

國家流體力學影片委員會

影片講義

邊界層理論*

By

FREDERICK H. ABERNATHY

Harvard University

引言

在勢流(potential flow)中，是假設流體為無黏滯(inviscid)力的理想流體，且僅由壓力與慣性力決定其流體動力(圖 1)。真實流體卻有黏滯力，而且流場非常不同(圖 2)。由黏滯力效應所形成一層沿著固

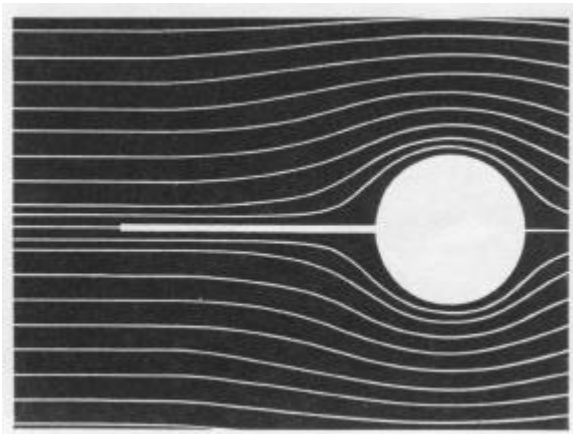


圖 1. 繫於圓柱體之一薄板的勢流流線。

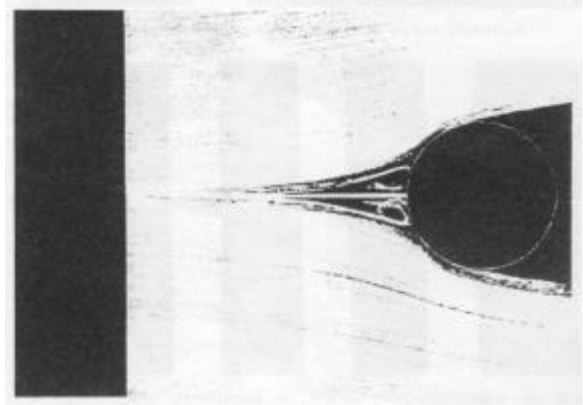


圖 2. 氫氣泡視流經圖 1 之物體。

體邊界的薄層，叫作邊界層。在一些例子中，由壓力梯度影響下的邊界層明顯地左右了整個流場。真實流體，例如空氣的流線型態流經一具有小攻角的機翼(圖 3)，非常近似於無黏流(inviscid flow)理論所預測的。

*邊界層理論，16 毫米 25 分鐘長的 B&W 影片，由教育發展中心製作(以前的教育服務公司)在國家流體力學影片委員會指導和國家科學基金會的贊助。可經由經銷商取得購買和租賃的資訊：

Encyclopaedia Britannica Educational Corporation 425 N. Michigan Avenue,
Chicago, Illinois 60611

圖 3. 煙視流氣流經一小攻角的機翼。

因為雷諾數很大，所以黏滯力的影響被限制於機翼表面的一狹窄區域內。黏滯力主要的效應是在機翼表面產生一阻力。當攻角增加時，黏滯效應變得非常顯著而改變一流場的形態。邊界層的壓力梯度變得很大使得分離現象發生在上表面(圖 4)。

