arXiv:2603.01392v1 [physics.flu-dyn] 2 Mar 2026

使用合成射流激励器破坏壁面约束涡

Frank A. Tricouros，franktri@udel.edu。[1], Cameron Hoober[2], John C. Vaccaro[3], 和 Tyler Van Buren[1]

[1]特拉华大学机械工程系，特拉华州纽瓦克，19716[2]伊利诺伊理工学院机械与航空航天工程，伊利诺伊州芝加哥，60616[3]霍夫斯特拉大学工程系，纽约州亨普斯特德，11549

摘要

我们通过实验探究矩形孔口合成射流激励器破坏壁面约束涡的效果。边界附近的涡流常因涡内的低压集中区而对邻近表面产生意料之外或不希望出现的作用力。合成射流主要用于分离控制、强化混合和诱导湍流；由于孔口区域的非定常流动会扰乱来流的相干性，因此为抑制涡旋提供了一种独特策略。在平板边界层中，我们测试了多种射流孔口构型、涡相对于孔口的横向位置以及涡尺寸。结果发现，每种射流都能使来流涡的旋转相干性降低多达 70%。这种扰动使涡尾迹区内的压力得以恢复。涡的速度尾迹持续时间更长（大多数射流自身也产生了尾迹），不过在某些情况下，流体能够加速，同时保持适度的旋转减弱和压力恢复。这些结果表明，合成射流有望抑制近壁涡结构，尤其适用于已知涡的位置和尺寸的情形。

1 引言

涡旋是流体运动的基本组成部分，在气动性能中发挥着核心作用[1]。根据应用场景的不同，涡旋的影响可能有益，也可能有害 [2]。它们可以提高机动性 [3], ，激活边界层 [4], ，并通过增强混合来改善传热 [5]。然而，涡旋也可能增加阻力[6], 、干扰控制能力 [7], ，并引发振动和不稳定性 [8]。在需要透过流体保持光学清晰度的场景中——例如飞机穹顶下游 [9]——涡结构可能产生密度梯度，进而影响成像或激光技术。流场整体对涡旋存在的敏感性，使其成为流动控制的理想对象 [10]。抑制和破坏相干涡仍然是一项独特的挑战。本研究探讨了利用合成射流激励器扰乱并促使平板上的相干壁面约束流向涡失稳。

壁面约束涡在形成机制和持续性方面都独具特点。这些细长的相干结构，其涡量矢量主要与平均流方向一致，因而能够实现长距离动量传递 [11]。流向涡可由失稳驱动过程自然形成，例如湍流脉动可能激发失稳模态，使之发展为相干涡[12]。例如，G¨ortler涡由凹曲率引发边界层内的压力梯度，使流动卷起并形成流向涡结构[13]。类似地，当射流等二次流被引入横流时，也可能产生涡旋[14, 15]。物体阻碍局部流场时，往往会无意或有意地产生流向涡。最常见的例子是涡流发生器——一种最传统的流动控制方法——它们在局部形成高压区和低压区，从而诱发环量[16]。其他障碍物或凸起物，例如穹顶，也会向自由来流中释放涡旋 [9]。无论如何形成，这些涡旋往往都会影响下游流动特性。

这些流向涡对飞行器性能造成的负面影响已有充分记载。一个常见的例子是，翼尖涡产生诱导阻力，并在下游形成持续时间很长的相干尾流，从而可能干扰其他飞行器或升力面[17, 18]。在导弹和潜艇等钝体的尾流中，不对称的反向旋转涡会产生强烈的脉动力矩，导致不稳定性 [19]。在三角翼上，涡分离会造成升力骤降并引发抬头运动 [20]。操纵面上游生成的涡会严重影响其性能 [21]。这些例子凸显了探索有效策略以抑制或破坏涡结构、维持或提升飞行器性能与稳定性的重要性。

合成射流长期以来被用作各种应用中的流动控制装置 [22], ，包括分离抑制和混合增强。我们将展示一种更独特的合成射流涡破坏应用方式。合成射流也称为零净质量流量射流，其流动由振荡膜片或薄膜产生，通过孔口依次喷出和吸入流体[23]。尽管其净质量流量为零，这种交替循环仍会形成时间平均射流，其动量通量与稳态射流相当[24]。在孔口出口处，非定常射流会产生一列涡环，并使其向下游对流 [25] ；根据孔口几何形状的不同，这些涡环可能在下游形成相干涡结构[26, 27, 28, 29]。本研究采用矩形出口几何形状。与开口面积相同的圆形孔口相比，这种结构可通过控制孔口方向来调节涡生成，并使流动的作用宽度更大。在此应用中，我们选择合成射流作为操纵装置，主要有两个原因：（1）采用合适的孔口几何形状和方向，可以显著扰乱流动，同时不在下游形成涡结构[15]；（2）我们假设，外部流动吸入射流并从射流中排出的过程会破坏已有流动中的涡旋相干性。

尽管已有大量文献研究合成射流在分离控制和混合中的应用，但人们对如何利用合成射流实现定向涡衰减仍知之甚少。先前的研究指出，合成射流能够产生涡旋 [26], 改变纵向涡的轨迹 [30],，或使已有涡旋合并并增强其强度 [31]。然而，反过来，利用合成射流有意 destabilize 或摧毁预先存在的流向相干涡，仍是一个有待探索的课题。本研究的一个动机来自一项研究，该研究发现合成射流与涡流发生器之间存在意外相互作用 [31]；其中，增强.....的尝试

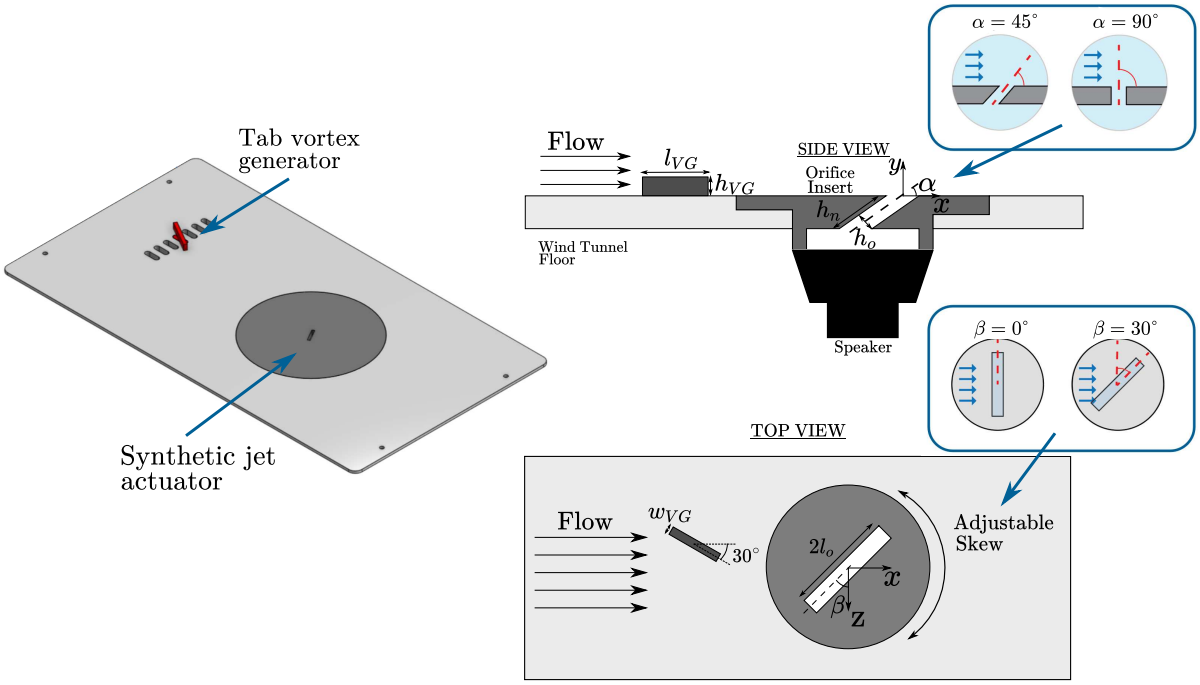

图1：风洞嵌件的侧视图和俯视图示意图，其中涡流发生器和合成射流的位置可调。

涡旋（也称为“缠绕”）的尝试，反而导致它意外地被摧毁，并完全被合成射流的流场取代。尽管这一结果并非有意为之，却揭示了致动器更独特的应用潜力。通过改变射流孔口的俯仰角和偏斜角，我们展示了合成射流如何与涡核相互作用，使涡旋失稳并加速涡破裂。结果表明，随着压力恢复程度的变化，涡强度出现了可测量的衰减。

2 实验方法

数据采集自一座 Aerolab EWT 开口回流式吸入风洞。该风洞的湍流强度低于 0.25%，横截面积为 0.305 × 0.305 m^2 ，试验段长度为 0.61 m。整个实验过程中，自由来流速度保持在 $U_\infty = 10$ m/s，并通过连接至 Scanivalve DSA3217 多管压力计的皮托静压管进行监测。多管压力计的不确定度为 2.5×10^{-3} kPa，对应的速度误差为 ± 0.2 m/s。风洞安装了丙烯酸侧壁，为测量技术提供光学通道。风洞底部由我们的实验装置替代。

我们选择使用矩形片状涡流发生器，以形成连贯且边界清晰的壁面约束流向涡结构。使用了两个涡流发生器，两者之间的高度仅有差异，分别为 $h_{VG} = 7.5$ 或 10 mm。所有涡流发生器的长度均为 $\ell_{VG} = 40$ mm、宽度为 $w_{VG} = 4$ mm，且相对于来流倾斜 $\theta = 30^\circ$。涡流发生器的几何中心位于合成射流孔槽上游 210 mm 处

的中心位置。风洞地板嵌板设有可变的展向（z 方向）开口；当展向偏移量为 40 mm 时，涡旋会直接经过合成射流装置的中心。不使用时，这些开口会用封板盖住并用胶带密封，以确保没有流体泄漏。我们还研究了涡流发生器的其他位置，以评估涡旋与致动器之间的距离所产生的影响。

