

2.3.2 Strömungsphänomen: Grenzschichten

In vielen Fällen liegt im wandnahen Bereich eines Strömungsfeldes eine physikalisch besondere Situation vor. Dieser Bereich, der *Grenzschicht* genannt wird, kann und sollte deshalb u.U. getrennt betrachtet werden.

DEFINITION: Strömungsgrenzschicht
Wenn der wandnahe Bereich eines Strömungsfeldes physikalische Besonderheiten gegenüber dem weiter außen gelegenen Strömungsfeld besitzt, wird dieser als <i>Strömungsgrenzschicht</i> (mit der Grenzschichtdicke δ) bezeichnet.

In den Grenzschichten spielen Reibungseffekte eine entscheidende Rolle, während diese Effekte außerhalb der Grenzschichten häufig in guter Näherung vernachlässigt werden können.

Zur Ausbildung solcher Grenzschichten kommt es bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten. Genau genommen muss allerdings eine bestimmte Kennzahl der Strömung große Werte annehmen. Es handelt sich dabei um die sogenannte *Reynolds-Zahl*, die hier bereits eingeführt werden soll. Diese Kennzahl wird in Kap. 5 systematisch hergeleitet.

DEFINITION: Reynolds-Zahl
Die dimensionslose Kombination von charakteristischen Größen eines Strömungsfeldes
$\text{Re} = \frac{\rho u_c L_c}{\eta} = \frac{u_c L_c}{\nu} \quad (2.5)$
wird <i>Reynolds-Zahl</i> genannt.

u_c	charakteristische Geschwindigkeit des Strömungsfeldes	m/s
L_c	charakteristische Länge der um-/durchströmten Geometrie	m
η	dynamische Viskosität des Fluides	kg/ms
ρ	Dichte des Fluides	kg/m ³
ν	kinematische Viskosität des Fluides	m ² /s

Die Reynolds-Zahl kann sehr unterschiedliche Werte annehmen und wird benutzt, um Strömungen in verschiedene Kategorien einzuteilen. Strömungen bei sehr kleinen Reynolds-Zahlen verhalten sich physikalisch sehr verschieden von solchen bei sehr großen Reynolds-Zahlen, die den hier beschriebenen Grenzschichtcharakter besitzen.

Eine genauere Analyse zeigt (s. dazu das spätere Kap. 13), dass

- Grenzschichten bei hohen Reynolds-Zahlen auftreten
- die Grenzschichtdicke δ für steigende Reynolds-Zahlen abnimmt.

Die bisher nur grob beschriebenen Grenzschichten sind in vielen Fällen extrem dünn, spielen aber trotzdem eine wesentliche Rolle, weil in ihnen die Reibungseffekte des Strömungsfeldes „konzentriert“ sind. Der in Abb. 2.6 gezeigte Tragflügel besitzt bei einer Länge $l = 1$ m u.U. Grenzschichten von der Dicke $\delta \approx 1$ mm. Der Reibungswiderstand des Tragflügels kann aber nur ermittelt werden, wenn die Vorgänge in dieser dünnen Schicht richtig erfasst werden.

2.3.3 Strömungsphänomen: Ablösung

Bei diesem wichtigen Vorgang handelt es sich um ein Grenzschichtphänomen, d.h. die sogenannte Ablösung kann bei hohen Reynolds-Zahlen auftreten. In Abb. 2.6 (b) ist die Umströmung eines Kreiszyinders skizziert. Die Strömungsgrenzschicht kann nicht beliebig weit um den Körper herum der Körperkontur folgen, weil sie durch die Reibungseffekte kinetische Energie verloren hat und nicht mehr gegen den ansteigenden Druck, der im hinteren Körperbereich stets vorliegt, „anströmen“ kann: Sie löst ab, d.h., sie wird vom Fluid aus dem sich ausbildenden Rückströmgebiet hinter dem Körper verdrängt. Die Vorgänge dort sind sehr komplex, häufig instationär und schwer zu beschreiben. Die Auswirkungen der Ablösung auf das gesamte Strömungsfeld sind erheblich.

