DOI: 10.3901/JME.2019.18.173

文丘里管空化流动的试验研究及动力学模态分解*

韩亚东 谭磊

(清华大学水沙科学与水利水电工程国家重点实验室 北京 100084)

摘要: 已有空化研究侧重于空泡形态、漩涡脱落和压力脉动等方面, 尚未开展空化流场动力学模态的研究。通过试验测量、数值模拟和动力学模态相结合, 对文丘里管空化流动的流动结构及模态进行研究。试验测量获得文丘里管空化流动时空演变规律, 得到空泡脱落周期为 0.019 5 s。数值模拟采用质量输运空化模型, 得到空泡脱落周期为 0.02 s, 与试验吻合较好, 验证了数值模拟方法的准确性和可靠性。非定常流场表明, 空泡与漩涡存在相互作用, 反向射流引起了空泡脱落。应用动力学模态分解方法获得空化流场的动力学模态, 结果表明四个主导模态频率与空化脱落频率存在倍数关系, 频率较大的模态尺度较小。平均流场模态结果发现文丘里管喉部存在反向射流, 其他三个模态揭示了空化发展和脱落的结构特征, 并发现空化云向下游运动过程中对周围流体存在卷携作用。动力学模态分解能够准确捕捉空化流动中的主要动力学特征。

关键词: 文丘里管; 空化; 试验; 数值模拟; 动力学模态分解

中图分类号: TH312

Experiment and Dynamic Mode Decomposition of Cavitating Flow in Venturi

HAN Yadong TAN Lei

(State Key Laboratory of Hydrosience and Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084)

Abstract: The previous studies mainly concentrate on the evolution of cavity shape, vortex shedding and pressure fluctuation, etc., while the study of dynamic modes of cavitation flow has not been developed. The flowing structures and dynamic modes of cavitation flow is investigated by means of experiment, numerical simulation and dynamic mode decomposition. The temporal and spatial evolution of cavitation flow in venturi are obtained by experiment, which shows the shedding period is 0.019 5 s. The mass transport cavitation model is used in numerical simulation, results show that the shedding period is 0.02 s, which is consistent with that of 0.019 5 s in the experiment result, and validates the accuracy and reliability of the numerical simulation. The results of unsteady flow field show that the cavity and vortices interact with each other, and cavity shedding is induced by the reentrant jet. The dynamic modes of cavitation flow are obtained by applying dynamic mode decomposition, results show that the frequencies of four dominant modes obtained are times of the shedding frequency. The higher frequency mode has a smaller scale. The mode which represents the time-averaged flow field reveals the reentrant jet, and the other modes reveal the structure of cavitation development and shedding. Meanwhile, the roll-up process of entrainment fluid induced by the movement of shedding cavity is also revealed. The dynamic mode decomposition can accurately capture the flow mechanism and dominant dynamic behaviors of cavitation flow.

Key words: venturi; cavitation; experiment; numerical simulation; dynamic mode decomposition

0 前言

空化是发生在液体中的复杂两相流动剧烈相变现象, 广泛存在于水下航行体、水力机械、船用螺

旋桨等。空泡的产生、发展、脱落及溃灭导致了流场的剧烈变化, 具有复杂的动力学特征。空化会引起过流部件表面的空蚀, 同时伴有剧烈的振动和噪声。

国内外学者通过试验和数值模拟两方面对空化开展了深入研究, STUTZ 等^[1]通过双光学探针对文丘里管中空泡内的速度进行测量, 证明了反向射流的存在。DELGOSHA 等^[2]采用引入密度函数修正的 RNG $k-\epsilon$ 模型及均相流模型对文丘里管中的空化流

* 国家自然科学基金(51809148)、北京市自然科学基金(3192015)、水沙科学与水利水电工程国家重点实验室自主科研(2018-KY-02)和水沙科学与水利水电工程国家重点实验室开放基金(sklhse-2018-E-01)资助项目。20180914 收到初稿, 20190328 收到修改稿