使用 Visaton SC 8N 扬声器产生合成射流。它们安装在置于风洞底板上的孔口嵌板上。扬声器由 Siglent SDG 1032X 任意波形发生器产生的 220 Hz 正弦电压信号驱动。波形输出经 Fosi Audio TB10D 扬声器放大器放大。使用 Keysight U1242B 万用表（精度为 0.09%）监测均方根电压输出，以确保设置可重复。我们以三种不同的速度设置对射流进行了测试，分别对应于 $V_{RMS} = 5$、10 或 15.3 V。然而，我们优先考虑最大化射流相互作用，并在 $V_{RMS} = 15.3$V 下采集了大部分数据。较高的电压设置使倾斜 $\alpha = 45°$ 射流和壁面法向 $\alpha = 90°$ 射流的吹风比分别为 $C_b = 1.0$ 和 $C_b = 1.3$ 。孔口板的宽度为 $h_o = 2$ mm，槽长为 $2l_o = 18$ mm，颈部高度为 $h_n = 7/\sin\alpha$ mm。通过更换孔口嵌件，研究了三种孔口倾角： $\alpha = 45°$、$90°$ 和 $135°$ 。孔口偏斜角$\beta = 0°$ 和 $30°$ 通过旋转并锁定孔口嵌件进行调整。

本研究使用商用 LaVision 立体粒子图像测速（立体粒子图像测速）系统，在多个流向位置采集二维、三分量速度场平面。使用 Imager SX 4M 相机采集数据，相机配备 12 位电荷耦合器件，分辨率为 2330×1750像素。相机安装在 Scheimpflug镜头适配器上，并配备尼康 105 mm 焦距镜头及 532 nm $\pm$ 10 nm 带通滤光片。两台相机分别置于风洞两侧，相对于流向呈 $40°$角，相互之间呈 $80°$ 角。使用 Rocket Smoke Machine 为流动播撒示踪粒子，粒子直径范围为 0.2 至 0.3μm。使用 Quantel Evergreen 145 mJ/pulse Nd:YAG双腔脉冲激光器照射示踪粒子。使用 LaVision DAVIS软件处理数据。采用连续图像对互相关的方法计算速度矢量。时间平均数据由 500 对图像组成，采集时间间隔为 25 μs。为避免数据采集与非定常射流驱动频率锁相，连续图像对的数据采集频率设为 5.583 Hz。对于锁相数据，采集 500 对图像，时间间隔为 5μs。锁相数据的增量为每隔 $45°$，从 $0-315°$开始。采用多步处理法处理图像：第一步使用 48×48 像素的询问窗口，重叠率为 50%；随后两步使用 32×32 像素的询问窗口，重叠率均为 50%。为实现长度尺度和速度尺度的无量纲化，分别采用孔口宽度和自由来流速度。

3 结果与讨论

我们旨在利用合成射流，破坏平板边界层流动中的流向壁约束涡。在各种应用中，流向涡受到扰动的一个主要原因是涡旋旋转所诱发的低压，这会在涡旋附近的飞行器或升力面上产生意料之外的体积力。低压的根源

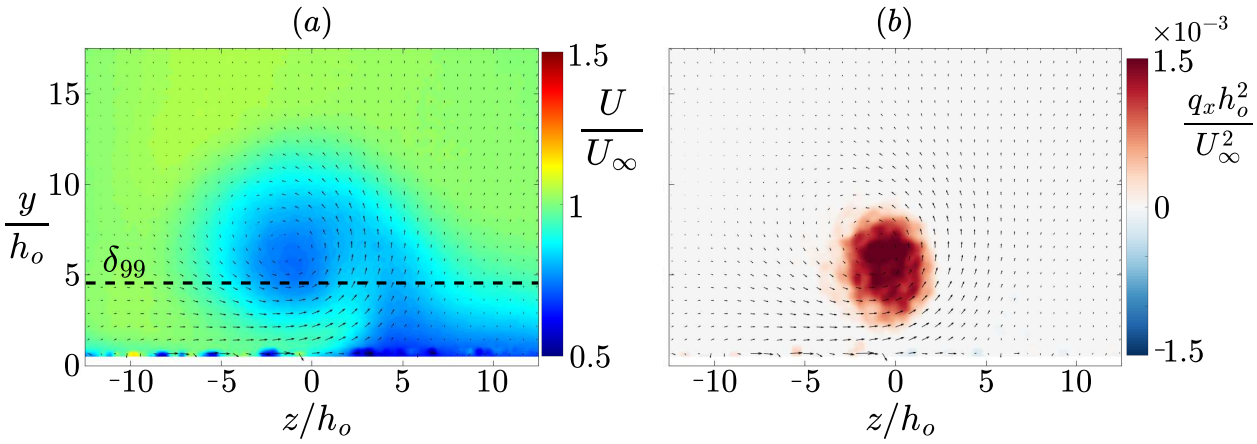

图 2：涡流发生器产生的涡旋特性，包括速度场 (a) 和 Q判据场 (b)。测量位置为涡流发生器下游 $x/h_o = 5$ 处，涡流发生器尺寸为 $l_{\mathrm{VG}}/h_o = 20$ &$h_{\mathrm{VG}}/h_o = 3.75$ 。图中标出了边界层高度。

在于涡旋的方位速度，这一点可以通过流体动量守恒方程的微分形式和柱坐标形式看出。

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{u_\theta^2}{r}. \tag{1}$$

此处假设流动为二维，不存在径向速度、体积力或时间变化。方位速度 u_θ 会导致径向压力梯度 $\frac{\partial P}{\partial r}$，最终使涡核内形成低压区。因此，如果我们能够扰乱涡旋的方位速度，就可以减弱涡旋的影响。

3.1 流动控制装置的特性

首先，我们分析未施加合成射流时产生的涡旋特性。我们采用经过修改的 $\mathcal{Q}$ 判据场，评估涡旋中与其他涡量源分离的旋转结构，其量化方式为

$$q_x = -\frac{1}{2}\frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{2}\frac{\partial w}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial y}. \tag{2}$$

尽管传统上 $\mathcal{Q}$判据是一个总量，但在此处我们仅根据速度的平面内分量进行计算，即 v 和 w，因此用带有 x 下标的形式表示该判据，并将其称为 q_x 或 q 判据。此外，还赋予其局部流向涡量的符号，因此我们可以识别旋转方向相反的涡结构。图2 展示了由翼片式涡流发生器产生的涡旋的速度场和 q 判据场，其测量位置位于$x/h_o = 5$ 下游。在速度场中，可以清晰看到一个旋转结构，结构内部集中存在流向速度亏损。基准（无涡）边界层的高度用 δ_{99} 表示（标记基准展向平均速度达到自由来流的 99% 的位置）。在涡旋左侧（流动朝向壁面），高动量流被推入边界层。这与

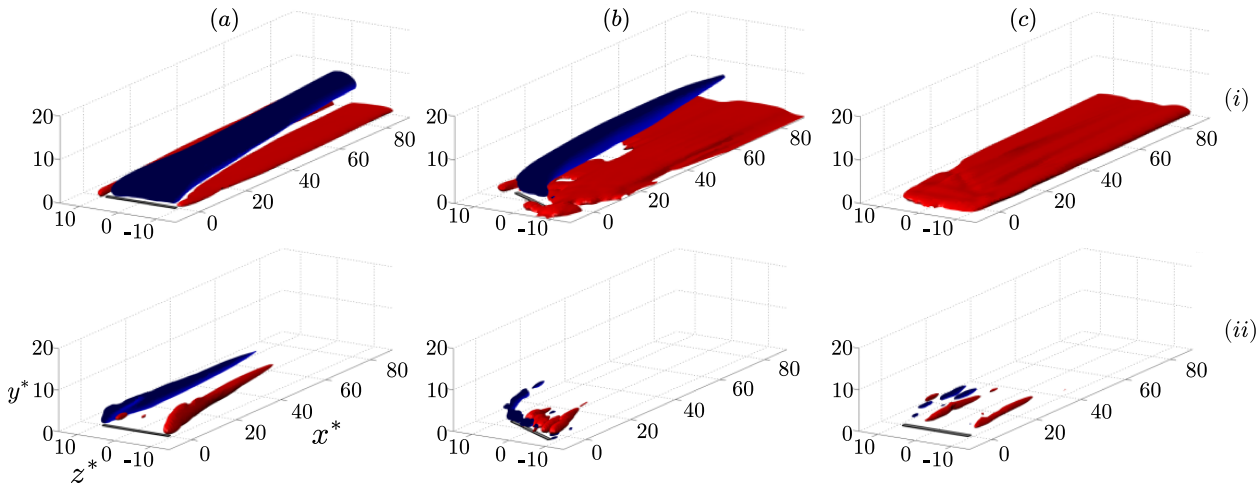

图 3：三种合成射流方向的表征：(a) $\alpha = 90°$ 和 $\beta = 0°$，(b) $\alpha = 90°$ 和 $\beta = 30°$，以及 (c) $\alpha = 45°$ 和 $\beta = 0°$，吹风比为 $C_b = 1.0$。每种情况均展示了总速度变化的等值面 (i) 和通过流向 Q 判据表征的涡结构 (ii)。图片转载自 [15]。

低动量流体发生交换，随后低动量流体在右侧（流动远离壁面）被排出至自由来流。该涡旋的高度约为局部平板边界层高度的 2 至 3 倍。q 判据显示，涡旋中心存在集中的旋转结构，成功识别出涡核区域。除非另有说明，全文将以此作为基准涡。