DEFINITION: Strömungsablösung

Strömungsablösung liegt vor, wenn eine Strömungsgrenzschicht nicht mehr der Wand folgen kann. Ablösung tritt an Wänden ohne Kanten oder Stufen auf, wenn dort in Strömungsrichtung ein hinreichend starker *Druckanstieg* vorliegt. Nach der Ablösung kommt es zu komplexen, häufig instationären Rückströmgebieten im Strömungsfeld.

Die in der Definition beschriebene Art der Strömungsablösung kann genauer als *druckinduzierte Strömungsablösung* bezeichnet werden. Wenn die Geometrie Kanten oder Stufen aufweist, so

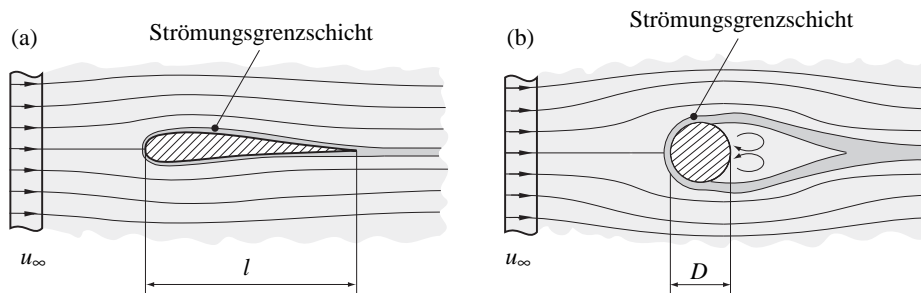


Abb. 2.6: Strömungsgrenzschichten an umströmten Körpern bei hohen Reynolds-Zahlen ($u_c = u_\infty$, $L_c = l$ oder $L_c = D$)

(a) schlanker Körper: ohne Strömungsablösung

(b) stumpfer Körper: mit Strömungsablösung

Beachte: Abgelöste Strömungen sind häufig instationär.

kommt es dort ebenfalls zur Ablösung, die dann als *geometrieinduzierte Strömungsablösung* bezeichnet wird.

2.3.4 Strömungsphänomen: Drehung

Für die theoretische Beschreibung von Strömungen ist es von großer Bedeutung, ob eine Strömung *drehungsbehaftet* oder *drehungsfrei* ist. Damit ist anschaulich gemeint, ob einzelne identifizierbare Fluidteilchen eine Rotationsbewegung um ihre eigene Achse ausführen oder nicht. In Abb. 2.7 sind drei Fluidteilchen auf ihrem Weg durch ein Strömungsfeld zu vier verschiedenen Zeiten $t_1 \dots t_4$ gezeigt. Während die Fluidteilchen I und II erkennbar ihre Orientierung beibehalten, dreht sich Teilchen III auf dem Weg durch die Strömung um seine eigene Achse.

Die strömungsmechanische Größe *Drehung* wird als lokal definierte Größe in einem Strömungsfeld eingeführt. Für eine ebene Strömung stellt sie eine skalare Größe dar. Im allgemeinen Fall handelt es sich um einen Vektor (mit dem Wert der ebenen Strömung als einer von drei Komponenten). Die genauere Analyse der Drehbewegung von Fluidteilchen in einem Strömungsfeld ergibt die nachfolgende Definition, in der erwartungsgemäß Geschwindigkeitsgradienten die entscheidende Rolle spielen.

