

95515

Ref 002631

TUM - LRT

Bericht TB-7

RECEIVED
NASA STI FACILITY
ACQ. BR.

Sved

JUL 21 1975

E

002631
1 2 3 4 5

**STRÖMUNGSVORGÄNGE BEIM BETRIEB OBEREXPANDIERTER DOSEN
CHEMISCHER RAKETENTRIEBWERKE**

TEIL 1: STRÖMUNGSABLÖSUNG

(NASA-CR-143044) FLOW PROCESSES IN
OVEREXPANDED CHEMICAL ROCKET NOZZLES. PART
1: FLOW SEPARATION (Technische
Universitaet, Munich) 61 p HC \$4.25

N75-26011

G3 Unclas
CSCL 21H ~~42~~/20 95515

Robert H. Schmucker

3. Juli 1973

**Technische Universität München
Lehrstuhl für Raumfahrttechnik**

Die Untersuchungen über "Strömungsvorgänge beim Betrieb überexpandierter Düsen chemischer Raketentriebwerke" wurden von März 1972 bis Februar 1973 im Rahmen des NRC Resident Research Associateship Program der National Academy of Sciences (USA) im Astronautics Laboratory des George C. Marshall Space Flight Centers der NASA (NASA-MSFC), Huntsville, Alabama, USA, durchgeführt. Für die Unterstützung und Anregungen danke ich den Herren C.R. Bailey, Scientific Advisor, K.W. Gross, H.G. Paul, Division Chief, und D. Pryor.

Seit März 1973 wird diese Untersuchung von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) unterstützt.

Das Ergebnis dieser Arbeiten ist in 3 Berichten des Lehrstuhles für Raumfahrttechnik der TUM zusammengefaßt:

Strömungsvorgänge beim Betrieb überexpandierter Düsen
chemischer Raketentriebwerke

Teil 1: Strömungsablösung

Teil 2: Seitenkräfte durch unsymmetrische Ablösung

Teil 3: Methoden zur gezielten Strömungsablösung und
Seitenkraftverringering

I N H A L T

Vorwort

Liste der Formelzeichen	iii
0. Zusammenfassung	0
1. Einführung	1
2. Vorgang der Strömungsablösung	3
2.1 Druckverteilung in einer Lavaldüse	3
2.2 Strömungsablösungsprozess	8
2.2.1 Reine Strömungsablösung	8
2.2.2 Ablösung und Wiederanlegen der Strömung	13
2.2.3 J-2 Ablösungsphänomen	15
2.3 Ablösungsmessungen	24
2.4 Ablösungsanfang	26
2.5 Ablösungskriterium	28
3. Experimentelle und theoretische Strömungsablösungsergebnisse	29
3.1 Experimentelle Ablösungsergebnisse	29
3.1.1 Veröffentlichte Experimentaldaten	29
3.1.2 Methoden der graphischen Darstellung	31
3.1.3 Zusammenstellung der Ablösungsdaten chemischer Raketentriebwerke	32
3.1.4 Einfluß verschiedener Parameter auf das Ablösungsverhalten	35
3.1.5 Zusammenfassung der experimentellen Ablösungsergebnisse	39
3.2 Experimentelle Ablösungskriterien	40
3.3 Theoretische Berechnung der Ablösung	43
3.3.1 Übersicht über die wichtigsten Strömungsablösungstheorien für Raketendüsen	43

3.3.2 Ablösungstheorie von L. Crocco und R. Probst	44
Literatur	49
Anhang: Ablösungsvorhersage für das Space Shuttle Haupttriebwerk	A1

Liste der Formelzeichen

1. Lateinische Buchstaben

F	Schub
K	Konstante
I	Impuls
l	Länge
m	Masse
M	Machzahl
p	Druck
r	Radius
t	Zeit
T	Temperatur
u	Geschwindigkeit
y	Koordinate senkrecht zur Düsenwand

2. Griechische Buchstaben

γ	Isentropenexponent
δ	Grenzschichtdicke
δ^*	Verdrängungsdicke
ϵ	Flächenverhältnis
θ	Düsenwinkel
θ	Impulsdicke
ρ	Dichte

3. Indices

a	Umgebung
c	Brennkammer
CL	Crocco-Lees
CP	Crocco-Probstein
e	Düsenende
i	Anfangspunkt der Rekompansionszone
p	Plateaupunkt

r	Abrundung
s	Ablösung
sc	Ablösungskriterium
t	Hals
vac	Vakuum
w	Wand

O. Z U S A M M E N F A S S U N G

Bei der Auslegung eines Raketenmotors, der bei wechselndem Gegendruck betrieben werden soll, spielt die Bedingung "keine Strömungsablösung" eine wesentliche Rolle. Dies erfordert eine entsprechende Festlegung der Düsenwanddruckverteilung. Dazu werden einige Effekte der mehrdimensionalen Düsenströmung behandelt und die verschiedenen Erscheinungen bei der Strömungsablösung in Düsen beschrieben und miteinander verglichen. Eine Untersuchung der verschiedenen veröffentlichten Strömungsablösungsdaten erlaubt die Feststellung der verschiedenen Parameter, die die Ablösungsbedingung beeinflussen. Ein Vergleich der Experimentaldaten mit empirischen und theoretischen Ablösungsvorhersagemethoden führt zur Auswahl geeigneter Gleichungen für das Ablösungskriterium. Die Ergebnisse werden auf die Strömungsablösungsvorhersage des Space Shuttle Haupttriebwerkes angewendet.