接下来，我们可以表征不存在预先形成的壁面涡旋时的合成射流流场。考察合成射流自身产生的涡结构十分重要，因为我们希望避免为了形成多个涡旋而破坏一个涡旋的情况。正如 Van Buren 等人[15] 所示，改变矩形孔口合成射流的孔口方向，会显著影响由此产生的速度场和涡量场。图 3展示了矩形孔口合成射流 [15]相对于基准平板边界层的速度变化以及 Q 判据场。我们选取三个特定方向：$\alpha = 90°$ 和 $\beta = 0°$，$\alpha = 90°$ 和 $\beta = 30°$，以及 $\alpha = 45°$ 和 $\beta = 0°$ 作为潜在的涡破坏方案（原始数据来自 Van Buren 等人[15]）。后两种情况在下游几乎不产生涡结构，同时还能为边界层注入能量，且在自由来流中形成的尾流区相对较小。这是因为，当射流俯仰角 α 向前倾斜时，孔口处产生的流向涡量较少；而当射流偏斜角 β 使孔口未与自由来流对齐时，产生的流向涡量也会减少。这两种情况下，下游形成的流向涡结构都不太连贯。此外，文中还纳入了更为传统的壁面法向、垂直孔口 $\alpha = 90°$ 和 $\beta = 0°$ 情况；该情况会产生清晰的流向涡对，并在尾流中形成较大的速度亏损区。这样做是为了检验，使用会自行产生涡结构的致动器是否会影响预先存在的涡旋的破坏过程。

除了上文展示的三种合成射流工况外，我们还加入了一种以往文献中尚未探讨过的新颖朝向，$\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$。这种朝向应能通过使射流逆着流动偏转，显著扰乱速度场。

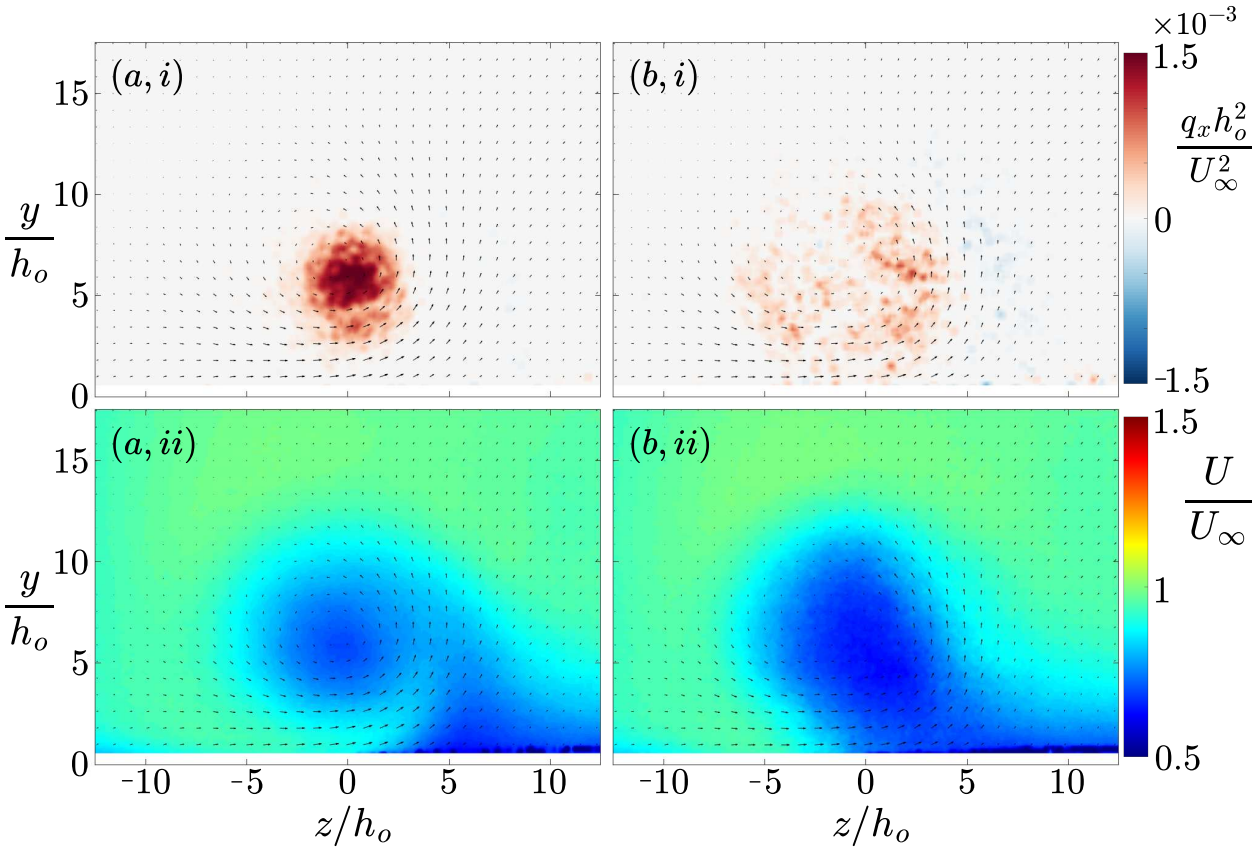

图 4：合成射流对上游生成的涡的影响，以 q- 判据（i）和速度场（ii）表示，对比致动器关闭（a）与开启（b）时在 $x/h_o = 20$ 测得的结果。合成射流的方向为 $\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$，吹风比为 $C_b = 1.3$；涡流发生器处于中间位置，参数为 $l_{\mathrm{VG}}/h_o = 20$ & $h_{\mathrm{VG}}/h_o = 3.75$ 。

3.2 涡旋位置的理想工况

如第2节所述，将涡流发生器置于风洞嵌件的中间位置后，我们产生了一个直接经过合成射流孔口上方的涡旋。这种情形代表了控制能力的理想化条件。图4 展示了合成射流对既存涡旋的影响，并与未进行射流驱动的基准工况进行比较。此处的合成射流为壁面法向 $\alpha = 90°$ ，偏斜角为 & $\beta = 30°$，射流强度为 $C_b = 1.3$。我们可以看到，射流对速度和涡结构均产生了明显影响。首先，Q判据所显示的涡旋相干性几乎在射流下游 $x/h_o = 20$ 范围内完全消失。（Q判据场上的箭头表示平面内速度，确实显示出方位速度结构的一些痕迹。）涡旋中心原本存在的流向速度亏损，在驱动后仍然明显，尽管涡旋相干性已经消失。这并不意外，因为在最初的表征中，这种合成射流确实表现出尾流，因此没有理由认为射流会加速一个既存尾流。

评估该效应的下游发展十分重要，这有助于判断涡旋被削弱的速度。在图5中，我们展示了基准涡旋流以及各受控工况在多个流向位置处的涡结构。在未受控工况下，涡旋的旋转结构从 $5 \geq x/h_o \geq 20$ 处开始自然衰减。然而，由于射流对涡旋的冲击，涡旋在 $x/h_o = 5$范围内便失去了大部分相干性，只剩下较分散的正或负 q_x区域。随后，这些区域迅速减弱，到测量区域末端时，几乎已看不到涡旋旋转的迹象。显然，这种合成射流的方向和强度——诚然，这是在理想条件下——能够立即破坏局部涡旋，且该涡旋的尺寸与射流孔口长度相当（即涡旋直径约为射流孔口长度）。

接下来，我们确定最适合涡破坏的射流喷口构型。我们考虑图3 所示的四种喷口方向，以及一种额外工况：射流逆着流动朝上游喷射， $\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$。图6 展示了合成射流对既有涡旋的影响，依据是在 $x/h_o = 20$ 下游测得的Q判据。所有工况都对涡旋产生了显著影响，但效果各不相同。法向且垂直的喷口工况（$\alpha = 90°$ & $\beta = 0°$）形成了三个明显的涡旋区域。前两个由该方向下的反向旋转涡对构成。第三个区域则是射流产生的顺时针涡旋与涡流发生器产生的逆时针涡旋结构相互作用后减弱的涡旋。这可能是因为在这种构型下，合成射流产生的涡结构最强（见图3）。带倾斜且垂直喷口的工况（$\alpha = 45°$ & $\beta = 0°$影响最弱——在所有工况中，该射流造成的虚拟堵塞（由射流流动结构导致的堵塞）最小，通常用于流动加速。壁面法向偏斜工况（$\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$）和射流朝向来流的工况（$\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$）对涡结构的影响强度相近。这表明，堵塞涡旋十分重要，同时还需确保合成射流不会产生自身的涡结构。看来，没有必要让射流朝向来流，因为偏转程度较小的工况也能产生类似影响。