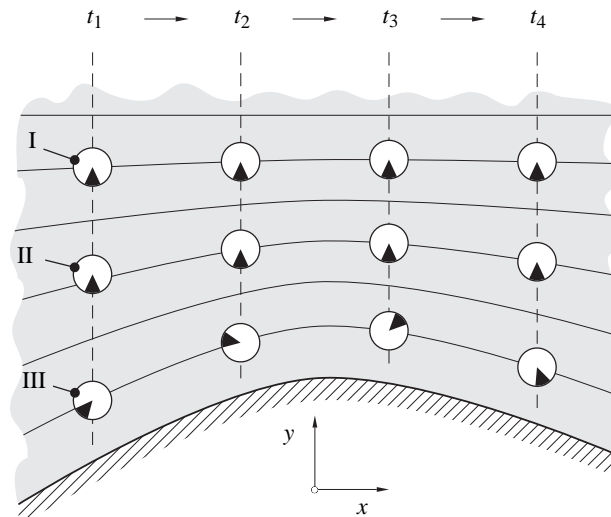


Abb. 2.7: Ausschnitt aus einer Strömung in Wandnähe; Sichtbarmachung der Drehung durch Markierungen an mitbewegten Fluidteilchen

DEFINITION: Drehung in einer ebenen Strömung

Eine ebene Strömung, beschrieben in einem kartesischen Koordinatensystem x, y mit den Geschwindigkeitskomponenten u, v , besitzt die *Drehung*

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.6)$$

Eine von null verschiedene Drehung setzt also bestimmte Geschwindigkeitsgradienten im Strömungsfeld voraus. Es zeigt sich, dass dort, wo Reibungseffekte auftreten, stets auch eine von null verschiedene Drehung im Strömungsfeld vorliegt. In Abb. 2.7 befindet sich das wandnahe Fluidteilchen III offensichtlich in der Strömungsgrenzschicht. Dort treten Reibungseffekte auf und als Folge davon gilt $\omega \neq 0$.⁵

2.3.5 Strömungsphänomen: Verdichtungsstoß

Bei kompressiblen Strömungen spielt die Schallgeschwindigkeit a_S des strömenden Fluides eine entscheidende Rolle.

DEFINITION: Schallgeschwindigkeit

Die Schallgeschwindigkeit ist eine thermodynamische Eigenschaft von dichteänderlichen Fluiden. Es gilt allgemein (s : partielle Ableitung bei konstanter Entropie)

$$a_S = \sqrt{(dp/d\rho)_s} \quad (2.7)$$

und für ideale Gase

$$a_S = \sqrt{\kappa RT} \quad (2.8)$$

Dabei ist κ der Isentropenexponent ($\kappa = 1,4$ für Luft), R ist die spezielle Gaskonstante ($R = 287 \text{ m}^2/(\text{s}^2\text{K})$ für Luft) und T die thermodynamische Temperatur in Kelvin.

Bei $p = 1 \text{ bar}$ und $t = 20^\circ\text{C}$ gilt für Luft $a_S \approx 340 \text{ m/s}$ und für Wasser $a_S \approx 1400 \text{ m/s}$.

Dies ist die Geschwindigkeit, mit der sich kleine Druckstörungen im Fluid ausbreiten. Solche Druckstörungen entstehen z.B. an überströmten Wänden, so dass die Information über das Vorhandensein der Wand mit Schallgeschwindigkeit in das Strömungsfeld übertragen wird. Wenn der Körper aber mit einer Geschwindigkeit $u_c > a_S$ angeströmt wird, so kann das stromaufwärtige Strömungsgebiet nicht von dem umströmten Körper beeinflusst werden. Andererseits muss das Fluid in Körperrnähe „abgebremst“ werden, da an der Körperoberfläche die Haftbedingung gilt. Die Frage ist also, wie der Übergang zwischen Unter- und Überschallströmungen erfolgt. Diese sollen aber zunächst definiert werden.

⁵ In Abb. 2.7 ist eine gekrümmte Wand gezeigt, um anzudeuten, dass die beschriebenen Zustände an beliebigen Geometrien gelten. Entscheidend für das Auftreten von Drehung in Wandnähe ist die dort vorhandene Grenzschicht. Diese liegt auch an ebenen Wänden vor und führt deshalb auch dort zu Werten $\omega \neq 0$.