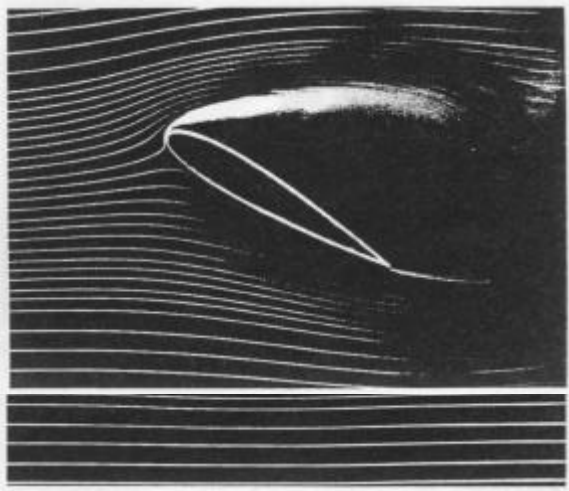


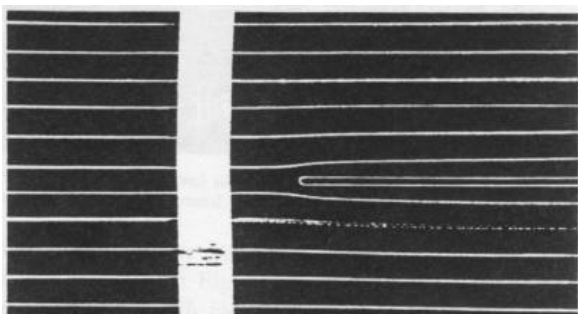
圖 4. 在一大攻角，相同機翼。

此時，當一迴流的區域形成在機翼的上表面，稱作失速(stalled)。了解黏滯力如何影響整個流場，如圖 2 和圖 4，將有助於了解邊界層。影片說明了邊界層的發生，如何成長，與壓力梯度間有何關聯，以及在層流和紊流間的不同之處。

