趋势;由图5(b)可知,在声源垂直截面正上方,随 着距离地面的高度增大,由大气湍流黏性效应引起 的能量耗散会使声波的振幅逐渐减小,从而导致声 波的衰减。



图 3 声波驱动产生的压力分布

Fig. 3 The pressure distribution generated by the acoustic wave drive

0

高度/m 6

10

8

4

 $\mathbf{2}$

0

0

10

长度/m





图4 声波驱动产生的声压级分布

Fig. 4 Sound pressure level distribution generated by acoustic wave drive





2.2 有无声波驱动下的近地层湍流脉动特性

在对声波作用下近地面层大气湍流脉动特性 研究中,首先需要对没有施加任何声场作用的近地 面风场做模拟计算,把近地面平均风速廓线的变换 关系式代入声流场耦合的关系式中计算,并以此作 为声波扰动大气湍流脉动特性研究中的对照组。设 置近地面初始风速 $U_0 = 1 \text{ m/s}$,图6(a)、图6(b)分 别为有无声场作用下近地面层大气湍流脉动达到 稳定状态下的对比云图。从图中可以看出,在无声 源作用时,近地面层风速随高度的变化呈逐渐增大 的趋势,但是因为边界条件的设置,当高度增大到边 界层顶部这个范围内,风速的变化因壁面的摩擦会 减缓风的流动呈现较平缓且逐渐减小的趋势,可以 看到整个流场内的流线清晰,并没有产生复杂的流 动;对比声场作用下的湍流脉动云图,可以发现在外 加动力源的情况下,声源上方的大气湍流脉动明显 增强,因为声波的扰动会推动空气流动,从而增加风 速。在声源上方的流速明显大于其他位置,扰动作 用更为明显,进一步说明可以外加动力源来破坏大 气的初始流动状态,扩大分子之间的接触机会,增加 各流层之间的脉动。

在用声学



图6 有无声场驱动下的速度云图

Fig. 6 A velocity cloud with or without acoustic driving





Fig. 7 Influence of acoustic pressure level on the atmospheric turbulent pulsating velocity

2.3 声波驱动特性对近地层湍流脉动的影响

图7给出了声波频率为f = 1200 Hz,声压级的 大小分别为130 dB、140 dB、150 dB和160 dB时, 声压级对近地面边界层内湍流脉动的影响。由图7 可以看出,声压级较小为(130 dB)时,声压级对流 速影响很小甚至不起作用,主要原因是此时的驱动 压力不足以引起流体脉动或脉动作用非常微弱,可 以发现流体的流速很慢,流体仍然分层流动,互不混 合,保持层流的流动状态;当声压级增大到140 dB 时,流体开始出现波动性摆动,流动轨迹发生明显变 化,说明声波辐射的压力能够使流体受到吸引力或 者排斥力而改变周围流体原来的运动轨迹,从而使 流体的内部结构从量变到质变;随着声压级增加到 150~160 dB之后,流体流速逐渐增大,层流的流线 已经不能清楚分辨,会出现涡漩,层流被破坏,在声 源上方,垂直于流线方向的分速度逐渐增强,相邻流 层之间不但有滑动,还有混合,这时流体出现不规则 脉动,可以发现声波扰动流体的一个主要特征是可 以在振源附近位置形成涡流,说明高强声容易引起 介质的强烈扰动。

声波频率是描述声波在介质中传播的周期性。 图 8 给出了当固定声压级为 145 dB,声波频率分别 为 300 Hz、600 Hz、900 Hz 和 1200 Hz 时,声波频率 的变化对近地面边界层内湍流脉动的影响。由图 8 可以看出,当声波频率较小 (f = 300 Hz)时,湍流脉 动变化的极大值在声源右侧附近,并伴两列涡漩产 生,随着距离声源越来越远,声波扰动湍流脉动趋 势逐渐减弱;当频率增大到 f = 600 Hz 时,湍流脉 动速度发生变化,并且垂直于流线方向的分速度逐 渐增强,说明声波与湍流的相互作用导致了更强的 涡旋生成和湍流运动趋势;当声波频率大于 600 Hz 时,声源右侧形成的两列涡漩逐渐破裂,湍流脉动 速度的极大值由声源右侧转移到声源上部,上下涡 漩尾迹变短,长度仅为低频率声波作用长度的一半。 同时对比速度云图发现,声波频率较低时对湍流脉 动流速影响较小。