DEFINITION: Mach-Zahl; Unter- und Überschallströmung

Die dimensionslose Kombination (u_c : charakteristische Geschwindigkeit des Strömungsfeldes)

$$\text{Ma} = \frac{u_c}{a_S} \quad (2.9)$$

wird *Mach-Zahl* genannt. Mit Hilfe dieser Kennzahl kann nach folgenden Strömungen unterschieden werden:

- $\text{Ma} < 1$: Unterschallströmungen
- $\text{Ma} > 1$: Überschallströmungen

Eine genauere Analyse zeigt nun, dass der Übergang von einer Unter- zu einer Überschallströmung kontinuierlich vonstatten geht (siehe dazu Kap. 10), der Übergang vom Über- zum Unterschall aber stets diskontinuierlich über einen sogenannten *Verdichtungsstoß* erfolgt.

DEFINITION: Verdichtungsstoß

Unter einem Verdichtungsstoß versteht man den diskontinuierlichen Übergang von einer Über- zu einer Unterschallströmung. Diese Diskontinuität wird als *Stoßfront* bezeichnet. Wenn die Stoßfront senkrecht zur ankommenden Strömung steht, liegt ein *senkrechter Verdichtungsstoß* vor, anderenfalls ein *schiefer Verdichtungsstoß*. Bei einem schiefen Verdichtungsstoß wechselt nur die stoßnormale Geschwindigkeitskomponente von Über- zu Unterschall, so dass insgesamt auch hinter dem schiefen Stoß eine Überschallströmung vorliegen kann.

Über einem senkrechten Verdichtungsstoß wechselt die Machzahl stets von $\text{Ma} > 1$ zu $\text{Ma} < 1$, der Druck, die Temperatur und die Dichte nehmen diskontinuierlich höhere Werte an.

Abb. 2.8 zeigt die prinzipiellen Verhältnisse bei der Überschall-Anströmung eines ebenen Körpers (hier: Kreiszyylinder). In der Nähe des vorderen Staupunktes tritt hinter dem dort nahezu senkrechten Verdichtungsstoß ein Gebiet mit Unterschallströmung auf. Im Bereich des schiefen Verdichtungsstoßes weiter entfernt vom Körper kann weiterhin eine Überschallströmung vorkommen. Die Verhältnisse sind sehr kompliziert und sollen an dieser Stelle nicht weiter erläutert werden.

Obwohl Flüssigkeiten wegen der vorhandenen Kompressibilität auch endliche Schallgeschwindigkeiten besitzen, treten Überschallströmungen mit technischer Bedeutung in der Regel nur bei Gasen auf. Bei Flüssigkeiten kommen bei hohen Geschwindigkeiten mit dem dann häufig auftretenden Phasenwechsel andere Phänomene hinzu (wie z.B. die sogenannte *Kavitation*, als Bildung und anschließendes schlagartiges Zusammenfallen von Dampfblasen).

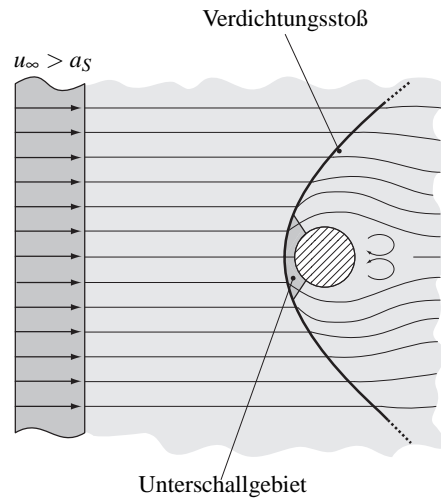


Abb. 2.8: Prinzipielle Strömungsverhältnisse bei Überschall-Anströmung, Auftreten eines Verdichtungsstoßes; keine genauere Darstellung der Strömung im Nachlaufbereich des Kreiszylinders

2.4 Illustrierende Beispiele IB-1 bis IB-3

Im Folgenden sollen drei Beispiele bestimmte Aspekte bzw. Phänomene illustrieren, die zuvor benannt und erläutert wurden. Im Rahmen dieser ILLUSTRIERENDEN BEISPIELE geht es nicht um eine genaue quantitative Beschreibung (die an dieser Stelle noch nicht nachvollziehbar wäre) sondern darum, den jeweiligen physikalischen Hintergrund zu erhellen.