流經一平板

首先探討一壓力梯度可忽略的邊界層流場二維均勻流流經一長平板(圖 5 和圖 6)。

首先探討一壓力梯度可忽略的邊界層流場二維均勻流流經一長平板(圖 5 和圖 6)。我們利用垂直於平板方向的電極所產生的氫

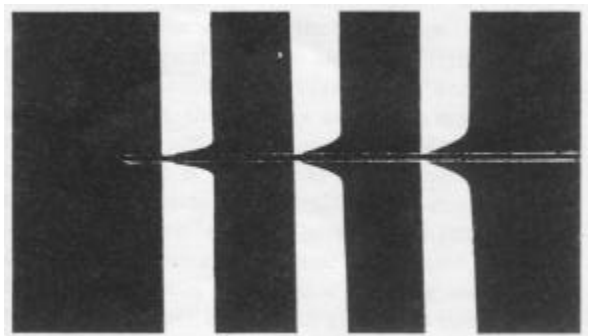


氣泡來模擬其流場。在平板上游處，氫氣泡的前端及後端均垂直於流線，顯示流動是均勻且無渦度(vorticity)(圖 5)。平板

圖 5. 在水流道內，接近一平板的流場。

圖 6. 由垂直於平板之導線所產生的時間線近似於速度剖面。

的下游處，除了鄰近於平板的狹窄範圍內，流動仍然是均勻且無渦度的。有著渦度的狹小範圍是黏滯邊界層。在這層中，黏滯力和慣性力都很重要，在邊界層



外，黏滯力可以被忽略。

實驗證實在平板和邊界層之處是非滑移(no-slip)的(圖 6)。在平板表面上的液體速度為零。這是稱作黏滯流的非滑移的邊界條件。

邊界層的厚度隨著平板的長度而增長。就物理上來說，流體的減速度成功地由黏滯摩擦剪應力作用的流層轉移到下一流層，

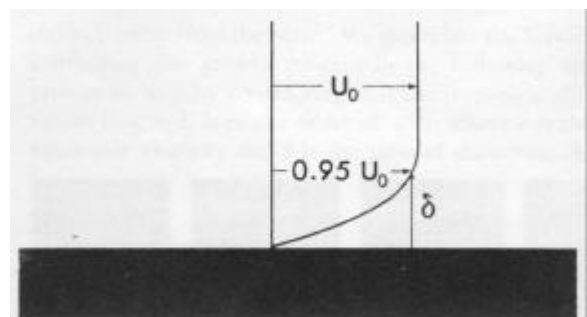


圖 7a. 定義邊界層厚度。

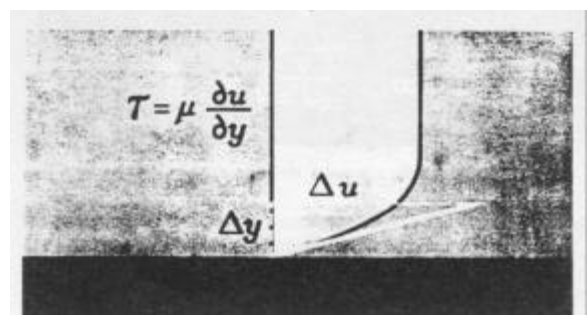
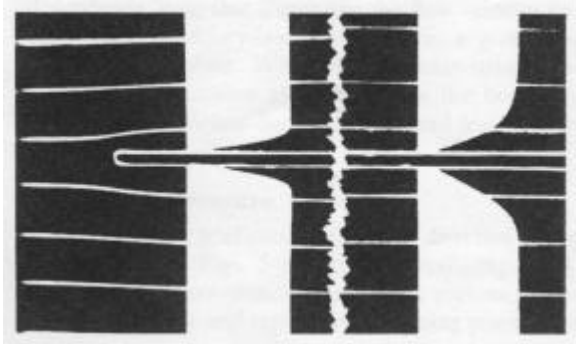


圖 7b. 剪應力 τ 與速度梯度的關係。

圖 8. 接近平板前緣(左)及遠離下游(右)的邊界層速度曲線。

邊界層厚度有時被稱作 δ ，從局部流速等於自由流速的 0.99 倍之處到固體邊界的距離。局部剪應力 τ 正比於垂直表面的



速度梯度， $\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$ ，這裡的 μ 是流體黏滯

係數(圖 7)。圖 8 的圖片比較了沿著表面上游處和下游處的速度剖面。上游壁面處的速度梯度是低於下游壁面處的速度梯度，即意指沿著平板的剪應力減少。

要了解邊界層成長的機制有一個方法，就是考慮在邊界層內渦度隨時間的變化，Stoke 理論陳述了渦度向量與一封閉區域的面積分等於一速度向量沿著封閉邊界的線積分，這稱作環流 Γ (circulation)(見圖 9)。

$$\iint \omega \cdot da = \oint \mathbf{V} \cdot ds = \Gamma$$



圖 9. 渦度 ω 的面積分等於速度繞著封閉曲線的線積分。

換句話說，繞著一封閉路徑的環流是在封閉區域內渦度的總合。圖 10 所顯示的封閉曲線是上游處，沿著一平面的單位長度而不是邊界層的厚度。自由流速平行於此封閉曲線的上方但是方向是相反的，造成了 $-U_0$ 乘以單位長度便等於此環流的值。在右邊和左邊的封閉曲線的垂直速度的分量為零，因為非滑移的邊界條件，所以在表面環流的速度分布為零。因此，總環流為 $-U_0$ 乘以一單位長度。而在下游處的環流也是相等於 $-U_0$ 乘以單位度。所以任何一個封閉曲線內的總環流量都是相同的。因為在平板的上游處沒有渦度而且單位長度的環流量都是一定的，我們可以總結在邊界層內的渦度是由於非滑移的邊界條件所引起的。

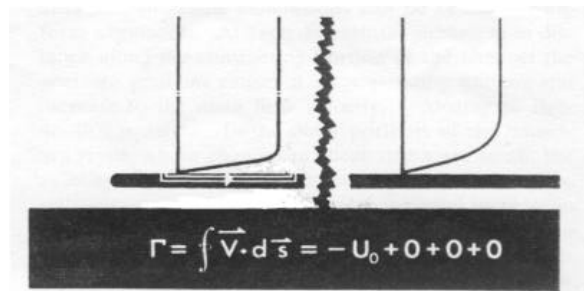


圖 10. 在上游位置一封閉曲線，單位長度的環流量計算。

即使在邊界層內每單位長度總渦度相同，垂直於表面的渦度分布的確沿著長度改變。由分子間的擴散所造成的黏滯力，隨著傳遞至下游其渦度也隨之橫向傳遞。

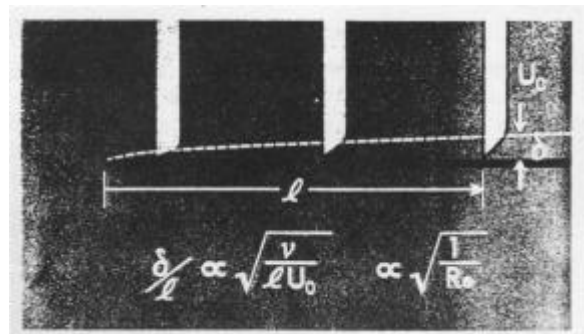


圖 11. 沿一平板的邊界層成長。

局部邊界層厚度可視作渦度從平板處傳遞的距離。我們導出控制成長過程的因素。以下近似方法，我們考慮橫向擴散長度 δ ， \sqrt{vt} 量級， ν 是運動黏滯係數(kinematic viscosity)， t 為擴散時間。從邊緣算起的一距離 L ，渦度擴散時間是近似於