1. E I N F Ü H R U N G

Beim Entwurf eines Raketenmotors, der innerhalb der Atmosphäre betrieben wird, spielt die Möglichkeit der Strömungsablösung in der Düse eine wesentliche Rolle. Dieser Zustand kann während der Brennperioden eines Triebwerkes, dessen Düse für eine große Höhe ausgelegt ist, ohne Diffusor in niedriger Höhe auftreten und ergibt sich während der Anfahr-, Abschalt- und übermäßigen Triebwerksdrosselphasen. Unter stationären Bedingungen versucht man die Strömungsablösung zu verhindern, denn die Lage des Ablösungspunktes der Strömung ist instabil und führt zu asymmetrischen, oszillierenden Kräften, die die Düse und die Triebwerksaufhängungen beschädigen können [36].

Strömungsablösung tritt im Überschallteil einer Raketendüse auf, wenn durch Überexpansion der Wanddruck an einer Stelle der Düse auf 20 bis 50 Prozent des Umgebungsdruckes absinkt. Deshalb wird das Flächenverhältnis eines vorgegebenen Triebwerkes so ausgewählt, daß die Strömung unter stationären Betriebsbedingungen nicht ablöst.

Bei einem Triebwerk, das für eine maximale Leistung im Vakuum ausgelegt wird und außerdem in Meereshöhe gezündet werden soll[†], wie es beim Space Shuttle Haupttriebwerk der Fall ist, wird die Festlegung des Düsenöffnungsverhältnisses durch zwei Faktoren beeinflusst. Die Leistung eines Raketenmotors steigt mit zunehmendem Öffnungsverhältnis. Da dadurch ebenfalls das Düsengewicht ansteigt, existiert ein Punkt, von dem an die Leistungssteigerung durch den Gewichtsanstieg aufgehoben wird. Der Aspekt der Strömungsablösung beim Betrieb in Meereshöhe begrenzt zusätzlich das Öffnungsverhältnis. Deshalb ist eine genaue Auslegung der Düsengeometrie erforderlich. Ein zu konservativ festgelegtes Flächenverhältnis führt zu einem unerwünschten Leistungsverlust.

[†] Ähnliche Problemstellungen traten bei Atlas Sustainer Motor und beim J-2 Triebwerk auf.

Erste Untersuchungen über Strömungsablösung in Düsen wurden von Büchner, Prandtl, Meyer, Flügel und Stanton durchgeführt und von Stodola veröffentlicht [25, 38, 40]. Nach dem zweiten Weltkrieg führten die stark angestiegenen Forschungsarbeiten auf dem Raketentriebwerkssektor zu zahlreichen Untersuchungen dieses Problems. Forster und Cowles vom California Institute of Technology unternahmen die ersten bekannteren Heißgasversuche mit einem kleinen Salpetersäure/Anilin Motor [13]. Das Ergebnis dieser Arbeiten war die Ablösungsbedingung, daß bei einer Überexpansion auf 40 Prozent des Umgebungsdruckes die Strömung von der Wand abreißt. Diese Zahl wird manchmal als "Summerfield Kriterium" bezeichnet [3] und wird bis heute als konservativer Auslegungswert betrachtet [3]. Inzwischen wurden die Ergebnisse vieler Kaltgasversuche und verschiedener Heißgastests veröffentlicht, die die Tendenz der Messungen von Forster und Cowles bestätigten.

Die steigenden Leistungsanforderungen an Raketenmotore erlauben nicht mehr die Verwendung des einfachen Summerfield Kriteriums zur Düsenauslegung. Man ist deshalb gezwungen, genauere Vorhersagen für die Ablösungsbedingungen in Düsen zu verwenden, um eine maximale Triebwerksleistung zu erreichen.

2. VORGANG DER STRÖMUNGSABLÖSUNG

Für die Behandlung des Strömungsablösungsprozesses ist eine Beschreibung der Phänomene, die im Experiment beobachtet wurden, notwendig. Die Frage, ob in einer Düse die Strömung ablöst, hängt wesentlich davon ab, welchen Wert der Düsenwanddruck im Verhältnis zum Umgebungsdruck erreicht. Deshalb soll zunächst die Druckverteilung in einer Lavaldüse näher untersucht werden.