可听声频率范围为20~20000 Hz,图9给出了 在声场强度一定的情况下,当声波频率达到10 kHz 以上时,高频声波对近地面边界层内湍流脉动的 影响。由图9(a)、图9(b)可以看出,当声波频率增 大,声源附近流体脉动的两列漩涡全部破裂,涡流 作用逐渐减弱甚至消失,流场内的流线不再清楚可 辦,流体呈散乱无规则的脉动趋势,流速和流动轨 迹均发生改变;随着声波频率增大到12 kHz左右 时,如图9(c)所示,流速的极大值由声源上方转移 到声源左侧方,说明声波频率的增大确实能产生更 强的扰动作用,会直接影响湍流的流动轨迹,但是 对流速的影响比较微弱,流速始终保持在一个量级 内;当声波频率大于12 kHz时,如图9(d)所示,声 波扰动对湍流的影响逐渐减弱,导致声波诱导湍 流流速变化迟缓,因此驱动参数的选择需要有一定 的区间。





Fig. 8 Influence of acoustic wave frequency on the atmospheric turbulent pulsating velocity





Fig. 9 Influence of high-frequency acoustic waves on the atmospheric turbulent pulsating velocity

2.4 单个声波驱动周期内的湍流脉动

声波扰动湍流脉动云图只能在总体上看其变 化趋势,为了进一步讨论声波扰动之后近地面层湍 流速度脉动变化,当初始流速 $U_0 = 1$ m/s,加载的 声波驱动频率f = 1200 Hz,选择水平和垂直特征 截面上不同声压级下一个声波驱动周期内平均流



速的变化进行研究。图10和图11给出了声波扰动 大气湍流水平和垂直截面脉动流速变化。由图可 以看出,湍流脉动流速曲线在研究选定的直线上、 不同声压级下具有比较一致的变化趋势,相同频率 条件下流速随着声压级的增大逐渐增大;由于声源 放置的水平位置是在 *x* = 4.5 ~ 5.5 m 这个区间内,



图 10 声波扰动大气湍流水平截面脉动流速变化 Fig. 10 Variation of fluctuating velocity in horizontal section of atmospheric turbulence disturbed by acoustic waves

图 11 声波扰动大气湍流垂直截面脉动流速变化 Fig. 11 Variation of fluctuating velocity in vertical section of atmospheric turbulence disturbed by acoustic waves

因此可以发现在水平和垂直方向,距离声源较近的 区域,声波扰动湍流的脉动速度变化剧烈,声源上方 的流速明显大于其他位置,并且形成一个波峰即速 度的极大值,随着距离声源越来越远,声波的影响不 断减弱,声波扰动湍流脉动流速逐渐减弱。

3 实验验证

本文搭建了实验平台来验证声波扰动之后近 地面湍流脉动速度的变化趋势。该实验系统由四 部分组成,分别为声波发生装置、近地面真实大气 湍流环境、数字噪声计和风速仪。其中声波发生装 置由声频信号发生器、功率放大器以及扬声器组 成。信号发生器采用的是 JDS-6600 函数信号发生 器,其用来产生稳定的正弦波声频信号:功率放大 器采用的是 SA-9019 定压定阻功率放大器,其用来 对信号发生器产生的声频电流进行放大,然后驱动 声源工作,产生声波;扬声器喇叭尺寸大小为口径 50 cm,深度38 cm,频率范围为160~7000 Hz。首先 开启声波发生装置改变声波频率来扰动大气湍流, 距离声源每隔1m建立一个测点,在不同声波频率 (300 Hz、600 Hz、900 Hz、1200 Hz)、不同高度(0 m、 0.5 m、1 m、1.5 m)时,通过分贝仪和风速仪来测量 声源截面上方声压级和脉动流速的变化情况。