$$t \approx L/U_0 \text{ (圖 11)。故 } \delta/L \propto \sqrt{\frac{\nu}{LU_0}} = \sqrt{\frac{1}{Re}}。$$

此關係只適用高雷諾數， $\delta/L \ll 1$ 。這例子倚賴著與雷諾數的關係，當給定情況，流速增加邊界層厚度隨之減少。由於沿著平板有高的流體速度，因為它沒有足夠的時間成長，所以沿著平板任何位置的邊界層厚度都是很小的。

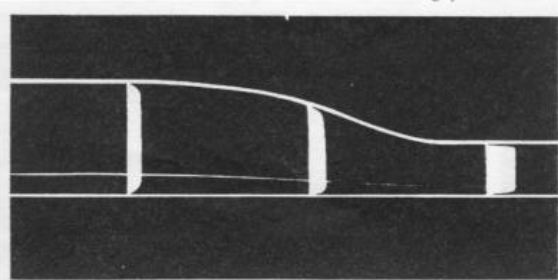


圖 12. 在漸縮管中的流動(2:1 漸縮比)。

有益的(favorable)壓力梯度

圖五和圖六沿著平板在流動方向的壓力梯度可以忽略。在大部份的流動情況，流動方向上有壓力減少和增加的區域。



圖 13. 在圖 12 上游及下游邊界層剖面的複合放大。

藉由使用二比一的漸縮流動管，如圖

12 所示，觀察沿平板邊之邊界層行為，我們發現沿著流動方向壓力分佈減少的效應(一種較佳的壓力梯度)。

流道漸縮部份上游邊界層較厚於隨之所發生的邊界層(圖 12 和圖 13)。在漸縮流道大部份邊界層厚度的減少是因其面積二比一的減少。然而，從壁面處到接近流線處作為一參考尺寸，稱為局部距離 h (圖 13) 我們發現相對於這尺寸的邊界層厚度也是減少的。而這現象可以解釋成渦度形成。

因為自由流速渦度是在漸縮管的兩倍，所以包含在沿平板的單位長度和長度 h 的渦度是兩倍於下游處及上游處。新渦度當然增加在壁面之邊界層的流體上。新邊界層好比是逐漸在舊的中被產生。因為在邊界層內對新渦度擴散的時間很短所以在出口處的結合後的剖面相對來說是薄的。因此，下游處接近壁面的總渦度的百分比大於上游處。這造成了相對來說較薄的邊界層。

取而代之的渦度分佈和擴散之討論，相同的結論可以用力量的觀點來獲得。在沿漸縮管每一漸縮距離，依柏努力方程式，壓力梯度漸進增加以維持流速。在邊界層外剪應力改變很小，而速度增加。只有在非常接近壁面處，速度明顯地不同於自由流速值。由於非滑移邊界條件，在壁面處的流速維持為零。一層新且薄的邊界層加入原有邊界層於沿著漸縮之方向。這個整體效應增進接近壁面處原已很高的剪應力和減少致使速度達到 95% 的自由流速所俱的側向距離。

不良(unfavorable)的壓力梯度

在漸張管(如圖 14)，自由流速的靜壓



力隨著流動方向增加，因此邊界層隨著正的（不良的）壓力梯度而變化。假如不良圖 14. 小角度漸擴管的流動。

壓力梯度足夠小（如圖 14 的流動），則隨著自由流速的方向增加壓力，將造成減速。邊界層厚度增加及壁面剪應力減少，但不會發生分離現象。這個效應可以推論在前一節前兩個論點。以壓力和速度觀點，正壓力梯度會等量降低自由流速及邊