2.1 Druckverteilung in einer Lavaldüse

In der Abb. 1 ist eine allgemeine Lavaldüse dargestellt. Der

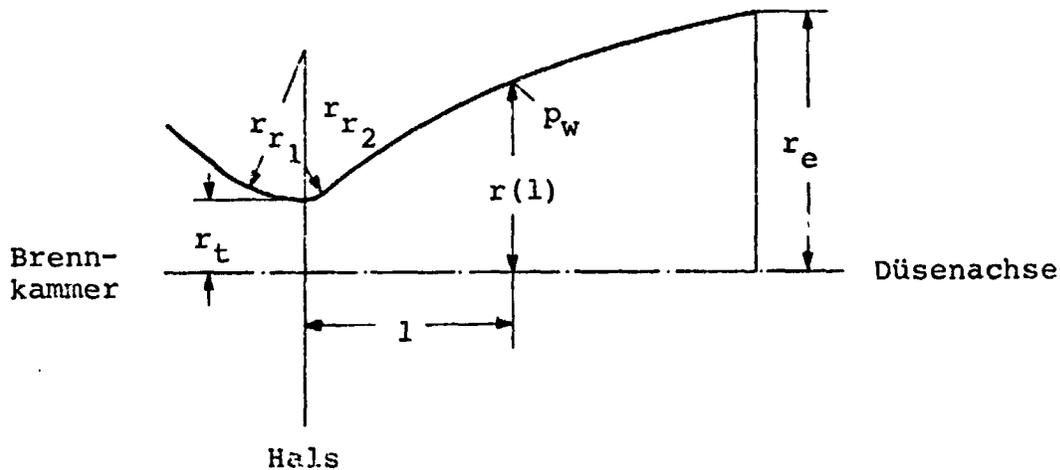


Abb. 1 Allgemeine Lavaldüse

Wanddruck p_w hängt vom Zustand der Feuergase in der Brennkammer, den Ein- und Auslaufbedingungen am Hals, ausgedrückt durch die Krümmungsradien r_{r1} und r_{r2} , dem lokalen Öffnungsverhältnis ϵ und der Düsenkontur ab. Dabei ist das Öffnungsverhältnis

$$\epsilon = \left(\frac{r(l)}{r_t}\right)^2 \quad (1)$$

Normalerweise wird zur Vereinfachung der Berechnung eine eindimensionale Strömung angenommen und mit einem über dem Düsenquerschnitt konstanten Druck gerechnet [3, 42]. Für ein ideales Gas mit dem Isentropenexponent γ erhält man als Zusammenhang zwischen dem Wanddruck, dem Kammerdruck p_c und dem Öffnungsverhältnis

$$\epsilon = \frac{\gamma^{0.5} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}{\left(\frac{p_w}{p_c}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left(1 - \left(\frac{p_w}{p_c}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) \right\}^{0.5}} \quad (2)$$

Damit läßt sich zu jedem Querschnittsverhältnis der Wanddruck, normiert mit dem Brennkammerdruck bestimmen. Für lange Düsen mit kleinem Divergenzwinkel und großem Einlaufradius stimmen diese Werte mit den experimentellen Daten gut überein [13, 33].

Werden die Divergenzwinkel größer als 10° oder verwendet man Düsen mit gekrümmten Konturen, dann ergeben sich größere Abweichungen von der eindimensionalen Theorie, da die Druckverteilung über dem Querschnitt nicht mehr konstant ist. Die eindimensionale Theorie gibt dann nur die mittleren Verhältnisse im Querschnitt wieder. Die Tendenz der Druckverteilung im Düsenquerschnitt - ob der Wanddruck größer oder kleiner als der eindimensionale Druck ist - hängt von der Lage des Querschnittes relativ zum Hals- und Endquerschnitt ab.

Für eine genaue Berechnung des Strömungsfeldes in der Düse müssen Verfahren wie die Methode der Charakteristiken angewendet werden. In der Abb. 2 ist dazu die Wanddruckverteilung in der Glockendüse eines LOX/LH₂ Hochdrucktriebwerkes dargestellt. Entlang der Achse ist ebenfalls die Düsenkontur eingezeichnet, die dem des Space Shuttle Haupttriebwerkes entspricht. Bei der Berechnung des Wanddruckes wurden folgende Punkte berücksichtigt [17]:

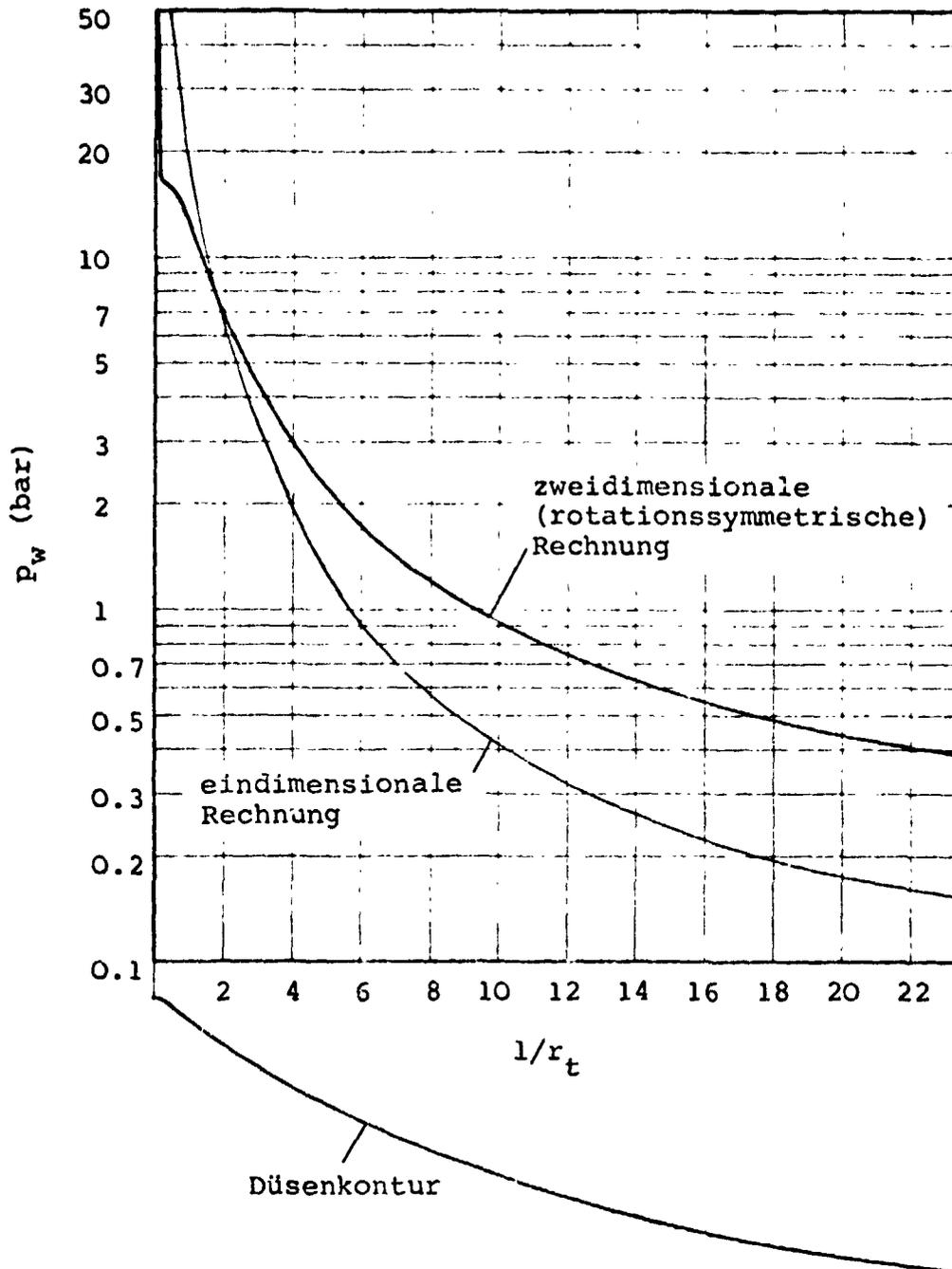


Abb. 2 Wanddruckverteilung in der Glockendüse eines LOX/LH₂ Hochdrucktriebwerkes verglichen mit den eindimensionalen Druckwerten (Kontur und Daten sind die des Space Shuttle Haupttriebwerkes: $p_c = 205$ bar, $F = 2170$ kN, $\epsilon = 77.5$, Länge 80% einer 15° Kegeldüse, $r_{r1}/r_t = 1$, $r_{r2}/r_t = 0.392$) [17, 29]

- Zweidimensionales rotationssymmetrisches Strömungsfeld und Relaxation der Feuergase (kinetische Entspannung)
- Mischungsverhältnisverteilung über dem Injektor (20 Stromröhren)
- Wandtemperaturverteilung und Änderung der realen Kontur durch Verdrängungsdicke der Grenzschicht
- Enthalpievermehrung der Treibstoffe vor der Einspritzung durch Wärmezufuhr bei der Kühlung

Als Vergleich zu dieser nahezu "realen" Druckverteilung sind die eindimensionalen Druckwerte ebenfalls mit eingetragen. Es zeigt sich, daß im Halsgebiet der mehrdimensionale Druck wesentlich rascher abfällt als die eindimensionale Rechnung zeigt. Die starke Änderung des Druckgradienten beim Übergang von der Halsabrundung zur Parabelkontur führt zu schwachen Verdichtungsstößen. Im weiten Teil der Düse ist der "reale" Druck etwa 2 bis 3 mal höher als der eindimensionale. Der Wanddruck am Düsenende entspricht dem eindimensionalen Druck bei einem Flächenverhältnis von etwa 40.

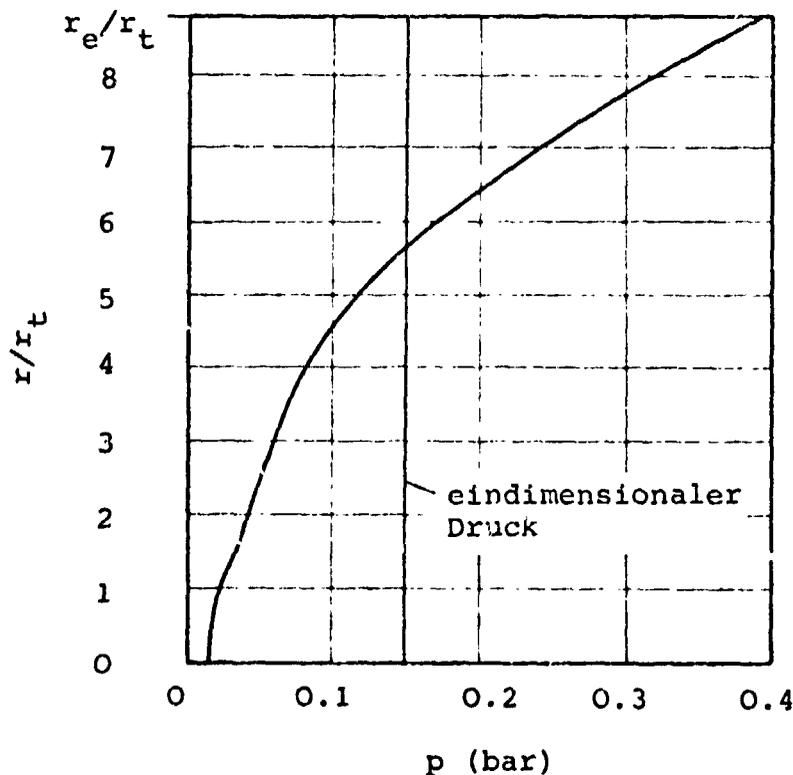


Abb. 3 Druckverteilung im Endquerschnitt (Düsenkontur nach .bb. 2)

Da der Wanddruck erheblich höher als der mittlere Druck ist, muß der Druck der Kernströmung wesentlich niedriger sein. Die Abb. 3 zeigt die Druckverteilung im Endquerschnitt der Düse von Abb. 2. Die Form der Druckverteilung in der Nähe der Achse wird durch die Mischungsverhältnisvariation im Einspritzkopf hervorgerufen.