ILLUSTRIERENDES BEISPIEL IB-1: *Nicht-Newtonsche Fluide im Haushalt*

Im Alltag begegnen wir einer ganzen Reihe von nicht-Newtonschen Fluiden, deren spezielles Verhalten wir uns (meist unbewusst) zunutze machen, wie z.B.:

- **Honig:** Es liegt ein *scherverzähendes* Verhalten vor (s. dazu Abb. 2.2), d.h., die sogenannte effektive Viskosität wächst mit der Scherrate. Der vom Löffel ablaufende Honig fließt umso schneller je weniger Honig sich am Löffel befindet, weil dann die Schubspannung (aufgrund des Eigengewichtes) im Honig abnimmt und die effektive Viskosität geringer wird. Die Erfahrung besagt auch, dass Honig nicht durch schnelle Löffelbewegungen (\rightarrow hohe Scherraten $\hat{=}$ hohe Viskosität) umgerührt werden kann.
- **Ketchup:** Es liegt ein *scherentzähendes* Verhalten vor, d.h., die effektive Viskosität sinkt mit wachsender Scherrate. Wir machen uns dies zunutze, wenn wir eine Ketchup-Flasche schütteln und den Inhalt unter den dann auftretenden hohen Scherraten „leichtflüssig“ werden lassen, um Verklebungen und Verkrustungen zu beseitigen.
- **Lackfarbe:** Es handelt sich um ein sogenanntes *Bingham-Fluid*, bei dem ein Fließen erst einsetzt, wenn eine Mindestschubspannung τ_0 erreicht ist. An einer senkrechten Wand entsteht die Schubspannung durch das Eigengewicht der Farbschicht, wobei ein linearer Verlauf zwischen dem Wert null an der Schichtoberfläche und dem Maximalwert τ_W an der Wand vorliegt. Solange $\tau_W < \tau_0$ gilt, verhält sich die Farbschicht wie ein Festkörper. Wenn aber τ_0 überschritten wird, weil die Farbschicht (wie z.B. in einem Tropfen) zu dick aufgetragen ist, fließt die Farbe unter der Wirkung der Schwerkraft.

ILLUSTRIERENDES BEISPIEL IB-2: „Singende“ Hochspannungsleitungen

An frei hängenden Drähten, wie z.B. bei Hochspannungsleitungen, treten bei starkem Wind Geräusche auf, die als „Singen der Drähte“ interpretiert werden können. Aus strömungsmechanischer Sicht handelt es sich um die Umströmung von ebenen Kreiszyllindern bei einer bestimmten relativ hohen Reynolds-Zahl. Wie in Abb. 2.6(b) auf S. 22 angedeutet, kommt es zur Ablösung der Strömungsgrenzschichten zu beiden Seiten der Kreiszyllinder-Querschnitte. Dies erfolgt im vorliegenden Reynolds-Zahl Bereich aber periodisch mit einer Frequenz f , wobei aus den ablösenden Grenzschichten jeweils einzelne Wirbel gebildet werden. Diese wandern mit der Strömung stromabwärts und „zerfallen“ erst später unter der Wirkung der Viskosität. Im Nahbereich des umströmen Zylinders entsteht damit die im nachfolgenden Bild prinzipiell skizzierte Situation. Die Abfolge von Einzelwirbeln im Abstand u_∞/f wird auch als *Karmansche Wirbelstraße* bezeichnet.