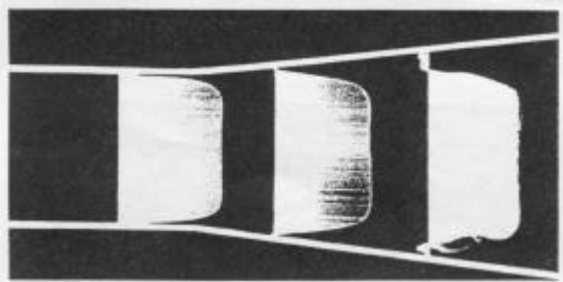


圖 15. 大漸擴角度的漸擴管。

界層流動速度除了在靠近壁面外。速度的大小在接近壁面處迅速的減少而在壁面處為零。減少速度的主要後果是降低速度梯度和壁面剪應力。邊界層曲線的改變可以藉由圖 15 的兩種情況來觀察。

正壓梯度的流動造成減速無法很大且無法在流場分離下游之壁面剪應力未達零的邊界層流場內持續很長。如圖 14 小角度漸擴管，正壓梯度非常小而且無分離現象發生。圖 15 大角度漸擴管顯示了大正壓梯度無法維持而不發生在第二及第三位置的分離現象。在第二位置接近壁面處流動是向右，第三位置在靠近壁面的流動是向左。在壁面處，流場剛好發生流動要逆轉之點稱為分離點。此處的剪應力為零。

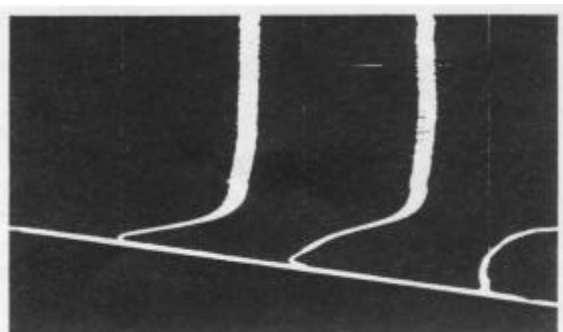
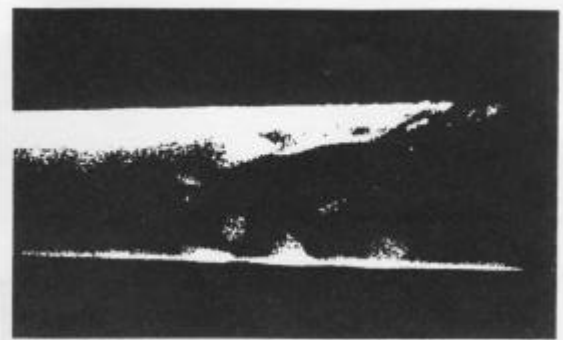


圖 16. 在圖 15 之漸擴管下游的氣泡顯示接近壁面的逆流。

在此點下游，流體位於邊界層的上游不與壁面接觸，而是從壁面分離形成逆流或迴流區。這樣的邊界層稱作分離。圖 16 中層流邊界層分離點恰好位於頭一條氫氣泡導線的上游，相較於圖 3、4 的流場給了邊界層分離造成了很大的改變流場形態。

層流到紊流

在大部份實際情況，雷諾數很大而邊界層為紊流非層流邊界層。圖 17 表示從層流到紊流邊界層過渡階段(transition)。圖



17，輕微的逆壓梯度造成了過渡區的發生，在過渡區的過程是很複雜的且相互影響的，首先，會有二維波的生成，Tollmien-Schlichting 波，接著有三維擾動的產生及演進，其中含有流動方向的渦度。再往下游的紊流可以見到 Spot。最後，完全紊流顯現。