考虑图中相同情况的速度场 7。在所有情况下，涡旋的尾流与存在合成射流时相似或更差。唯一具有以下特征的情况是

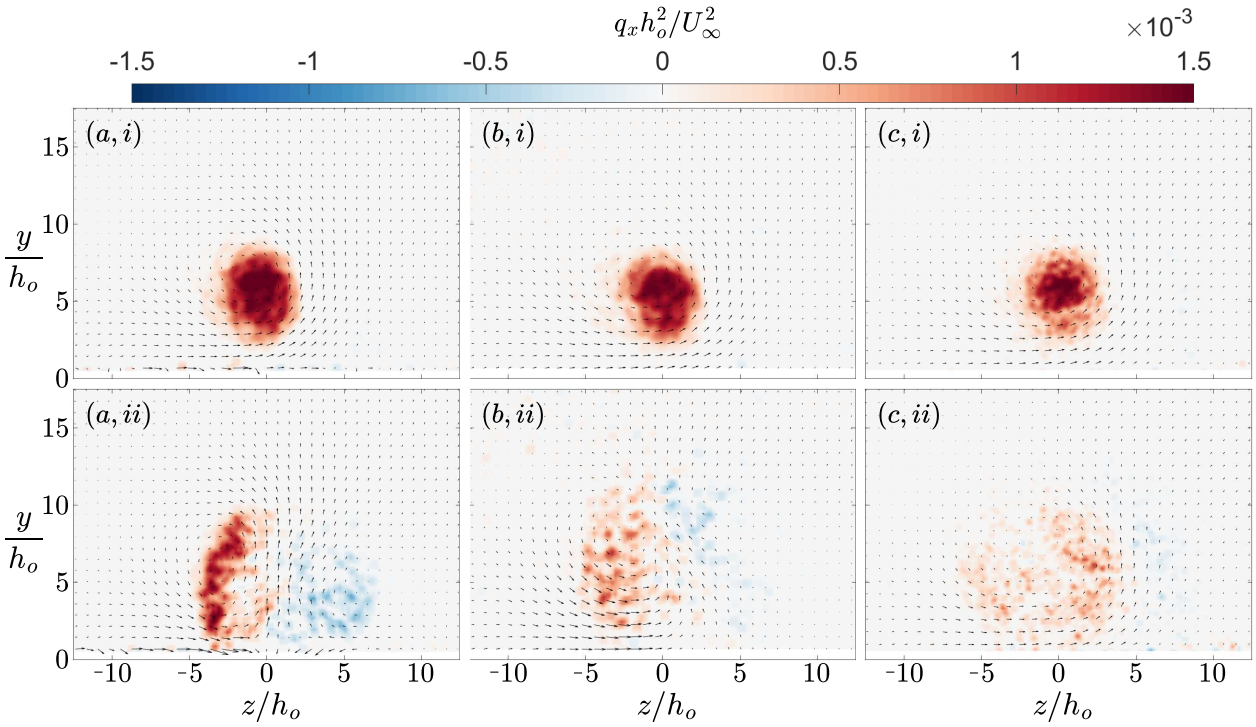

图 5：致动器关闭（i）和开启（ii）时涡旋的发展过程。测量位置分别为下游 (a) $x/h_o = 5$、(b) $x/h_o = 10$ 和 (c) $x/h_o = 20$。合成射流的方向为 $\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$，吹风比为 $C_b = 1.3$；涡流发生器位于中间位置，参数为 $l_{\mathrm{VG}}/h_o = 20$ & $h_{\mathrm{VG}}/h_o = 3.75$。

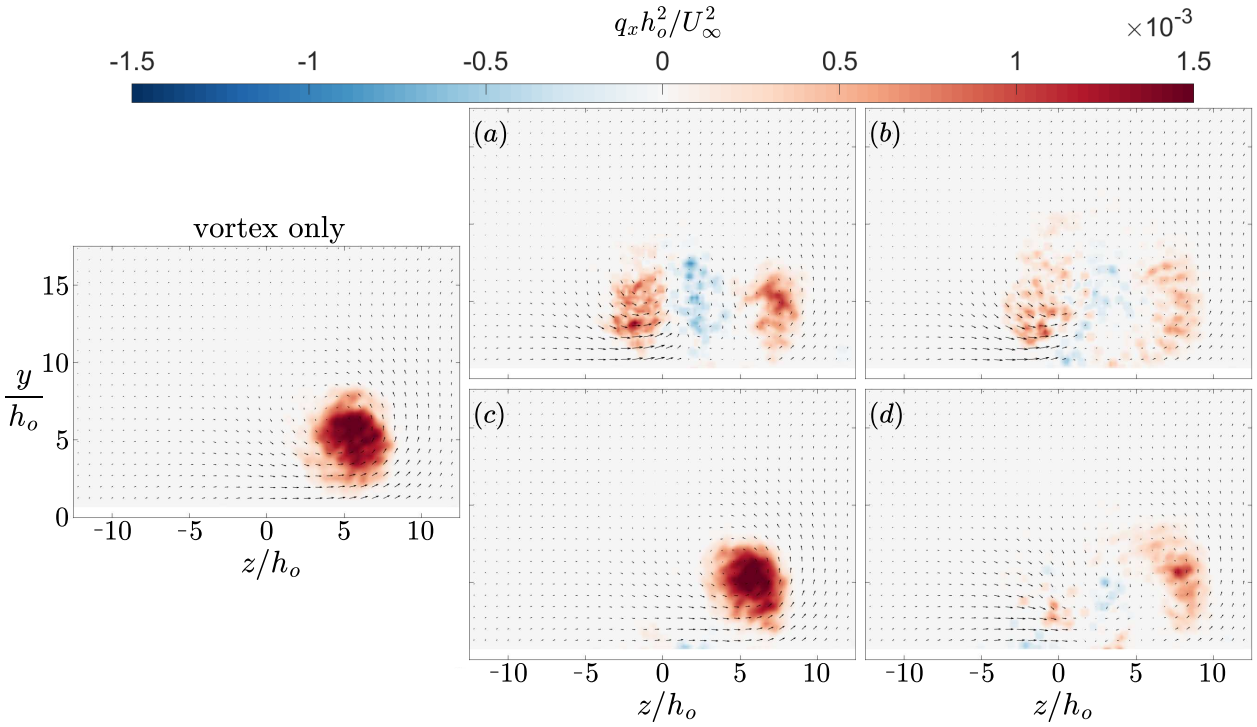

图6：合成射流激励器对上游生成的涡的Q判据的影响，其中(a) $\alpha = 90°$ & $\beta = 0°$、(b) $\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$、(c) $\alpha = 45°$ & $\beta = 0°$以及(d) $\alpha = 135°$ &$\beta = 0°$；对于 $\alpha = 90°$ 射流，吹风比为 $C_b = 1.3$；对于倾斜的 $\alpha = 45$、$135°$射流，吹风比为 $C_b = 1.0$，测量位置为 $x/h_o = 10$。左侧显示的是未采用射流驱动时的基准涡流场。涡流发生器位于右侧位置时，其参数为 $l_{\mathrm{VG}}/h_o = 20$ & $h_{\mathrm{VG}}/h_o = 3.75$ 。

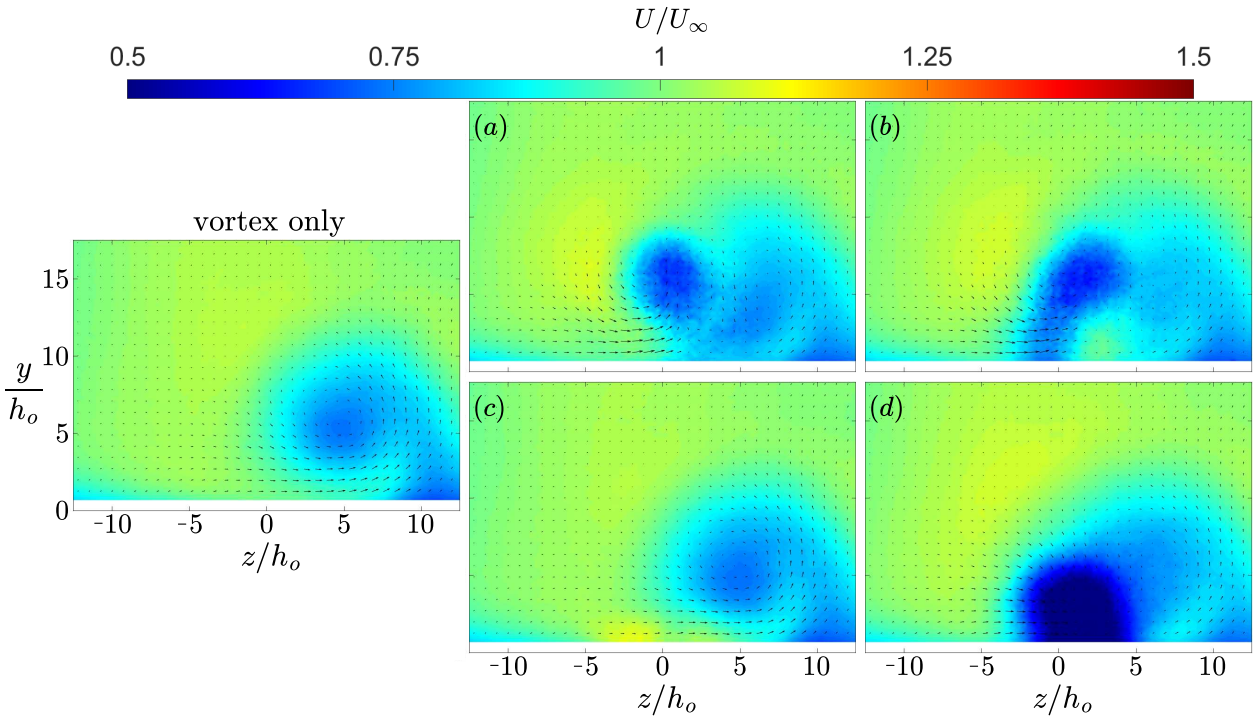

图7：合成射流激励器对上游生成的涡的速度场的影响，其中 (a) $\alpha = 90°$ & $\beta = 0°$、(b) $\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$、(c) $\alpha = 45°$ & $\beta = 0°$ 和 (d) $\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$，对于 $\alpha = 90°$ 射流，其吹风比为 $C_b = 1.3$；对于倾斜的 $\alpha = 45$、$135°$ 射流，其吹风比为 $C_b = 1.0$，测量位置为 $x/h_o = 10$。左侧显示的是未采用射流驱动时的基准涡流场。涡流发生器在右侧位置的 $l_{\mathrm{VG}}/h_o = 20$ & $h_{\mathrm{VG}}/h_o = 3.75$。

尾流区内速度加速的情况是射流沿流动方向偏转的情形（$\alpha = 45°$ & $\beta = 0°$），这可能是因为该射流单独作用时会直接加速壁面附近的流动。然而，与涡旋本身相关的尾流区并未出现明显的速度亏损减小。相反，射流逆流动方向偏转的情形（$\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$）显示出比仅有基准涡的情况大得多的亏损区。这是意料之中的，因为逆主流喷出的射流会产生相当大的速度亏损。总体而言，在我们研究的这些情况下，没有任何组合能够同时有效减弱旋转结构和尾流，不过，涡破坏后仍存在尾流是否会造成不利后果，目前尚不明确。

如前所述，涡旋对邻近表面的影响源于涡旋内部的低压。自然，我们会评估涡破坏方法所导致的压力场变化。压力场根据速度场计算，并采用针对不可压缩流体的压力泊松方程3，遵循 Barba 等人。[32]

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial x} + 2\frac{\partial u}{\partial y}\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial v}{\partial y} \right). \tag{3}$$