动进行了数值模拟,结果表明空泡大小、含气率等均与试验结果一致。同样,谭磊也采用相同的修正方法对 NACA66 翼型^[3]、ALE15^[4]翼型、离心泵^[5-6]、混流泵^[7]的空化流动进行了数值模拟研究,得到不同进口条件下空化特性变化规律。JI 等^[8]建立了一维模型,对空化流场的压力脉动产生原因进行了分析,并通过数值模拟进行了验证。在空化云脱落机理的研究方面,HUANG 等^[9]通过试验和数值模拟对翼型周围的非定常空化流动中尾缘出现的反向射流进行了研究,并进一步分析发现空泡与涡之间存在强烈的相互作用。WU^[10]等对不同攻角下翼型周围空化流动的涡结构进行了分析。ZHANG 等^[11]研究了激光诱导空泡的动力学特性。LIU 等^[12-13]采用涡量输运方程对 ALE15 翼型流场中空化与涡之间的相干作用进行了分析,讨论了涡拉伸项、涡膨胀项、斜压项、黏性项、湍流应力项等因素对于空化流场非定常特性的影响。

综上所述,大部分学者通过试验或数值模拟方法直接对空化流动产生的空化云、涡等结构进行分析,实际上空化流场由许多不同尺度的流动结构耦合而成,若将其进行分解,对主导相干结构进行研究,对于分析空化流动的主导动力学特征具有重要意义。

对于演化流场的分解可以识别涡这样的复杂结构,为理解流场的流动机理提供依据。动力学模态分解(DMD)由 SCHMID^[14]首次提出,并将其应用于方腔流动的数值模拟流场,得到了流场中不同尺度的涡。近年来 DMD 被广泛应用于尾迹流动、分离流动等复杂流场。ROWLEY 等^[15]采用 DMD 方法分解射流流场得到了剪切层涡和壁涡等结构。BISTRAN 等^[16]采用 DMD 方法分析了有旋射流和无旋射流流场中涡的结构及位置等。此外,LIU 等分别分析了 ALE15 翼型的空化流场动力学模态^[17]以及混输泵的气液两相流场动力学模态^[18]。

本文首先采用高速相机对文丘里管中的空化流动展开了试验研究,随后采用质量输运空化模型进行了非定常计算,并运用 DMD 方法对非定常计算的流场进行了分解,提取了流场的主导模态,对空化流场的结构及其动力学特征进行了分析。

1 试验

1.1 试验设置和方法

本文研究对象为一截面为长方形的文丘里管,几何结构如图 1 所示,几何参数如表 1 所示。

图 1 文丘里管几何结构

表 1 文丘里管几何参数

入口高度	喉部高度	收缩角	扩张角	宽度
S_{inlet}/mm	S_{ref}/mm	$\theta_1/(\circ)$	$\theta_2/(\circ)$	L/mm
45	34.3	18	8	44

在清华大学水沙科学与水利水电工程国家重点实验室大厅搭建了试验台,如图 2 所示。试验台为上下两层,双吸泵为整个系统的水循环提供动力,且可通过调速系统改变流量。稳流罐内装有稳流叶栅,稳流罐上部的密闭容器与稳压罐相连,通过真空泵和压缩机对系统压力进行调节。稳流罐出口管路装有电磁流量计,文丘里管两端均装有压力传感器,数据采集仪可实时采集电磁流量计和压力传感器的测量数据。其中,采用的电磁流量计型号为 KEFA,量程为 $0 \sim 300 \text{ m}^3/\text{h}$,精度为 $\pm 0.2\%$;入口和出口的压力传感器相同,型号为 AE-T,量程为 $0 \sim 100 \text{ kPa}$,精度为 $\pm 0.1\%$;采用 Photron 公司生产的 FASTCAM Mini UX50 高速摄影机,拍摄帧数为 2 000 fps,为了保证高速相机的拍摄效果,系统中采用三个功率为 120 W 的 LED 灯进行照明。

图 2 试验台

1.2 试验结果与分析

空化数是用来描述流体中空化程度的无量纲参数,空化数的定义如下

$$\sigma = \frac{P_{\text{ref}} - P_v}{\frac{1}{2} \rho v_{\text{ref}}^2} \quad (1)$$