圖 17. 軸向與空氣流同方向的一長柱的側試圖。圓柱的鼻頭在左側(上游)並未顯示。上游的煙層發展顯示邊界層過渡的各階段。

過渡過程受到很多因素影響，自由流擾動，表面粗糙度，壓力梯度，振動，聲音等等。因此，過渡區位置隨著時間而變。

置入阻礙物在邊界層流場內來刺激自然發生過程且加快過渡情況開始。圖 18，自漸闊管低壁面上游處放置一阻礙桿。紊流邊界層能夠經得住逆壓梯度而且不流離

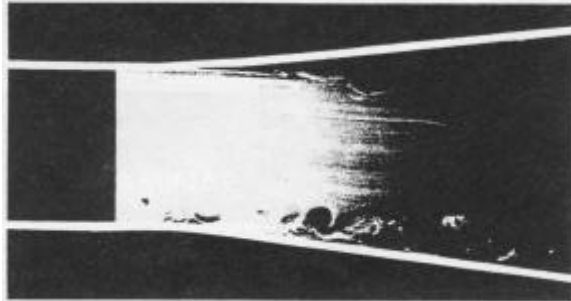


圖 18a. 邊界層在圖 15 管中流動形成紊流。

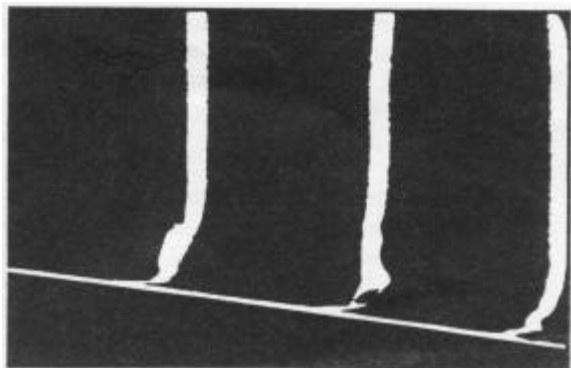


圖 18b. 三條氣泡線顯示未分離。

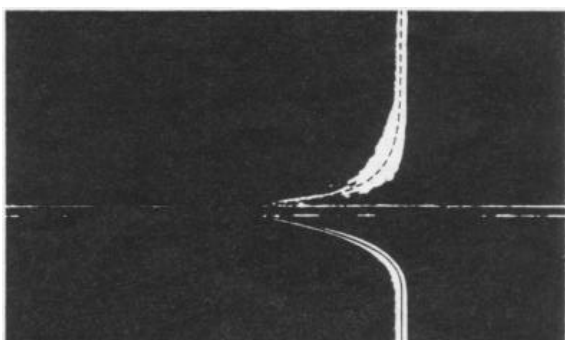
，然而沿著上壁面的層流邊界層則是分離的且有逆流（圖 18a）。

在紊流邊界層內，流場順著下游流動（相較於圖 18b 及 16），且沒有逆流出現。

沿著一平板的紊流邊界層

層流和紊流邊界層不同，而且這個差異性解釋了為什麼一個紊流邊界層能夠比層流邊界層經得起一較大的逆壓梯度而不圖 19. 流經薄板的瞬時位移剖面。上表面的邊界層已經為紊流，而下表面仍為層流。

分離。再考慮沿著一長平板的流動。在圖



19，在下半面的邊界層是層流而且是二維；較上半面的邊界層，由於被上游處的線觸發形成紊流。紊流邊界層的流動是不穩定的而且為三維的。一些流動是垂直於圖 20b. 上表面邊界層為紊流，下表面為層流。疊加許多瞬時速度曲線成為平均速度曲線。

觀察的平面。因為一條氣泡線的位移非常接近於瞬時速度剖面，疊加一些個別的位置線可作為獲取紊流層速度剖面的方法。

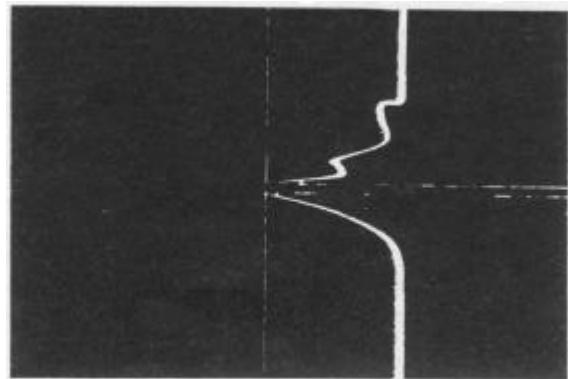
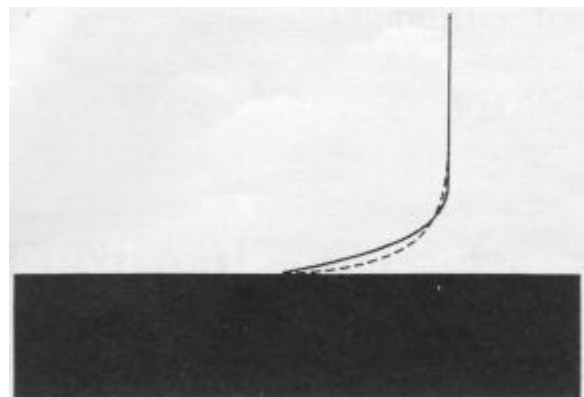