为了解决这个问题，我们 从全零的初始压力场开始，并利用

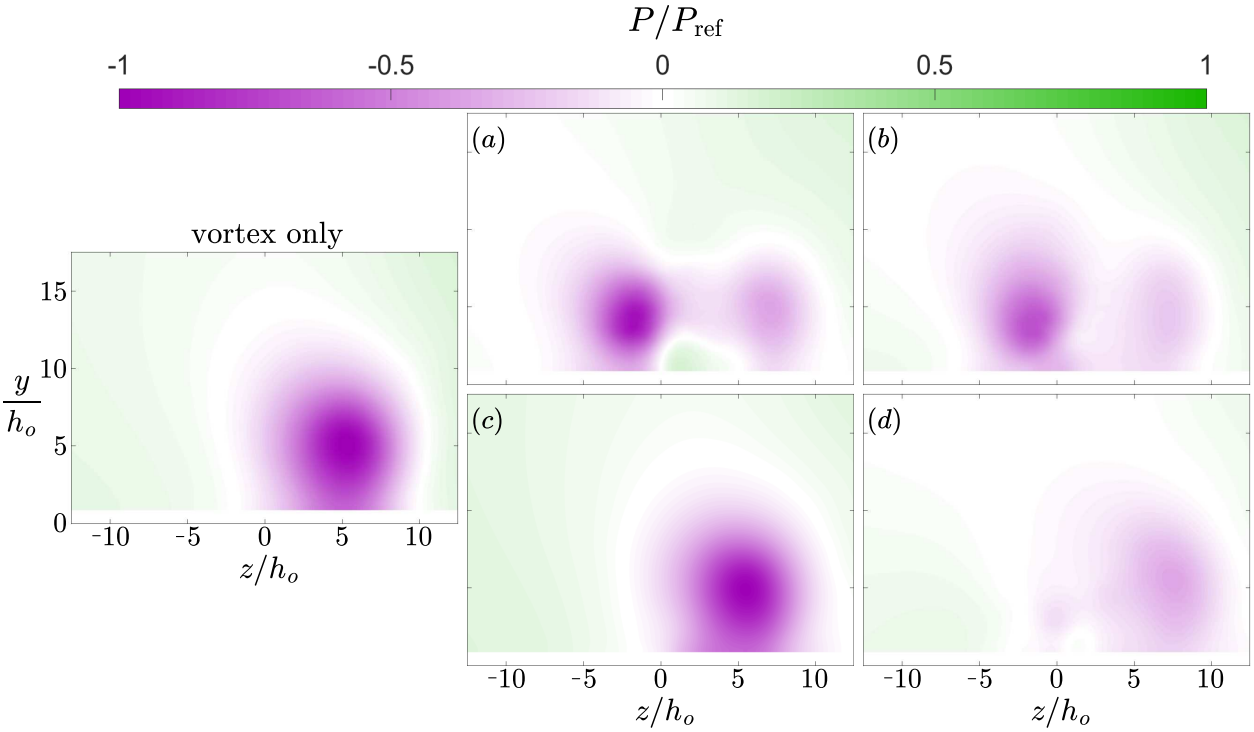

图 8：合成射流激励器与上游生成的涡相互作用的压力场比较，其中 (a) $\alpha = 90°$ & $\beta = 0°$，(b) $\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$，(c) $\alpha = 45°$ & $\beta = 0°$，以及 (d) $\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$，$\alpha = 90°$ 射流的吹风比为 $C_b = 1.3$，倾斜的 $\alpha = 45$、$135°$ 射流的吹风比为 $C_b = 1.0$，测量位置为 $x/h_o = 10$。左侧所示为无射流驱动时的基准涡流场。涡流发生器的参数为 $l_{\mathrm{VG}}/h_o = 20$ & $h_{\mathrm{VG}}/h_o = 3.75$，位于 $z/h_o = 6.75$。

O(h^2) 有限差分格式进行迭代求解。当迭代间压力场的变化小于 1×10^{-6} Pa 时，即认为解场已收敛。在计算域边缘采用齐次诺伊曼边界条件。

计算所得压力场的等值线如图 8 所示。为了更好地可视化各射流方向对压力场的相对影响，我们以 P_{ref} 进行归一化，该参考压力对应于基准涡流发生器压力场中绝对值的峰值。总体而言，除 $\alpha = 45°$、$\beta = 0°$ 外，大多数射流均能削弱与涡核相关的负压力场。然而，垂直于底板倾斜的射流 $\alpha = 90°$ 在该涡流发生器横向位置处产生了次级压力结构。对于迎向横流倾斜的射流 $\alpha = 135°$、$\beta = 0°$，压力场强度大幅减弱，且未产生次级结构。产生最强速度尾迹的方向却具有最大的压力恢复，这一点略显反直觉。

3.3 涡旋尺寸和位置的影响

既然我们已经了解了理想情况下合成射流的影响，就可以开始考察射流效果的局限性，例如已有涡旋的距离和尺寸

如何变化。请注意，在本节中，我们通过四种具有代表性的孔口方向来改变涡旋特性和控制方式，以分析速度和涡旋场。

首先，我们考察涡旋的横向位置对控制能力的影响。测试了三个位置：(1) 位于射流左侧 6.75 个孔口宽度处，(2) 居中，以及 (3) 位于射流右侧 6.75 个孔口宽度处；由此可以测试射流对涡旋向上和向下速度侧的作用效果，此时涡旋主体主要位于射流宽度范围之外。图9 显示了在 $x/h_o = 10$测得的三个横向位置下，基准工况与受控工况的涡旋场。三个位置上，射流都对涡旋产生了显著影响（即使在下游仅数个孔口长度处也是如此）。然而，涡旋位于孔口左侧时，影响最小，原涡旋的核心仍然完整。在这种情况下，射流的速度场可能会直接助推涡旋向上的速度侧，产生不理想的效果，因为壁法向射流（$\alpha = 90°$）在该区域表现出较强的垂直速度。涡旋位于孔口中心和右侧时，涡破坏程度相近，其中涡旋位于右侧时受到的影响最大。这很可能是因为在涡旋这一侧，射流向上的速度抵消了涡旋向下的速度——这与涡旋位于孔口另一侧时所观察到的效果相反。在所有工况下，都可以看到生成了较小的次级涡旋结构，它们与原涡旋反向或同向旋转。

与图中相同工况的速度场 9 如图所示 10。对于三种横向涡位置工况，射流均形成强烈的尾流区，并与涡旋尾流以不同程度相互叠加。当涡旋位于孔口左侧或右侧时，两个尾流区在一定程度上彼此分离，只有第 (ii) 行例外。涡旋居中时，合并尾流最强、最明显。当涡旋位于孔口右侧时，与其他受控工况相比，整体尾流结构有所减弱。如图 9所示，这一涡旋位置也对应着涡破坏效果最佳的位置，表明涡破坏与尾流减弱有可能同时实现。沿横流方向倾斜的射流 $\alpha = 45° \ \& \ \beta = 0°$（图 10（a–c，ii））是唯一能够降低速度亏损的射流方向。其他所有工况的速度亏损均大于基准工况。为完整起见，我们还展示了根据图 11中的速度计算得到的相应压力场。总体而言，我们观察到涡结构减弱与压力恢复相关这一趋势持续存在，其中最右侧的涡旋位置恢复效果最佳。

在考虑了涡旋的横向位置后，接下来我们将探讨涡旋尺寸对流动控制效果的影响。图12展示了仅使用涡流发生器的基准工况，以及我们表现最佳的两种射流方向。产生这些涡旋的涡流发生器相似，区别仅在于高度有所变化，为$h_{VG}/h_o = 3.75$ 或 5，且涡流发生器位于中央位置。由此产生的涡旋尺寸比本研究大多数情况下所用的涡旋约大 33%。尽管涡旋尺寸增大了，但与基准工况相比，所有工况下的涡旋相干性都以相似的程度减弱。从定性上看，倾斜进入横流的射流（$\alpha = 135°$）更能瓦解较小的涡旋，而方向为 $\alpha = 90°$ 和 $\beta = 30°$的射流则对较大的涡旋更有效。总的来说，无需改变合成射流的尺寸或强度，射流不仅能够减弱我们所研究的代表性 $h_{VG}/h_o = 3.75$ 工况下的涡旋相干性，也能减弱尺寸更大的 $h_{VG}/h_o = 5$ 涡流发生器所产生的涡旋相干性。我们也认识到，这并非一个涵盖广泛涡旋尺寸的参数空间，而且一定存在一个上限