Die Druckverteilung an der Wand kann durch eine Veränderung der Düsenkontur bei konstanter Länge und konstantem Expansionsverhältnis in weiten Grenzen beeinflusst werden. In der Abb. 4 sind dazu verschiedene mögliche Konturen und die Wanddruckverteilung für eine Düse mit 75% der Länge einer Kegeldüse von 15° und einem Flächenverhältnis von 27.5 dargestellt. Die

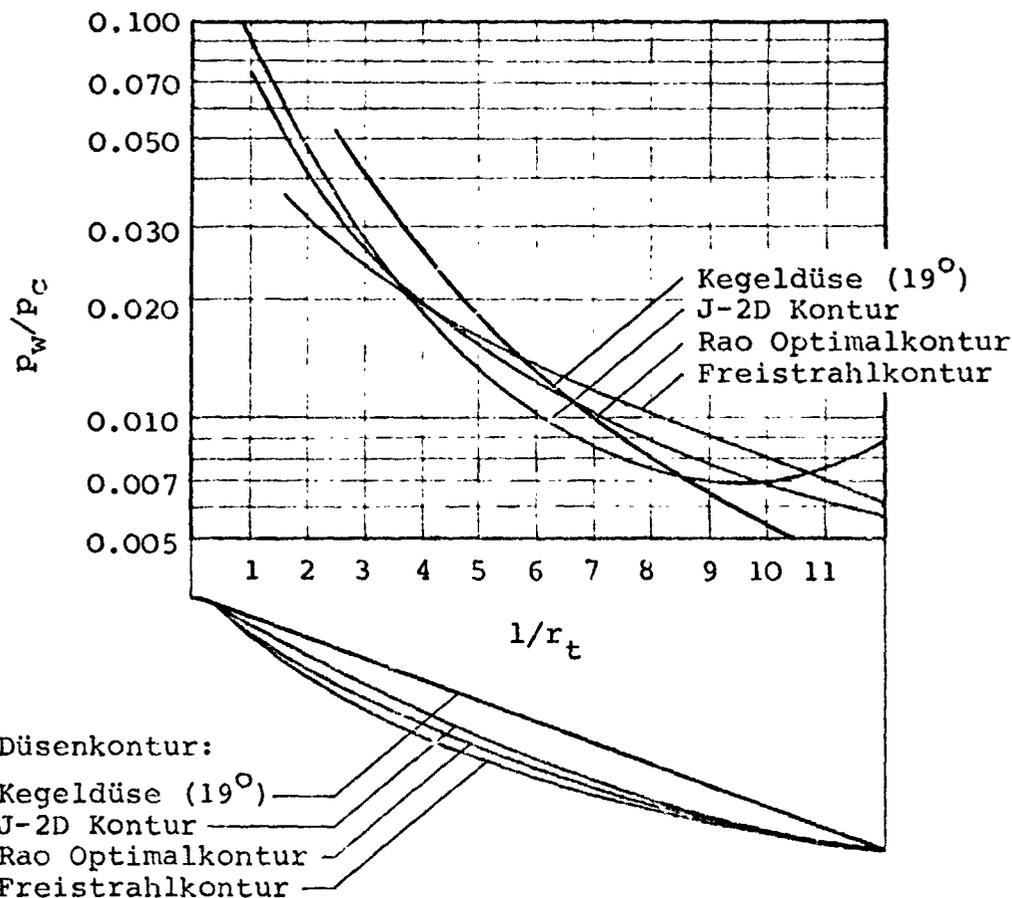


Abb. 4 Wanddruckverteilung und Düsenkontur (Düsenlänge 75% einer 15° Kegeldüse, $\epsilon = 27.5$, $\gamma = 1.2$)

Kegeldüse liefert den geringsten Düsenenddruck. Im Bereich hinter dem Düsenhals ist der Wanddruck höher als in einer

Glockendüse, da das lokale Querschnittsverhältnis noch kleiner ist. Ausgehend von einer optimalen Kontur (Rao Optimalkontur), die den bei dieser Länge und dem Öffnungsverhältnis größtmöglichen Schubkoeffizienten im Vakuum liefert, kann man die Form so verändern, daß der Wanddruck im Endquerschnitt ansteigt. Diese Erhöhung wird durch eine stärkere Einwärtskrümmung der Wand erreicht. Obwohl der Enddruck dadurch steigt, sinkt der Schubkoeffizient geringfügig ab [27]. Durch geeignete Veränderung des Wandkrümmungsradius längs der Düsenachse kann man trotz einer sich erweiternden Kontur einen Druckanstieg erreichen (J-2D Kontur).

Man muß deshalb bei der Untersuchung des Ablösungsverhaltens stets von der mehrdimensionalen Expansion ausgehen. Die Verwendung eindimensional gerechneter Wanddruckwerte kann das Ergebnis zu sehr verfälschen [33].