圖 20b. 比較平均層流(實線)及紊流(虛線)曲線。

疊加法也給予了我們一個實驗上的想



法告知哪裡是紊流變動發生處及它們的值有多大。圖 20a 就是利用此疊加法建立，圖 20b 比較了平均層流及紊流剖面。

對於垂直於平面的紊流的速度梯度是遠大於層流的(圖 21)，因此紊流層有著較大的

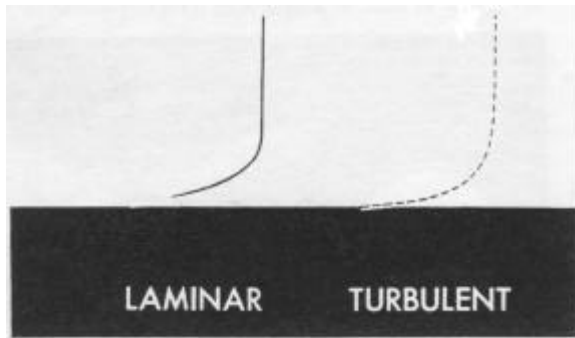


圖 21. 比較剖面的速度梯度。

壁面剪應力或阻力。對於這兩種邊界層，由於自由流速相同，所以環流是一樣的。因此這兩種邊界層在每單位長度的渦度都是相同的。然而這兩種的渦度分布卻是非常不同的。在紊流層中，較多的渦度是集中於近平板處，雖然一些渦度也會散布遠離平板處(圖 20b)。

在這兩種邊界層的動量分布也是不同的。在紊流層中有著高動量的流體會往平板處來傳播，而具較低動量的流體會往遠離平板處來傳播，藉由順著流動方向渦度以非穩態隨機地旋轉動作。紊流邊界層中接近壁面處有更多動量，雖然紊流邊界層較厚。在漸擴管實驗(圖 18a 及 b)。沿著底部壁面紊流邊界層中，接近壁面額外動量能夠使它經得起逆向壓力梯度而不分離。

同樣地，直到較高攻角到達為止，機翼上表面處紊流邊界層會延遲大尺度分離，或失速。渦旋產生器，由垂直機翼面小薄片組成，常用來延續流場分離發生。稱其作如此是因為它們在已存在的紊流邊界層中能自然地發生旋轉動量而引起額外地軸向渦度，因此而增加接近表面動量。

總結

高雷諾數邊界層，是一沿著固體邊界

形成的黏滯效應顯著的流體薄層。因為在固體邊界上黏滯流體無法滑移。在無壓力梯度沿平板表面的邊界層厚度隨著 $L\sqrt{\frac{1}{Re}}$ 而增加。在流動方向負壓梯度會加速流動並且減少邊界層厚度及增加在壁面的速度梯度。正壓梯度趨向減速增加邊界層厚度並且減少在壁面處的速度梯度。正壓梯度會造成邊界層分離，此現象常導致流場形態的劇烈改變和類似機翼與漸闊管的性能喪失。

在相當低雷諾數時，邊界層趨近於層流。在較高雷諾數，邊界層由於受到小擾動而不穩定，擾動發展後造成由過渡 (transition) 區到紊流。大部分實際流動現象都屬高雷諾數及紊流邊界層。由於三維動量的交換，紊流邊界層較厚而且在相同雷諾數下會比層流有著較大的速度梯度。隨著接近壁面處動量的增加，紊流邊界層會比層流較經得起逆壓梯度而不分離，但是會造成較高的壁面剪應力及阻力。