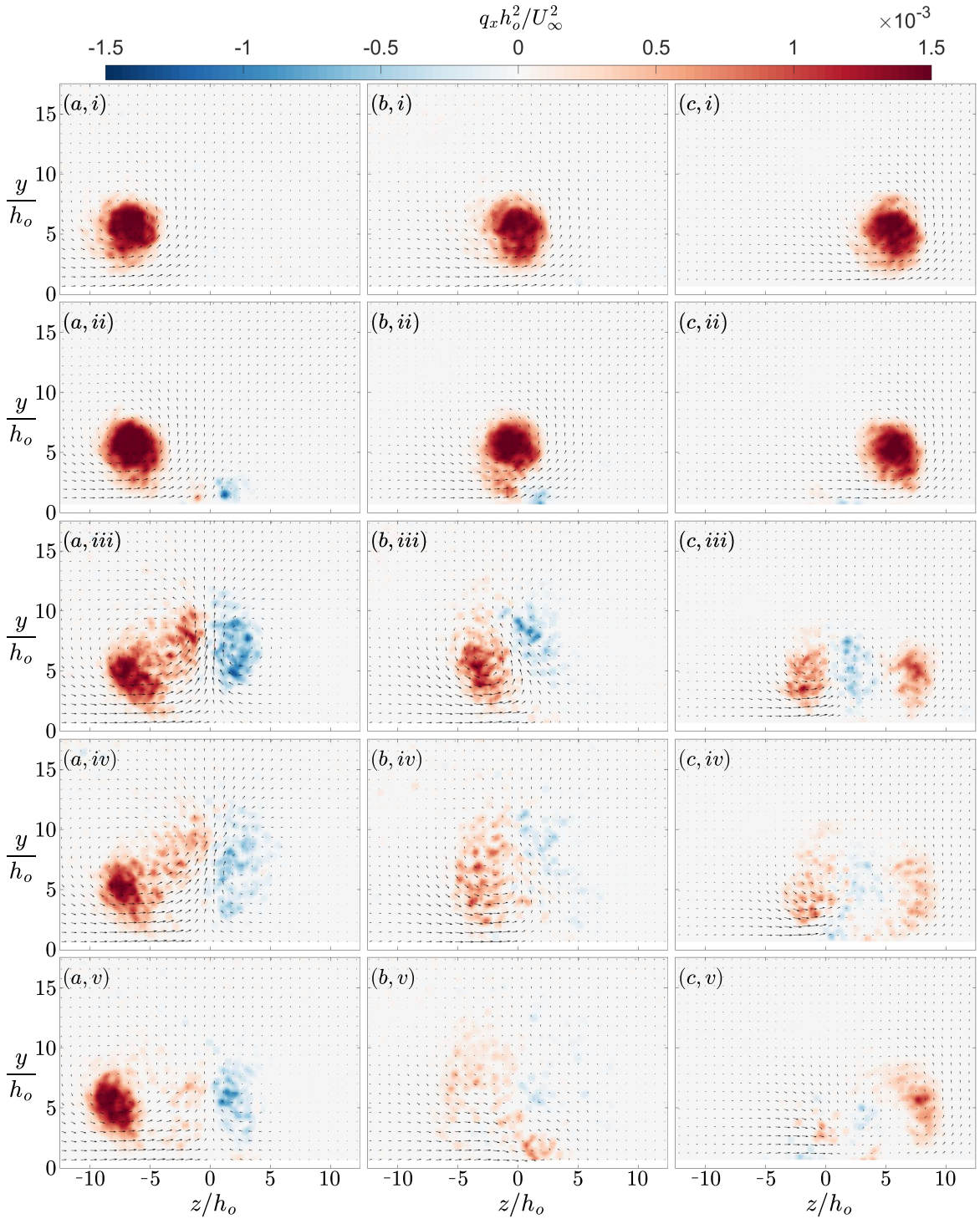

图 9：展示横向涡位置对控制效果影响的涡结构流场，其中涡旋相对于合成射流质心的位置为 (a) $z/h_o = -6.75$、(b) $z/h_o = 0$ 和 (c) $z/h_o = 6.75$。第 (i) 行展示的为仅含涡流发生器的基准流场。合成射流方向分别为 (ii) $\alpha = 45°$ 和 $\beta = 0°$、(iii) $\alpha = 90°$ 和 $\beta = 0°$、(iv) $\alpha = 90°$ 和 $\beta = 30°$，以及 (v) $\alpha = 135°$ 和 $\beta = 0°$。所有流场均位于流向位置 $x/h_o = 10$。

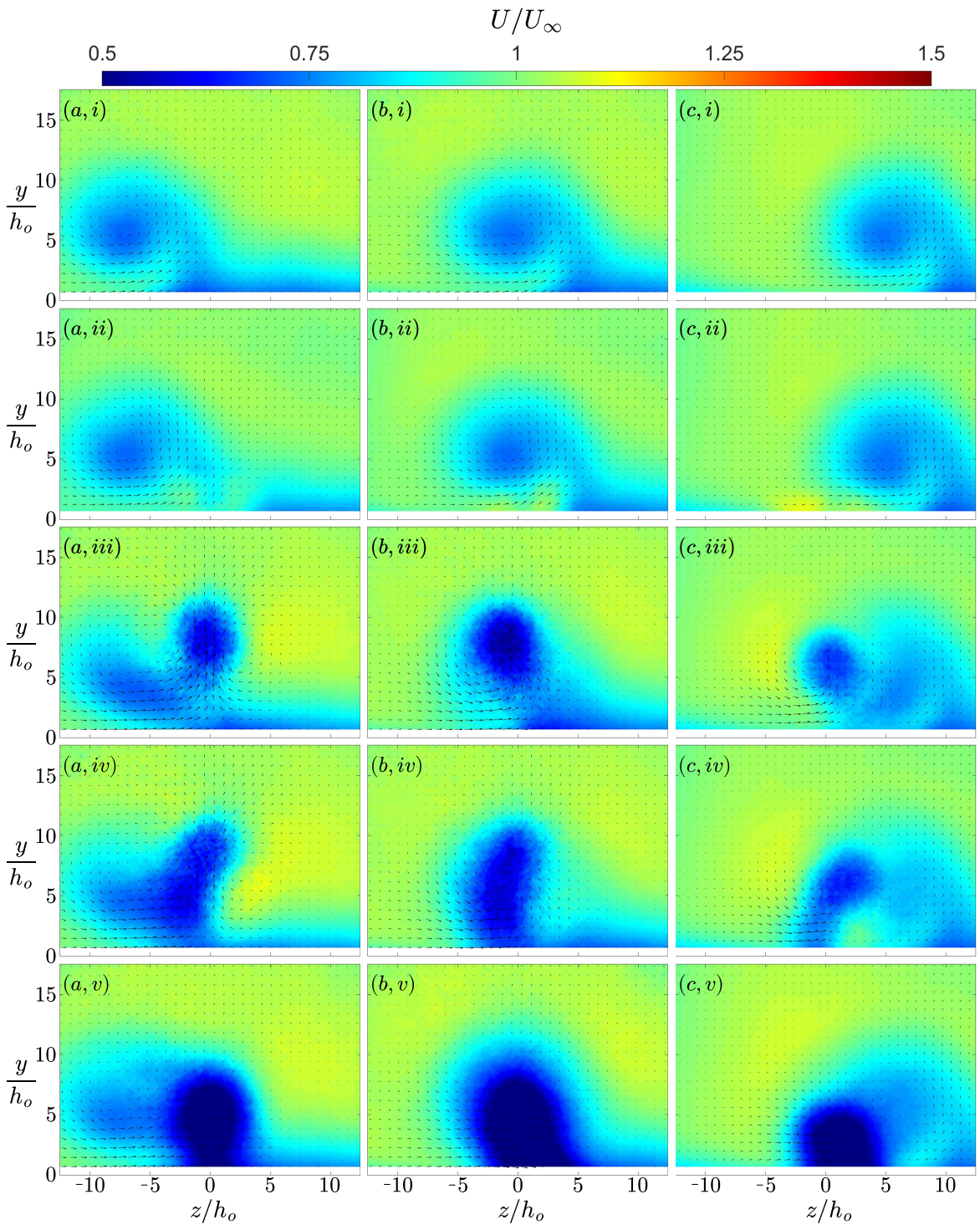

图10：速度流场展示了横向涡位置对控制效果的影响，其中涡旋相对于合成射流质心的位置分别为 (a) $z/h_o = -6.75$、(b) $z/h_o = 0$ 和 (c) $z/h_o = 6.75$。第 (i) 行显示的仅为涡流发生器产生的基准流场。合成射流方向分别为 (ii) $\alpha = 45°$ & $\beta = 0°$、(iii) $\alpha = 90°$ &$\beta = 0°$、(iv) $\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$ 和 (v) $\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$。所有流场均位于流向位置 $x/h_o = 10$。