研究发现不同声波频率下,声压级在1200 Hz 变化最为显著,因此下文主要绘制声波频率为 1200 Hz时声压级和流速的变化。由图12~13可知, 在声源正上方声压级变化剧烈,达到整个区域的极 大值,随着距离声源越来越远,声波辐射的能量逐渐 减弱,声压级呈现波动下降的趋势;而湍流的脉动流 速主要受声压级影响较大,声压级越大,流速变化越 明显,随着距离声源越来越远,声压级减弱,流速变 化微弱。

4 声波扰动对近地面边界层内湍流脉动 的影响

对于声波扰动之后近地面层湍流的脉动变化, 可以将基本特征参数雷诺数(Reynolds)、罗斯贝数 (Rossby)和理查森数(Richardson)的变化作为声波 扰动大气湍流时空结构演化的判别标准^[14]。

在实际大气运动动过程中,确定速度扰动"稳 定度"的雷诺数可以作为大气湍流流动状态的判 据^[15]:

$$Re = \frac{\rho LU}{\mu},\tag{14}$$

式(14)中, ρ 为空气密度,L为特征长度,U为近地面 边界层内湍流平均流速, μ 为大气的动力黏度^[16]:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T}{273.15}\right)^{1.5}.$$
 (15)

根据单个声波驱动周期内的湍流平均脉动 流速的变化并结合式 (14) 和式 (15) 进行数值计算, 当初始流速 $U_0 = 1 \text{ m/s}$ 、空气密度 $\rho = 1.29 \text{ kg/m}^3$ 、



图 12 声波频率 1200 Hz 不同截面处的声压级变化 Fig. 12 Sound pressure level change at different distances at acoustic frequency 1200 Hz

温度 $T = 20 \, \text{C}$ 、参考声压 $p_{\text{ref}} = 2 \times 10^{-5}$ Pa时,初 始黏度 $\mu_0 = 1.711 \times 10^{-5}$ N·s/m²。图14为声波扰 动大气湍流雷诺数的变化曲线。由图14可以看出, 在温度恒定的情况下,改变声压级大小可对湍流产 生不同程度的影响,声压级越大,气体所受压力越 大,声波影响之后的惯性力大于黏性力,在声源上方 会产生更强烈的垂直于流动方向的法向速度梯度, 湍流的脉动幅值越大,雷诺数越大,但是随着运动尺 度的增大,声波的扰动逐渐减弱,湍流黏性力占据主 导因素。因此随着距离的增大,雷诺数呈现不断减 小的趋势,最后趋于平稳。



图 13 声波频率 1200 Hz 时不同截面处的脉动流速变化 Fig. 13 Pulse flow velocity change at different distances at acoustic frequency 1200 Hz



图 14 声波扰动大气湍流雷诺数变化曲线



当声波扰动之后气流发生脉动时,一般用罗斯 贝数来描述气流的旋转程度^[17]:

$$Ro = \frac{U}{zf'},\tag{16}$$

式(16)中, z为运动尺度, U为声波扰动近地面边界 层内湍流平均流速, $f' = 2w \sin \phi$ 为流体所受科里 奥利力, w、 ϕ 分别表示地球自转的角速度和纬度。

根据单个声波驱动周期内的湍流平均脉动流 速的变化并结合式(16)进行数值模拟,图15为在 局地取定流体受科里奥利力 $\phi = 34$ 、 $w = 7.29 \times 10^{-5}$ rad/s时,声波扰动大气湍流罗斯贝数变化曲 线。由图15可以看出,在科里奥利力频率一定、水 平运动尺度足够大的情况下,声波扰动气流的脉动 程度随着高度的增加逐渐减小,但是在同一高度下, 声压级越大表明声波扰动之后机械湍流运动越大。