2.2 Strömungsablösungsprozess

2.2.1 Reine Strömungsablösung

In der Abb. 5 sind das Strömungsfeld in einer überexpandierten Düse mit reiner Strömungsablösung und die dazugehörige Wanddruckverteilung dargestellt[†]. Diese Art der Strömungsablösung wird bei chemischen Raketentriebwerken am häufigsten beobachtet.

Ausgehend von der Brennkammer expandiert das Gas in der Düse. Ist der Umgebungsdruck vernachlässigbar klein, so verändert sich die Druckverteilung nicht. Dieser Druck soll deshalb als "Vakuumwanddruck" bezeichnet werden. Infolge der Zähigkeit entwickelt sich an der Wand eine Grenzschicht. Da diese bei Raketentriebwerken

[†]Die Wanddruckverteilung, die charakteristischen Punkte und die verschiedenen Abstände ergeben sich als zeitliche Mittelwerte niederfrequenter Wanddruckmessungen. Diese Daten können für eine Beschreibung des Ablösungsprozesses und die Düsenauslegung verwendet werden.

Hochfrequente Druckmessungen zeigen jedoch, daß der Ablösungspunkt innerhalb der Ablösungslänge oszilliert. Dieses Verhalten wird im Abschnitt 2.2.3 und vor allem in [36] (Teil 2: Seitenkräfte durch unsymmetrische Ablösung) diskutiert.

normalerweise turbulent ist, soll nur die turbulente Strömungsablösung behandelt werden.

Ist der Umgebungsdruck höher als der Düsenenddruck, so ist ein Verdichtungsstoß erforderlich, um den Strahl auf den Außendruck zu komprimieren. Die Grenzschicht kann nur gegen eine gewisse Druckdifferenz anlaufen oberhalb derer sie ablöst. In diesem Fall expandiert der Gasstrahl zunächst in der oben beschriebenen Weise bis zu einem Punkt i , an dem durch einen starken Druckanstieg der Ablösungsprozess beginnt. Die Grenzschicht

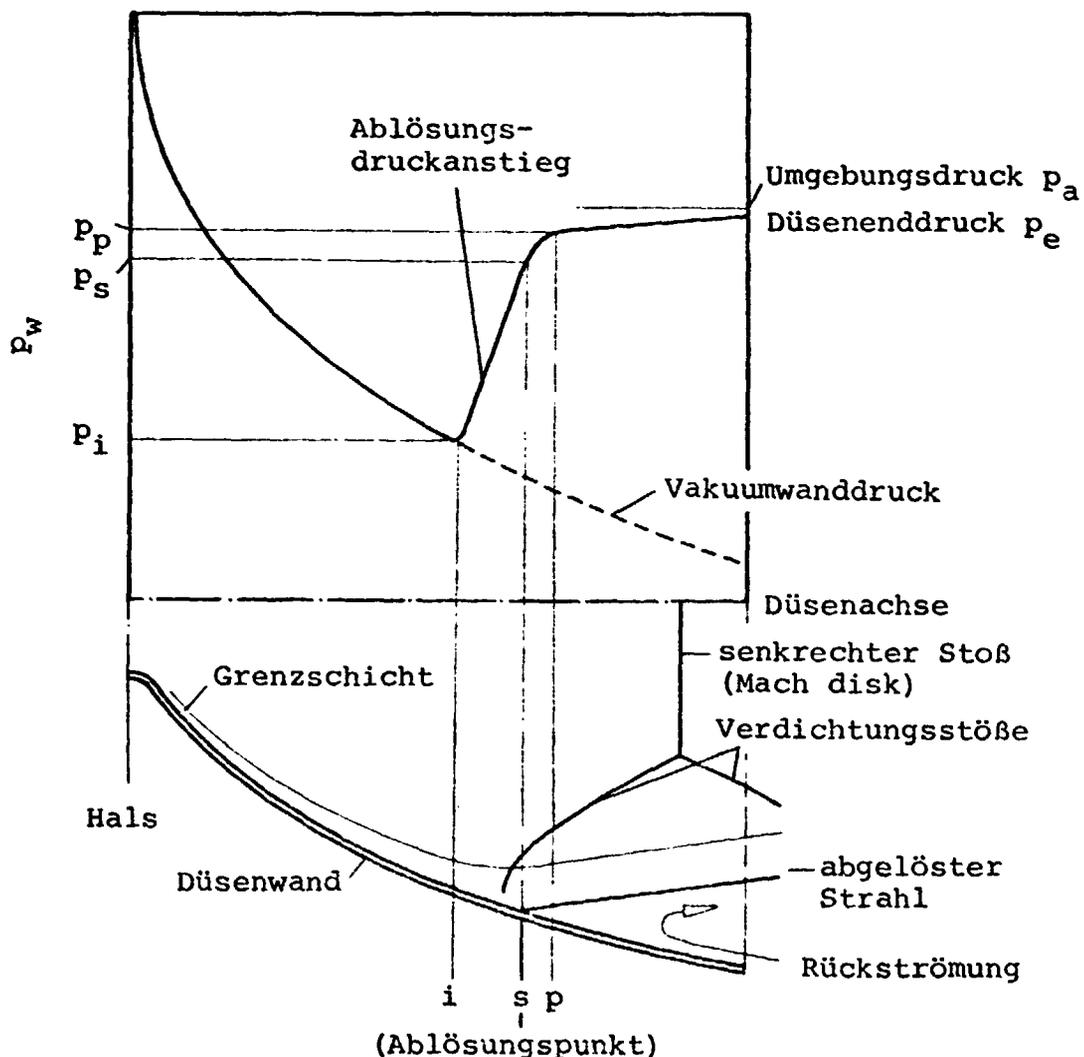


Abb. 5 Strömung und Wanddruckverteilung in einer überexpandierten Düse mit reiner Strömungsablösung