式中, P_{ref} 为入口静压; v_{ref} 为来流速度; P_v 为试验温度下的饱和汽化压力。本试验中来流速度为 8 m/s ,入口静压为 53.90 kPa ,饱和蒸汽压 $P_v = 3.167 \text{ Pa}$,对应空化数为 $\sigma = 1.59$ 。图 3 为该空化数下的空化形态试验结果。

图 3 空化形态的演变过程, $\sigma=1.62$

由图 3 可知, 高速摄影捕捉到了文丘里管中空泡的初生、发展、脱落及溃灭的演变过程。空化云的脱落周期约为 0.02 s, 在图 3a 中, 上一周期的空泡完全脱落, 同时产生新的空泡; 在图 3b~3f 中, 新生空泡逐渐发展, 脱落空泡则随主流向下游运动, 且由于下游压力的增大脱落空泡体积逐渐减小, 并在某一时刻发生溃灭, 随后再次产生脱落。由此可见空化是一种两相之间急剧变化、非定常特性强的复杂现象, 此外, 试验过程中空化发生时伴随着强烈振动和噪声。

2 数值模拟

2.1 数值模拟方法

空化流动的数值模拟基于均相流模型, 采用 ZGB 质量输运空化模型, 其中气相质量输运方程为

$$\frac{\partial (\rho_v \alpha_v)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_v \alpha_v u_j)}{\partial x_j} = \dot{m}^+ - \dot{m}^- \quad (2)$$

式中, $\dot{m}^+$ 和 $\dot{m}^-$ 分别为蒸发率和凝结率

$$\dot{m}^+ = F_{\text{vap}} \frac{3r_g(1-\alpha_v)\rho_v}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\max(p_v - p, 0)}{\rho_l}} \quad (3)$$

$$\dot{m}^- = F_{\text{cond}} \frac{3\alpha_v\rho_v}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\max(p - p_v, 0)}{\rho_l}} \quad (4)$$

式中, F_{vap} 和 F_{cond} 分别为蒸发系数和凝结系数, $F_{\text{vap}}=50$, $F_{\text{cond}}=0.01$; r_g 为单位液体所含气体的体积分数, $r_g=5 \times 10^{-4}$ 。

采用 RNGk- ε 湍流模型, 由于空泡的可压缩性, 引入密度函数对湍流黏度进行修正

$$\mu_t = C_\mu f(\rho) \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

$$f(\rho) = \rho_v + \alpha_1^n (\rho_l - \rho_v) \quad (6)$$

式中, n 为常数, 本文取 $n=10$ 。

数值模拟采用的几何模型与试验相同, 计算域采用速度入口和压力出口边界条件, 下壁面为无滑移壁面, 侧壁面和上壁面均为自由滑移壁面。工质为 25° 的水和水蒸汽, 表面张力系数 $\gamma=0.0717 \text{ N/m}$, 不可凝结气体体积分数 $\alpha_g=5 \times 10^{-4}$ 。

使用 ANSYS ICEM 17.0 对计算域进行六面体结构化网格划分, 并对底面和喉部进行网格加密, 网格如图 4 所示。

图 4 网格划分

网格无关性验证中, 划分了 30 万、50 万、80 万及 150 万四套网格, 对各网格中喉部下游方向间隔为 $0.5S_{\text{ref}}$ 的四个点的压力进行比较, 如图 5 所示。当网格数量达到 80 万时, 压力几乎不变, 满足网格无关性要求, 因此后续计算中采用 80 万的网格。

图 5 网格无关性验证

采用 ANSYS CFX 17.0 对文丘里管中 $\sigma=1.59$ 时的空化流动进行非定常计算, 并以单相定常计算结果作为初始值。求解格式选择高阶求解, 非稳态格式选用二阶后向格式。根据 DELGOSHA^[2] 的非定常计算, 时间步长取 $1.5 \times 10^{-4} \text{ s}$, 共计算 8 000 步。

2.2 计算结果及分析

取气相体积分数 $\alpha_v=0.1$ 的等值面, 得到一个周期内的空泡形态变化, 与试验结果进行对比, 如图 6 所示。

图 6 数值模拟与试验对比

由图 6 可知,数值模拟得到的空泡脱落、发展及溃灭过程与试验结果吻合较好,空泡的长度和厚度与拍摄结果基本相同。图 7 所示为喉部下游两点的压力变化,由图可知,空化云的脱落周期为 0.02 s,与试验得到的周期 0.019 5 s 基本一致。因此,结果验证了本文数值方法的准确性和可靠性。