Durch die alternierende Wirbelablösung entstehen im Strömungsfeld kleine Druckstörungen mit der Frequenz der Wirbelablösung, die als Schall wahrgenommen werden. Eine genauere Analyse zeigt, dass hier für die sogenannte *Strouhal-Zahl* (vgl. Tabelle 5.1 auf S. 56) $S = fD/u_\infty \approx 0,21$ gilt. Mit dem Drahtdurchmesser D und der Windgeschwindigkeit u_∞ gilt also $f \approx 0,21 u_\infty/D$, was z.B. bei $D = 20\text{ mm}$ und $u_\infty = 20\text{ m/s}$ auf eine gut hörbare Frequenz $f = 210\text{ Hz}$ führt.

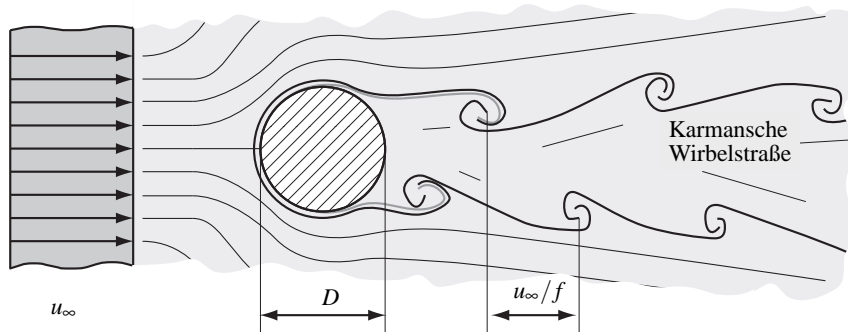


Abb. IB-2.1: Wirbelbildung durch alternierende Grenzschichtablösung im Nahbereich hinter einem Kreiszyllinder

ILLUSTRIERENDES BEISPIEL IB-3: *Das Tacoma-Bridge Desaster*

Obwohl in Abschnitt 1.2 bei der Definition von Technischen Strömungen sogenannte *Fluid-Struktur-Wechselwirkungen* nur als Ausnahme genannt worden waren, gibt es ein weltberühmtes Beispiel für eine solche Wechselwirkung und ihre katastrophalen Folgen.

Am 7. November 1940 kam es in der Nähe von Seattle (Washington / USA) zu einer Fluid-Struktur-Wechselwirkung der besonderen Art: An diesem Tag stürzte die dadurch weltbekannt gewordene Hängebrücke über einer Wasserenge bei Tacoma ein. Der Grund dafür war die besondere Wetter- bzw. Windsituation, die dazu geführt hatte, Eigenschwingungen der Brücke so anzuregen, dass die Schwingungsamplituden nicht mehr begrenzt blieben und damit zur Zerstörung der betroffenen Bauteile führten. Nachdem zunächst über einen längeren Zeitraum Längsschwingungen mit Amplituden von mehr als einem Meter aufgetreten waren, wurden anschließend Torsionsschwingungen angeregt, die die Fahrbahn um bis zu 45° in beide Richtungen kippen ließen. Dies führte zum Absprengen erster Bauteile und immerhin erst nach ca. 20 Minuten zum endgültigen Einsturz der Brücke.

Schon unmittelbar nach dem Bau war die Brücke extrem „windanfällig“, was sie zur Attraktion

machte, und ihr den Namen „Galloping Gertie“ eintrug. Zur damaligen Zeit wusste man wenig von Fluid-Struktur-Wechselwirkungen, so dass ein völlig neues Design, und darum handelte es sich bei der damals hochmodernen Brücke, nicht daraufhin untersucht werden konnte, wie es sich unter eventuell extremen Windbelastungen verhalten würde. Eine solche extreme Situation lag am 7. November 1940, reichlich vier Monate nach Einweihung der Brücke, vor. Seitdem gehören solche Untersuchungen ins „Pflichtenheft“ beim Bau von großen Bauwerken.

Zum Einsturz der Tacoma-Brücke existiert im Internet sehr viel Material unter dem Stichwort „Tacoma bridge“. Ein Film dazu findet sich unter der Web-Adresse www.enm.bris.ac.uk/research/nonlinear/tacoma/tacoma.html.