- i Anfang des Ablösungsgebietes
- s Ablösungspunkt
- p Plateaupunkt

verdickt sich und ein schiefer Verdichtungsstoß entsteht, der tief in die Grenzschicht hineinreicht. Innerhalb weniger Grenzschichtdicken steigt der Druck fast auf den Umgebungsdruck an und die Grenzschicht löst ab. Der Ablöswinkel ist in den meisten Experimenten konstant bei etwa 13.5° [20]. Stromabwärts erhöht sich nach dem starken Druckanstieg der Wanddruck nur noch wenig, bis er fast den Umgebungsdruck erreicht. Zwischen dem abgelösten Strahl und der Düsenwand wird wegen des Unterdruckes Umgebungsluft angesaugt, die sich mit der abgelösten Grenzschicht mischt.

Dieses klassische Bild der Strömungsablösung in einer überexpandierten Überschalldüse erlaubt die Definition von vier verschiedenen (zeitlich mittleren) Punkten:

- i: Im Punkt i stellt man die erste Abweichung vom Vakuumwanddruckprofil fest. An diesem Punkt beginnt die Rückkompression der Strömung, jedoch tritt noch keine Ablösung ein.
- s: Die Strömung löst im Punkt s ab. Die Lage dieses Punktes kann in Kaltgasversuchen mit Ölfilmen u.s.w. festgestellt werden. In Heißgasraketenversuchen sind derartige Methoden nicht anwendbar, sodaß der wirkliche Ablösungspunkt fast nicht zu bestimmen ist. Lediglich die Ablagerung von Ruß [41] oder Kondensationserscheinungen an der Wand (siehe Abschnitt 2.2.3) können einige Informationen liefern. Zwischen i und s erfolgt der größte Teil des Ablösungsdruckanstieges. Kaltgasversuche in Windkanälen mit Stufen, einfallenden Verdichtungsstößen u.s.w. ergeben, daß mehr als 80% des gesamten Druckanstiegs in diesem Gebiet auftreten. Der Abstand zwischen i und s ist klein und beträgt bei Kaltgasversuchen etwa 3 Grenzschichtdicken [20]. Der in [29] aufgeführte Abstand von nur einer Grenzschichtstärke weicht erheblich davon ab und ist etwas fragwürdig.
- p: Im Punkt p verflacht sich der steile Druckgradient des Ablösungsgebietes. Diese Stelle wird Plateaudruckpunkt genannt. Der Punkt p ist etwas schwer zu definieren, da der Druckgradient niemals zwischen i und dem Düsenende verschwindet. Zwischen i und p findet der gesamte Ablösungs-

prozess statt. Der Abstand beträgt etwa 6 Grenzschichtdicken [20, 29] und wird als Ablösungslänge bezeichnet.

e: Im Gebiet zwischen dem Plateaudruckpunkt und dem Düsenendquerschnitt findet der abschließende Druckanstieg statt. Der Düsenenddruck ist etwas niedriger als der Umgebungsdruck, da die Außenluft durch eine Rückströmung eingesaugt wird. Der Druckanstieg zwischen p und e wird durch die Düsenform beeinflusst. Für normale Düsen ist er klein und steigt annähernd linear zwischen p und e an. In den in [25] aufgeführten Versuchen mit Parabeldüsen zeigt sich ein stärkerer Druckgradient in der Nähe von e und ein deutlicher Plateaupunkt. Diese Druckverteilung scheint aber nur durch die Art der Auftragung hervorgerufen zu sein, da der Druck nicht als