图 7 压力随时间的变化

图 8 所示为文丘里管中间对称面上的流线图,在喉部下游流场中,远离下壁面的主流区流动较为稳定。图 8a 中,文丘里管喉部的空泡处于生长阶段,体积较小并附着在壁面。下游脱落的空泡体积较大,表面相切于壁面。流线表明初生空泡和脱落空泡的周围都存在明显的漩涡。图 8b、8c、8d 中,喉部附着的空泡继续发展,沿流向拉长,沿展向膨大。在图 8c 中,喉部空泡的尾部开始脱离壁面,主要原因是该位置存在反向射流。图 8b、8c、8d 中,下游脱落的空泡继续向下游移动,空泡形态不断变化,与

文丘里管的下壁面时而接触时而分离。至图 8d 时刻,脱落的空泡在下游溃灭。喉部附着空泡的发展过程和下游空泡的运动溃灭过程都伴随着空泡与漩涡的相互作用。

图 8 文丘里管中间对称面上空化流动形态

3 空化流场的动力学模态分解

3.1 DMD 算法

DMD 方法基于试验或数值模拟得到的连续流场快照，通过流场数据矩阵的变换求解流场的动力学模态。假设流场的连续时间快照为 $\mathbf{v}_i$ ，时间间隔为 Δt ，则可由流场快照组成序列

$$\mathbf{V}_1^N = \{\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2, \mathbf{v}_3, \dots, \mathbf{v}_N\} \quad (7)$$

式中， $\mathbf{V}_1^N$ 的下标“1”表示第一个序列，上标 N 表示该序列中最后一个快照的下标。假设存在一个系统矩阵 A ，用第 i 个流场表示第 $i+1$ 个流场

$$\mathbf{v}_{i+1} = A\mathbf{v}_i \quad (8)$$

则通过连续映射可将 $\mathbf{V}_1^N$ 表示为

$$\mathbf{V}_1^N = \{\mathbf{v}_1, A\mathbf{v}_1, A^2\mathbf{v}_1, \dots, A^{N-1}\mathbf{v}_1\} \quad (9)$$

当流场快照足够多时，可将最后一个流场快照 $\mathbf{v}_n$ 表示为前 $n-1$ 个矢量的线性组合

$$\mathbf{v}_N = a_1\mathbf{v}_1 + a_2\mathbf{v}_2 + \dots + a_{N-1}\mathbf{v}_{N-1} + \mathbf{r} \quad (10)$$

式中， a_i 为系数， $\mathbf{r}$ 为残差。则有

$$\mathbf{V}_2^N = A\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{S} + \mathbf{r}\mathbf{e}_{N-1}^T \quad (11)$$

式中， $\mathbf{e}_{N-1}$ 为第 $N-1$ 个单位矢量， $\mathbf{S}$ 为伴随矩阵

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & & & a_1 \\ 1 & 0 & & a_2 \\ & \ddots & \ddots & \vdots \\ & & 1 & 0 \\ & & & 1 & a_{N-2} \\ & & & & 1 & a_{N-1} \end{pmatrix} \quad (12)$$

忽略残差可得

$$\mathbf{V}_2^N = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{S} \quad (13)$$

式中， $\mathbf{S}$ 为系统矩阵 A 的近似矩阵。将 A 进行奇异值分解

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{W}^H \quad (14)$$

式中， $\mathbf{\Sigma}$ 为一个对角矩阵， $\mathbf{U}$ 和 $\mathbf{W}$ 为酉矩阵。则

$$\mathbf{S} = \mathbf{U}^H\mathbf{V}_2^N\mathbf{W}\mathbf{\Sigma}^{-1} = \mathbf{U}^H\mathbf{A}\mathbf{U} \quad (15)$$