图 15 声波扰动大气湍流罗斯贝数变化曲线 Fig. 15 The Rossby change curve of atmospheric turbulence disturbed by acoustic waves

因此罗斯贝数越大,近地层局地区域内受到声波扰 动的气流运动愈强烈,旋转程度愈大。

在大气湍流场中,理查森数是大气湍流稳定度 的判据,用来衡量声波扰动之后大气湍流是持续还 是消亡^[18]:

$$Ri = \frac{g}{T} \cdot \frac{\partial \bar{T} / \partial z}{(\partial \bar{U} / \partial z)^2},$$
(17)

式(17)中,g为重力加速度,z为高度。

对式(6)、式(8)求导后代入式(17)进行数值 模拟,图16为当卡曼常数k = 0.4、地面粗糙度 z' = 1、重力加速度g = 9.8 m/s、空气绝热递减率 $\partial \overline{T}/\partial z = -0.98$ 时,声波扰动大气湍流理查森数变 化曲线。由图16可以看出,在声源上方,梯度理查 森数Ri < 0,表示声波扰动之后大气进入不稳定状态,在近地面层声波对平均气流的扰动加强了机械 湍流运动,导致垂直方向上能量交换频繁,理查森数 较大;但是随着高度增加Ri将趋近平稳,主要是声 波扰动近地面层大气与上层大气不同造成的,声波 的这种机械扰动随着高度的增加将会逐渐减弱,到 达一定高度之后就会充分混合,因此Ri也将接近于 平稳。





5 结论

本文研究声波扰动下近地面边界层湍流脉动 及时空结构演化。首先,建立声波扰动近地面大气 湍流的二维数学模型,对不同频率下的声场强度进 行仿真;其次,计算并分析了近地面层声波扰动范围 以及声波扰动之后大气湍流脉动特性;最后,用大 气湍流基本特征参数来衡量声波扰动之后近地面 边界层内湍流时空结构演化情况。结果表明:在近 地面层声压级较小时,大气湍流脉动流速几乎没有 明显变化。随着声压级的增大,声波扰动湍流脉动 流速不断增大,证明外加声源会破坏湍流的初始流 动状态增加各个层流之间的脉动。然而改变声源频 率,对脉动流速的影响并不是特别的明显。当频率 增加到一定程度后,湍流流动轨迹发生改变,各个 流层之间流动混合明显增强,发现在近地层放置声 源合适的影响范围。 在地表温度恒定的情况下,底 层大气距离声源较近的区域,声波辐射的能量较大, 对气流扰动愈强烈,旋转程度愈大。随着距离声源 越来越远,声波扰动越弱,湍流脉动缓慢,说明大气 湍流的脉动程度与声压级的大小有关。本研究表明 通过人工引入声波的方法可以扰动近地面层湍流 脉动,因此根据不同的工程应用场景选择合适的声 源,对后续实现主动控制湍流影响光波传输特性提 供理论支撑,为地空链路上光电对抗中大气湍流环 境光传输信道特性的改善和干扰有重要意义。