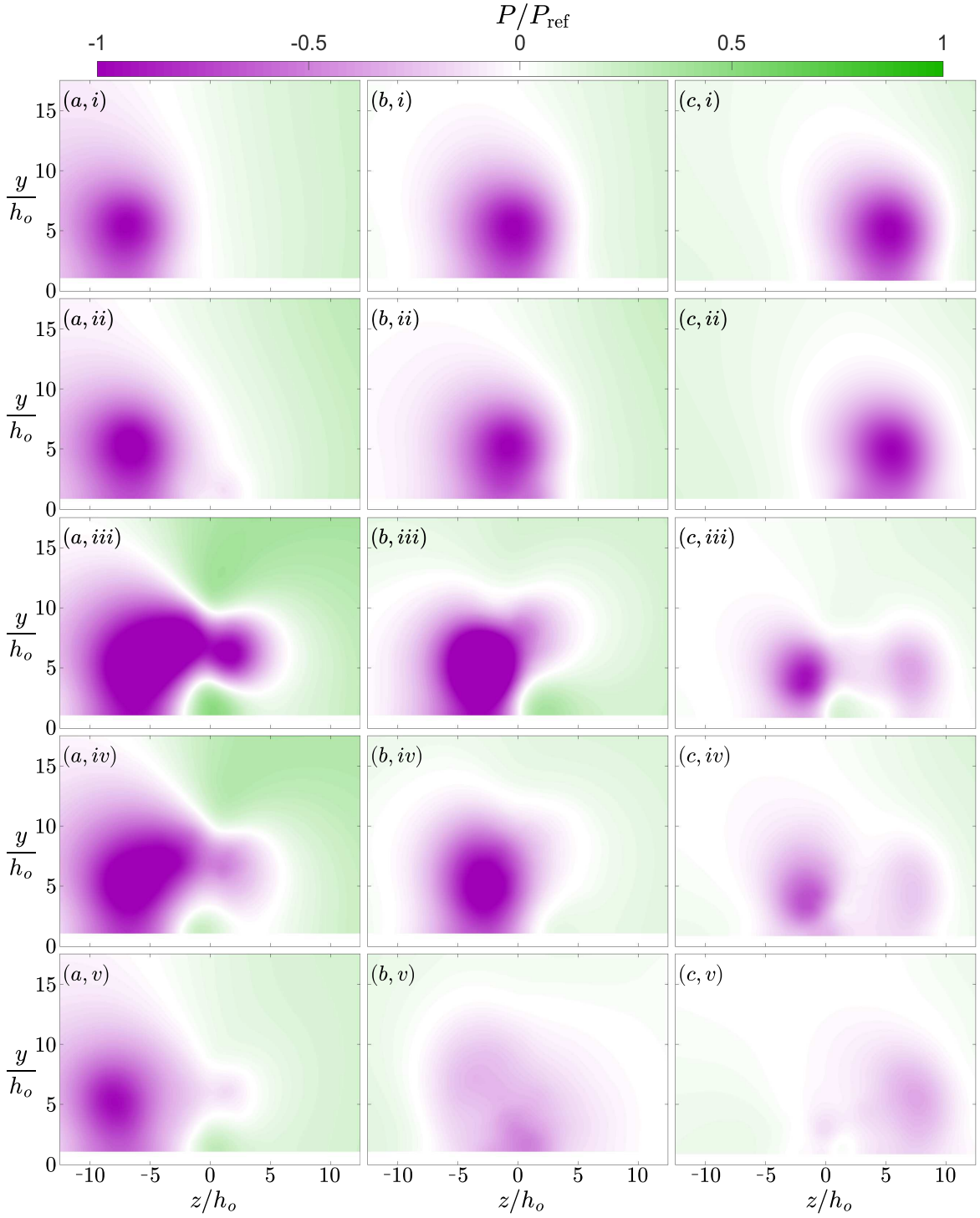

图11：压力场显示横向涡位置对控制效果的影响，其中涡旋相对于合成射流质心的位置为 (a) $z/h_o = -6.75$、(b) $z/h_o = 0$ 和 (c) $z/h_o = 6.75$ 。第 (i) 行显示仅有涡流发生器时的基准流场。合成射流方向分别为 (ii) $\alpha = 45°$ & $\beta = 0°$、(iii) $\alpha = 90°$ & $\beta = 0°$、(iv)$\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$ 和 (v) $\alpha = 135°$ & $\beta = 0°$。所有流场均位于流向位置 $x/h_o = 10$。

涡旋在多大尺寸下射流会失去效果的上限。然而，令人鼓舞的是，我们能够改变高度与局部边界层大致相同的涡旋，$0.8 - 1.0 \times \delta_{99}$。

最后，我们通过涡旋旋转、速度尾迹和压力恢复来量化流动控制的效果。我们在固定下游位置对这三个场进行面积平均 $x/h_o = 10$，涵盖图中所有三个横向涡旋位置和四种射流方向 13。我们将每个量分别归一化为孤立涡流发生器基准工况下的对应值。为计算流向速度的变化（$\Delta u.$），我们从局部流场中减去无射流或涡流发生器时的流场。所有量均在 $z/h_o = \pm 12.5$ 至 $y/h_o = 2.520$ 之间进行面积平均。

首先，我们来看涡结构 $q_x/q_{x,\ VG}$，图 13。总体而言，当涡旋位置从左侧（涡旋向上流动的一侧可得到射流助力）移向孔口右侧（涡旋向下的一侧与射流相对）时，旋转结构会减弱。这一趋势几乎肯定不会持续下去，因为涡旋最终会离开射流邻近区域。当涡旋处于理想横向位置时，所有射流方向都会使旋转减弱 20%–70%。在另外两种情况下，我们仍然看到整体强度大幅下降，但中间涡旋位置的 $\alpha = 90°$ 和$\beta = 0°$ 除外。在所有位置上，倾斜射入横流的射流$\alpha = 135°$ 和 $\beta = 0°$ 造成的涡结构减弱幅度最大。

流向速度的变化 $\Delta u_x/\Delta u_{x,\ VG}$ 凸显了速度亏损区随不同射流方向而产生的变化。由于涡流发生器单独作用时会产生速度亏损区，因此该区域的面积平均值为负值。以此对射流工况进行归一化时，大于 1 的值表示该区域的负值更大，而小于 1 的值则意味着速度亏损区缩小或流动加速。中央涡旋位置 13(b) 是唯一一个相较于基准涡流发生器工况流速有所提高的位置。这不仅出现在射流方向更偏向横流的 $\alpha = 45°$ 和 $\beta = 0°$ 工况中，也出现在两个壁面法向 $\alpha = 90°$ 射流工况中。正如预期，射流倾斜进入横流时产生的速度亏损区比其他方向的射流更大，无论涡旋位置如何。尽管从涡结构来看，右侧涡旋位置 $z/h_o = 6.75$ 会导致更强的涡破坏，但中央位置$z/h_o = 0$ 有时可能更有利，因为该处流动动量有所增加。

最后，我们可以考察对压力场的影响 P/P_{VG}。我们可以直接将图13（c）与之前的压力等值线图（图8）进行比较。通过观察，我们预期四种方向中的每一种都会降低总体吸力压力，统计结果证实了这一点。这一最右侧涡旋位置使吸力压力降幅最大，降幅范围为 15%–55%。对于中间涡旋位置 $z/h_o = 0$，我们看到其有效性范围从 $\alpha = 90°$ 和 $\beta = 0°$ 处压力几乎加倍，到 $\alpha = 135°$ 和 $\beta = 0°$处压力大约减半。在观察最左侧涡流发生器位置（图13（a））时，压力场没有出现有利变化。有趣的是，在某些情形下，射流的存在反而增强了涡旋压力亏损——这反映出该控制技术对涡旋摆动可能十分敏感。

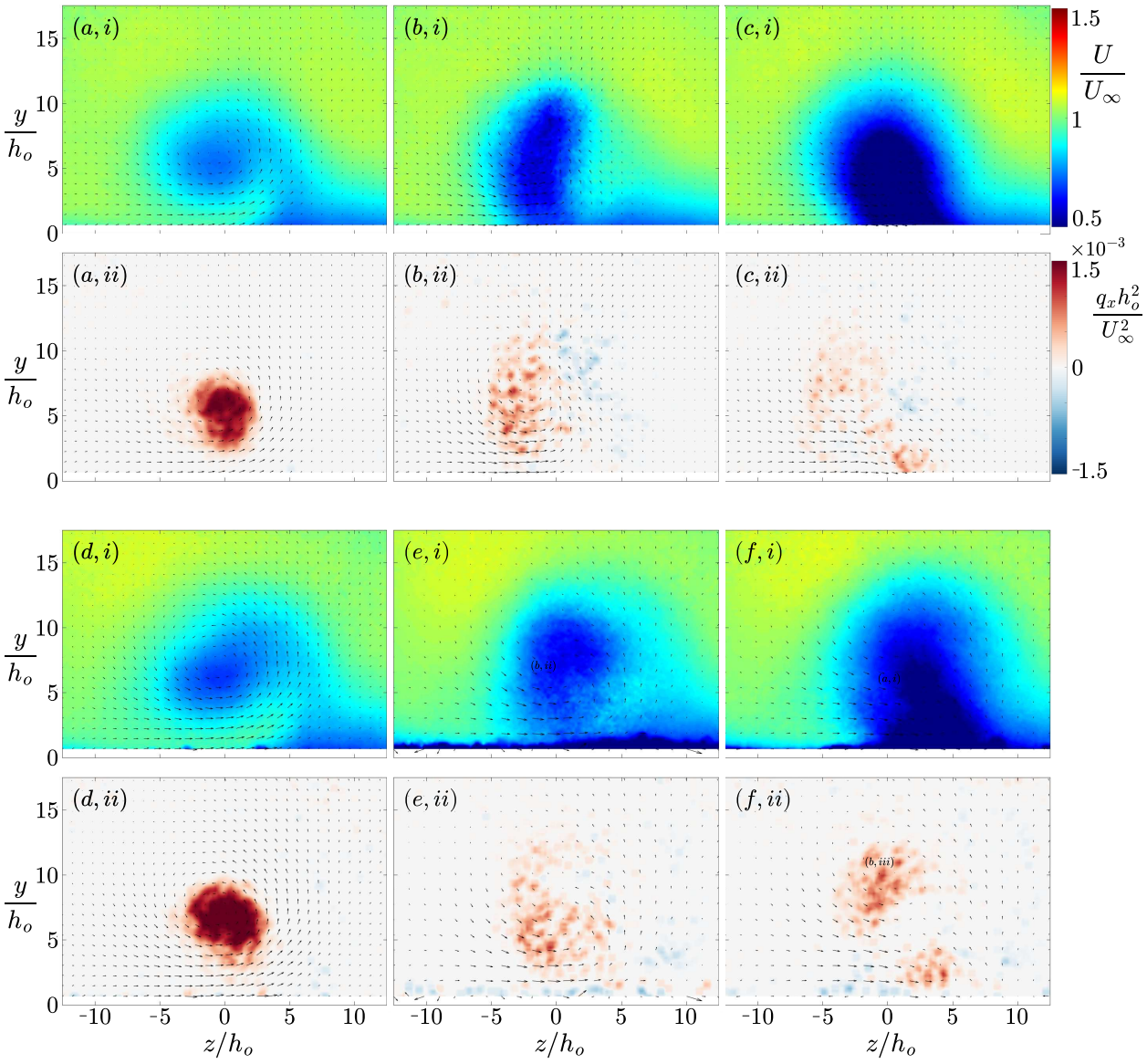

图12：速度场（i）和涡旋场（ii）展示了涡旋尺寸对控制效果的影响。涡旋的（a-c）$r_{vg} = 3.75h_o$ 和（d-f） $r_{vg} = 5h_o$ 分别对比基准工况（a/d）与受控工况：孔口方向为（b/e） $\alpha = 90°$ & $\beta = 30°$，射流吹风比$C_b = 1.3$；对于 $\alpha = 90°$ 射流和倾斜（c/f） $\alpha = 135°$ 射流，吹风比分别为 $C_b = 1.0$，测量位置为$x/h_o = 10$。