矩阵 $\mathbf{S}$ 求出后，可求解其特征值 λ_i 和相应的特征向量 $\boldsymbol{\mu}_i$

$$\mathbf{S}\boldsymbol{\mu}_i = \lambda_i\boldsymbol{\mu}_i \quad (16)$$

则第 i 个动力学模态为

$$\boldsymbol{\varphi}_i = \mathbf{U}\boldsymbol{\mu}_i \quad (17)$$

3.2 DMD 结果分析

取非定常计算中 0.654~0.849 s 共 10 个周期的

连续流场快照，采样间隔为 7.5×10^{-4} s，快照总量为 260 幅。选取流向速度场进行动力学模态分解，得到的 Ritz 特征值分布如图 9 所示。

图9 特征值分布

由于特征值以共轭复数的形式出现，因此图中特征值关于 $\text{Im}(\lambda_i)=0$ 对称分布。特征值位于单位圆外的模态为不稳定模态，位于单位圆上及单位圆内的模态为稳定模态，绝大部分特征值位于单位圆附近，表示该流场为一个周期性流场，与空化云脱落的周期性过程相对应。对特征值取对数可得模态的增长率(或衰减率)及其频率如下

$$g_i + \omega_i i = \ln(\lambda_i / \Delta t) \quad (18)$$

式中，实部 g_i 为模态的增长率，虚部 ω_i 为模态的频率，如图 10 所示为各模态的增长率分布。

图10 增长率分布

模态的能量大小可表示该模态在演变流场中的主导作用，模态的范数 $\|\boldsymbol{\varphi}_i\|$ 可用来表示其能量

$$\|\boldsymbol{\varphi}_i\| = \sqrt{\sum_{i=1}^n |\varphi_i|^2} \quad (18)$$

式中， φ_i 为第 i 个模态各节点的速度。图 11 为各模态的能量分布。

如图 11 所示，选取 4 个能量较大的模态。其中模态 1 为平均流场模态，其频率为 0 Hz。模态 2 的

频率为 51.84 Hz, 与空化云脱落频率 51.28 Hz 相同, 说明该模态与空化脱落特征有关。模态 3 的频率为 98.85 Hz, 约为空化脱落频率的 2 倍。模态 4 的频率为 150.75 Hz, 约为空化脱落频率的 3 倍。

图 11 模态的能量

由于模态的实部与虚部仅存在相位差异, 因此选取模态的实部, 对其空间结构进行分析。如图 12a 所示, 模态 1 为平均流场, 描述了文丘里管中的平均流场特征, 喉部附近区域的模态为负值, 对应该区域存在的反向射流。模态 2~4 的分布不均匀, 结构较为复杂。

图 12 动力学模态

在模态 2 中, 漩涡在与壁面垂直的方向上有明显的拉伸特征。喉部附近区域模态分布的形状与附着空泡结构基本一致。喉部下游模态周期性交替的分布与下游脱落的空泡运动形态基本一致。由此可见, 模态 2 能较为准确地描述空化发展和脱落的结构特征。

模态 3 的频率约为空化云脱落频率的两倍, 该模态的尺度明显小于模态 2, 相应地数量增加。模态 3 的分布对应着空化向下游运动发展过程中对周围流体的卷携作用。

模态 4 的频率约为空化云脱落频率的三倍, 该模态尺度进一步减小, 在法向和流向方向的数量均增加, 该模态同样由于空化云脱落而产生, 对应于空化云脱落模态的高阶谐波行为。