参考文献

- Tonning A. Scattering of electromagnetic waves by an acoustic disturbance in the atmosphere[J]. Applied Scientific Research, 1957, 6(1): 401–421.
- [2] Cooper D C, Blogh J. An investigation into the practicability of using an electromagnetic-acoustic probe to detect air turbulence[J]. Radio & Electronic Engineer, 1969, 38(6): 315–325.
- [3] 易欢. 电离层和对流层中电波传播的相关问题研究 [D]. 西安: 西安电子科技大学, 2008.
- [4] Gong S H, Yan D P, Wang X. A novel idea of purposefully affecting radio wave propagation by coherent acoustic source-induced atmospheric refractivity fluctuation[J]. Radio Science, 2015, 50(10): 983–996.
- [5] Gong S H, Liu Y, Hou M Y, et al. A novel idea of coherent acoustic wave-induced atmospheric refractivity fluctuation and its applications[M]//Reyhanoglu M. Computational and experimental studies of acoustic waves, 2018.
- [6] 暴雅婷,杨永赛,弓树宏.相干声波扰动蒸发波导引起的传播 损耗变化 [J].电波科学学报,2020,35(6):868-877.
 Bao Yating, Yang Yongsai, Gong Shuhong. The radio wave propagation loss of the evaporation duct under the coherent acoustic waves-induced disturbance[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2020, 35(6): 868-877.
- [7] 王明军, 王婉柔, 李勇俊. 利用平面声场对非均匀大气介质光 波传输相位的调控 [J]. 物理学报, 2022, 71(16): 245-255.
 Wang Mingjun, Wang Wanrou, Li Yongjun. Phase regu-

lation of lightwave transmission in inhomogeneous atmospheric medium using plane acoustic field[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(16): 245–255.

- [8] Wang M J, Li Y J, Xi J X. Experimental study on laser propagation characteristics in local air turbulence disturbed by coherent acoustic waves[J]. Optical Engineering, 2022, 61(12): 126107.
- [9] 盛裴轩, 毛节泰, 李建国, 等. 大气物理学 [M]. 北京: 北京大学出版社, 2003: 485-488.
- [10] 程建春. 声学原理 [M]. 北京: 科学出版社, 2012: 77-85.
- [11] 姜羽, 姜根山, 于森, 等. 声波作用下的单圆柱绕流及传热特 性数值研究 [J]. 声学技术, 2021, 40(3): 308–315.
 Jiang Yu, Jiang Genshan, Yu Miao, et al. Numerical study of flow and its heat transfer characteristics of a single cylinder under the action of acoustic waves[J]. Technical Acoustics, 2021, 40(3): 308–315.
- [12] 石丸. 随机介质中波的传播和散射 [M]. 北京: 科学出版社, 1986: 605-607.
- [13] 于森, 姜根山, 姜羽, 等. 声波诱导湍流的实验研究与模拟计算 [J]. 动力工程学报, 2021, 41(6): 481-488.
 Yu Miao, Jiang Genshan, Jiang Yu, et al. Experimental study and numerical simulation on acoustic wave induced turbulence[J]. Journal of Chinese Society of Power Engi-

neering, 2021, 41(6): 481-488.

- [14] 颜冰,黄思训,冯径.大气边界层模式中随机参数的反演与不确定性分析 [J].物理学报,2018,67(19):410-420.
 Yan Bing, Huang Sixun, Feng Jing. Retrieval and uncertainty analysis of stochastic parameter in atmospheric boundary layer model[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(19):410-420.
- [15] 杨训仁,陈宇. 大气声学[M]. 第二版. 北京: 科学出版社, 2007: 4-9.
- [16] Sivasubramanian J, Tumin A, Fasel H F. The Reynolds number effect on receptivity to a localized disturbance in a hypersonic boundary layer[C]. 8th AIAA Flow Control Conference, 2016: 425–433.
- [17] Yang X Q, Fan E G, Zhang N. Propagation and modulational instability of Rossby waves in stratified fluids[J]. Chinese Physics B, 2022, 31(7): 108–120.
- [18] 韦俏雅, 王咏薇, 孙永. 临界理查森数对不稳定状态下边界层 模拟的影响 [J]. 科学技术与工程, 2022, 22(22): 9476–9488.
 Wei Qiaoya, Wang Yongwei, Sun Yong. The influence of critical richardson number on boundary layer simulation in unstable state[J]. Science Technology and Engineering, 2022, 22(22): 9476–9488.