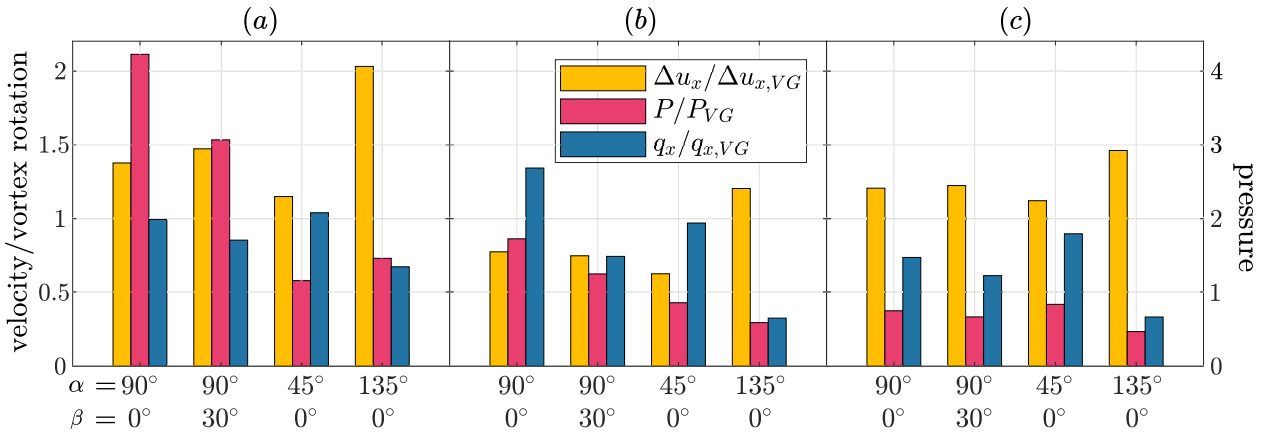

图13：各横向位置下所有射流方向的系数柱状图：(a) z/h_o =−6.75、(b) $z/h_o = 0$和(c) $z/h_o = 6.75$ 相对于合成射流质心的位置。所有数值均取自流向位置 $x/h_o = 10$ ，并以对应高度为 $h_{VG}/h_o = 3.75$的涡流发生器归一化。请注意，流向速度和涡结构柱状图以左侧纵轴为基准，而压力柱状图则以右侧纵轴为基准。

4 结论

本文采用合成射流，减弱平板层流边界层中的壁面约束流向涡结构。在风洞中，合成射流孔口上游安装了矩形片状涡流发生器，并通过立体粒子图像测速在多个流向位置进行测量。我们改变了涡旋尺寸及其相对于射流的横向位置，并采用多种射流孔口方向，包括壁面法向偏斜/不偏斜，以及朝向或背离流动方向倾斜。涡旋尺寸与射流孔口长度相近，且比基准边界层高度大0.8–1.0×。对于倾斜孔口和壁面法向孔口，射流吹气比分别固定为 $C_b = 1.0$ 和1.3。本研究的主要目标是利用非定常射流破坏涡旋的旋转结构，因为该结构会形成低压集中区，进而在各种应用中产生通常不受期望的气动力。通过修正的 Q判据捕捉射流旋转，并根据速度场计算压力场。另一项考察内容是涡旋产生的速度亏损尾迹。

测试的大多数工况都显著降低了射流的旋转相干性，降幅最高达 70%，从而使涡旋内部的压力得以恢复。最有效的涡破坏工况是射流直接逆着流动方向倾斜， $\alpha = 135°$和 $\beta = 0°$，这种情况下堵塞和流动扰动最大。其他工况，例如沿壁面法向 $\alpha = 90°$ 偏斜的 $\beta = 30°$ 射流，效果几乎同样显著，但产生的下游扰动要小得多。大多数射流方向对涡旋的速度尾迹影响甚微（这在一定程度上是意料之中的，因为射流会因虚拟堵塞而形成自身的尾流）。不过，沿流动方向倾斜的孔口， $\alpha = 45°$ 和 $\beta = 0°$，能够适度加速尾迹，但在旋转控制方面效果较差。

合成射流能够扰乱所测试的小型和大型涡旋，但其效果会受到来流涡横向位置的影响。理想情况下，涡旋

会直接掠过孔口，或者偏向孔口一侧，使射流的垂直速度能够抵消涡旋一侧向下的速度。当涡旋从孔口另一侧掠过时，射流的垂直速度似乎会助长涡旋——这是一种更适合涡缠绕的策略[30]。最终，这项研究证明，合成射流是一种适用于涡破坏的流动控制作动器。展望未来，我们希望将研究拓展至更广泛的涡/射流强度和尺寸范围，并进一步研究升力面，以探索涡控制对全局力的直接影响。

5 致谢

本研究得到美国空军科学研究办公室研究资助，项目编号为 FA9550-22-1-0438。Frank A. Tricouros 曾获得美国国防部SMART奖学金。

参考文献

[1] D. M. Bushnell. 纵向涡控制——技术与应用。The Aeronautical Journal, 96(958):293–312，1992。[2] Anthony M Mitchell 和 Jean D´elery. 涡破裂控制研究。Progress in Aerospace Sciences，37(4):385–418，2001。[3] Stephan Maria Hitzel 和 Robert Osterhuber. 通过涡流控制提高三角翼鸭式战斗机的机动性。《飞机杂志》，55(3):1090–1102，2018。[4] J. C. Lin. 低剖面涡流发生器控制边界层分离的研究综述。Progress in Aerospace Sciences，38(4):389–420，2002。[5] M. Fiebig、P. Kallweit、N. Mitra 和 S. Tiggelbeck. 槽道流动中纵向涡流发生器对传热强化和阻力的影响。《实验热流体科学》，4(1):103–114，1991。[6] Edward Charles Polhamus. 基于前缘吸力比拟的尖缘三角翼涡升力概念。技术报告，NASA兰利研究中心，1966。[7] Paul Soohoo、Luigi Morino、RB Noll 和 ND Ham. 倾转螺旋桨飞机的气动干扰效应。技术报告，NASA兰利研究中心，1977。[8] Pieter R Boersma、Jay Zhao、Jonathan P Rothstein 和 Yahya Modarres-Sadeghi. 亚临界雷诺数下涡激振动的实验依据。《流体力学杂志》，922:R3，2021。[9] MS Acarlar 和 CR Smith. 层流边界层中发卡涡的研究。第一部分：半球突起生成的发卡涡。《流体力学杂志》，175:1–41，1987。

[10] D. M. Rao 和 J. F. Campbell. 涡流管理技术。Progress in Aerospace Sciences, 24(3):173–224，1987。[11] Steven C Crow. 一对尾涡的稳定性理论。AIAA journal, 8(12):2172–2179，1970。[12] Stephen K. Robinson. 湍流边界层中的相干运动。Annual Review of Fluid Mechanics，23(1):601–639，1991。[13] Jerry D Swearingen 和 Ron F Blackwelder. 壁面附近流向涡的增长与破裂。《流体力学杂志》，182:255–290，1987。[14] Zia U Khan 和 James P Johnston. 涡生成射流。International Journal of Heat and Fluid Flow，21(5):506–511，2000。[15] T. Van Buren、C. M. Leong、E. Whalen 和 M. Amitay. 孔口方向对有限展向合成射流与横流相互作用的影响。Physics of Fluids，28(3):037106，2016。[16] Dennis W Bartlett、Charles D Harris 和 Thomas C Kelly. NASA超临界机翼研究飞机构型机翼下方前缘涡流发生器的风洞研制。技术报告，NASA兰利研究中心，1973。[17] JJ Spillman. 利用翼尖帆减小涡阻。The Aeronautical Journal，82(813):387–395，1978。[18]Adam M Edstrand、Yiyang Sun、Peter J Schmid、Kunihiko Taira 和 Louis N Cattafesta. 受抛物化稳定性分析启发的尾涡主动衰减。《流体力学杂志》，855:R2，2018。[19] A. Ashok、T. Van Buren 和 A. J. Smits. 潜艇模型俯仰时尾流中的不对称性。《流体力学杂志》，774:416–442，2015。[20] D. Rao. 分段式涡流襟翼。载于《第21届航空航天科学会议》，第424页，1983。[21] Steven J Beresh、Justin A Smith、John F Henfling、Thomas W Grasser 和 Russell W Spillers. 鳍面尾涡与下游操纵面的相互作用。Journal of Spacecraft and Rockets，46(2):318–328，2009。[22] A. Glezer 和 M. Amitay. 合成射流。Annual Review of Fluid Mechanics，34:503–529，2002。[23] B. L. Smith 和 A. Glezer. 合成射流的形成与演化。Physics of Fluids，10(9):2281–2297，1998。[24] Douglas Smith、Michael Amitay、Valdis Kibens、David Parekh 和 Ari Glezer. 使用合成射流激励器改变升力体空气动力学。载于《第36届AIAA航空航天科学会议暨展览》，第209页，1998。

[25] A. Glezer。涡环的形成。《流体物理》，31(12):3532–3542,1988.[26] T. Van Buren、E. Whalen 和 M. Amitay。有限展向合成射流的涡旋形成：矩形孔口几何形状的影响。《流体力学杂志》，745:180–207,2014.[27] Lei Wang 和 Li-Hao Feng。矩形合成射流与层流横向流的相互作用。《流体力学杂志》,899:A32, 2020.[28] Frank A. Tricouros、Michael Amitay 和 Tyler Van Buren。稳态矩形射流与非稳态矩形射流射入横流的比较。《流体力学杂志》，942:A56,2022.[29] Frank A Tricouros 、 Michael Amitay 和 Tyler Van Buren。矩形射流射入层流横流的参数研究。《流体实验》，64(6):123,2023.[30] Paul Remneff、Tomas E Rojas Carvajal 和 Michael Amitay。利用有限展向合成射流控制流向涡。载于 AIAA SCITECH 2024 论坛, 第0489页, 2024.[31] T. Van Buren、E. Whalen 和 M. Amitay。横流中涡流发生器与合成射流的相互作用。 Physics of Fluids, 27(10):107101,2015.[32]Gilbert F. Forsyth Lorena A. Barba、Natalia C. Clementi。计算流体力学简介。
https://barbagroup.github.io/essential_skills_RRC/numba/4/, 2025。属于“可重复研究计算的基本技能”。