4 结论

基于试验测量、数值模拟及动力学模态分解对文丘里管中的空化流动进行了研究, 结论如下。

(1) 动力学模态分解得到的四个主导模态频率与空化脱落频率存在倍数关系, 频率较大的模态尺度较小。

(2) 平均流场模态结果发现文丘里管喉部存在反向射流, 其他三个模态揭示了空化发展和脱落的结构特征, 并发现空化云向下游运动过程中对周围流体存在卷携作用。

(3) 动力学模态分解能够准确捕捉空化流动中主要动力学特征, 揭示空化流动机理。

参 考 文 献

- [1] STUTZ B J, REBOUD L. Experiments on unsteady cavitation[J]. Experiments in Fluids, 1997, 22(3): 191-198.
- [2] COUTIER-DELGOSHA O, REBOUD J L, DELANNOY Y. Numerical simulation of the unsteady behaviour of cavitating flows[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2003, 42(5): 527-548.
- [3] 谭磊, 曹树良, 桂绍波, 等. 绕水翼空化流动的数值模拟[J]. 清华大学学报, 2010, 50(7): 1058-1062.
TAN Lei, CAO Shuliang, GUI Shaobo, et al. Numerical simulation of cavity flow around a hydrofoil[J]. Journal of Tsinghua Univ., 2010, 50(7): 1058-1062.
- [4] 谭磊, 曹树良, 王玉明, 等. 三维 ALE15 翼型空化流动数值模拟[J]. 农业机械学报, 2012, 43(9): 49-52, 48.
TAN Lei, CAO Shuliang, WANG Yuming, et al. Simulation of cavitation for 3-D ALE15 hydrofoil[J]. Transactions of The Chinese Society of Agricultural Machinery, 2012,

- 43(9): 49-52, 48.
- [5] TAN L, ZHU B S, CAO S L, et al. Numerical simulation of unsteady cavitation flow in a centrifugal pump at off-design conditions[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of mechanical engineering science, 2014, 228: 1994-2006.
- [6] TAN L, ZHU B S, WANG Y C, et al. Numerical study on characteristics of unsteady flow in a centrifugal pump volute at partial load condition[J]. Engineering Computations, 2015, 32(6): 1549-1566.
- [7] HAO Y, TAN L. Symmetrical and unsymmetrical tip clearances on cavitation performance and radial force of a mixed flow pump as turbine at pump mode [J]. Renewable Energy, 2018, 127: 368-376.
- [8] JI B, LUO X W, ARNDT E A, et al. Large Eddy Simulation and theoretical investigations of the transient cavitating vortex flow structure around a NACA66 hydrofoil[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2015, 68(68): 121-134.
- [9] HUANG B, YU Z, WANG G. Large Eddy Simulation of turbulent vortex-cavitation interactions in transient sheet/cloud cavitating flows[J]. Computers & Fluids, 2014, 92(3): 113-124.
- [10] WU Q, HUANG B, WANG G, et al. Experimental and numerical investigation of hydroelastic response of a flexible hydrofoil in cavitating flow[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2015, 74: 19-33.
- [11] ZHANG Y, CHEN F, ZHANG Y, et al. Experimental investigations of interactions between a laser-induced cavitation bubble and a spherical particle[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2018, 98: 645-661.
- [12] LIU M, TAN L, LIU Y B, et al. Large eddy simulation of cavitation vortex interaction and pressure fluctuation around hydrofoil ALE 15[J]. Ocean Engineering, 2018, 163: 264-274.
- [13] LIU M, TAN L, CAO S L. Cavitation-vortex-turbulence interaction and one-dimensional model prediction of pressure for hydrofoil ALE15 by large eddy simulation [J]. ASME Journal of Fluids Engineering, 2018, 141: 021103.
- [14] SCHMID P J. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data[J]. Fluid Mech, 2010, 656: 5-28.
- [15] ROWLEY C W, MEZIC I, BAGHERI I, et al. Spectral analysis of nonlinear flows[J]. J. Fluid Mech, 2009, 641: 115-127.
- [16] BISTRIAN A, NAVONI M. The method of dynamic mode decomposition in shallow water and a swirling flow problem[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2016, 83(1): 73-89.
- [17] LIU M, TAN L, CAO S L. Dynamic mode decomposition of cavitating flow around ALE 15 hydrofoil[J]. Renewable Energy, 2019, 139: 214-227.
- [18] LIU M, TAN L, CAO S L. Dynamic mode decomposition of gas-liquid flow in a rotodynamic multiphase pump[J]. Renewable Energy, 2019, 139: 1159-1175.

作者简介: 韩亚东, 男, 1995 年出生, 硕士研究生。主要从事流体机械及工程研究。

E-mail: hf20120401@163.com

谭磊(通信作者), 男, 1984 年出生, 博士, 特别研究员, 博士研究生导师。主要从事流体机械及工程研究。

E-mail: tanlei@mail.tsinghua.edu.cn