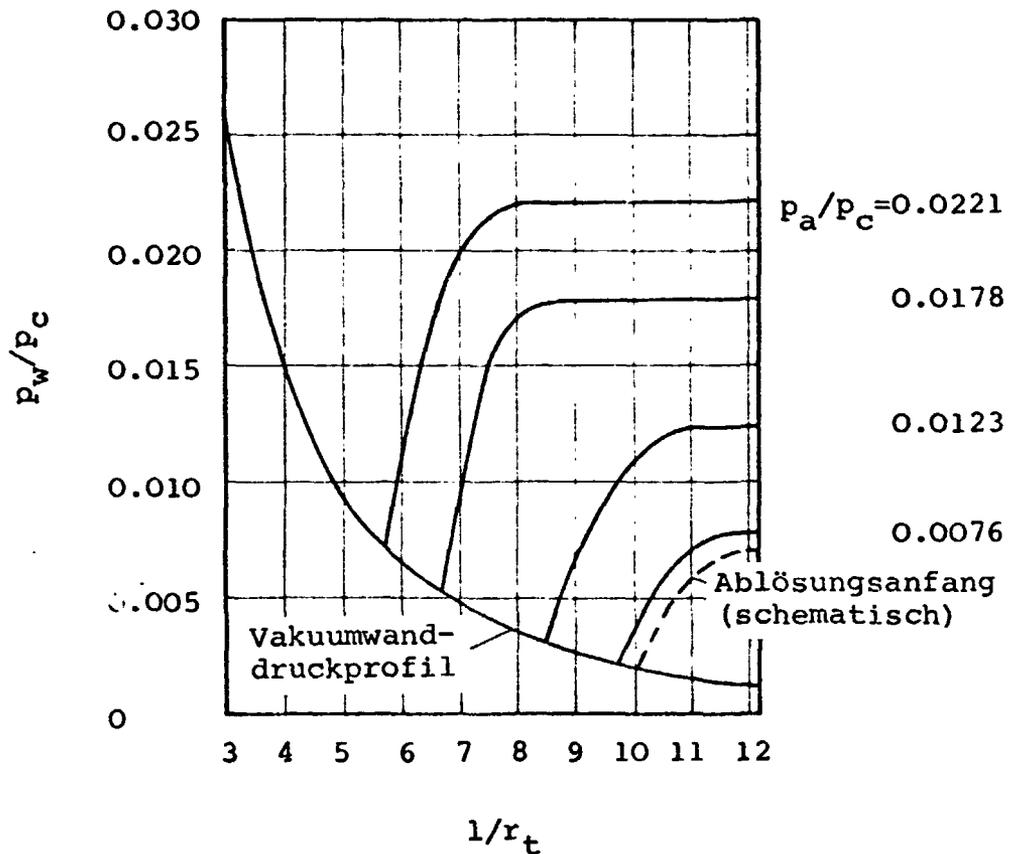


Abb. 6 Wanddruckverteilung als Funktion des Halsabstandes für verschiedene Druckverhältnisse p_c/p_a [4]

Funktion der Düsenlänge, sondern des Flächenverhältnisses dargestellt ist. In einer Parabeldüse wird nämlich der Anstieg des Flächenverhältnisses mit abnehmender Entfernung vom Düsenende immer kleiner.

Die Lage des Ablösungsgebietes ist vom Brennkammer- und Umgebungsdruck abhängig. Ändert man den Kammer- oder Außendruck, so verschiebt sich lediglich das Gebiet der Strömungsablösung. Die Abb. 6 zeigt den Wanddruck, der bei einer Kegeldüse mit verschiedenen Umgebungsdrücken gemessen wurde. Der Wanddruck ist mit dem Brennkammerdruck normiert, da bei den einzelnen Experimenten nicht immer der gleiche Kammerdruck erreicht werden kann. Das Vakuumdruckprofil ist in einem weiten Kammerdruckbereich in normierter Form praktisch unabhängig vom Druck. Ist der Umgebungsdruck viel höher als der Düsenenddruck, dann stellt sich die oben beschriebene Wanddruckverteilung ein und der Strahl löst weit innerhalb der Düse ab. Erhöht man den Kammerdruck oder erniedrigt man den Außendruck, so verschiebt sich

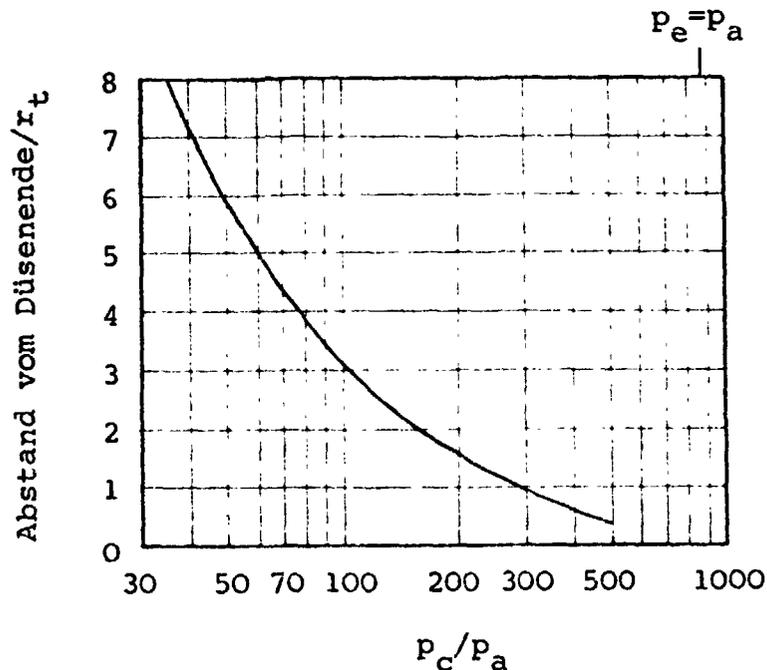


Abb. 7 Abstand des ersten Druckanstiegspunktes i vom Düsenende über dem Druckverhältnis p_c/p_a [4]

das Ablösungsgebiet in Richtung Düsenende. Da die Grenzschichtdicke anwächst, vergrößert sich das Ablösungsgebiet und der Druckgradient verringert sich.

Die Lage des ersten Druckanstiegspunktes i als Funktion des Druckverhältnisses p_c/p_a ist in Abb. 7 dargestellt. Der Abstand vom Düsenende verringert sich kontinuierlich, bis schließlich Außendruck und Düsenenddruck übereinstimmen.

2.2.2 Ablösung und Wiederanlegen der Strömung

Normalerweise erfolgt nach der Ablösung der Strömung kein Wiederanlegen. In [29, 39, 42] ist ein Wanddruckverlauf beschrieben, der von dem der reinen Strömungsablösung abweicht. Der Gasstrahl expandiert in der Düse zu niedrigeren Druckwerten als bei reiner Ablösung. Der Wanddruck im Ablösungsgebiet übersteigt den Umgebungsdruck und fällt dann auf den Außendruck ab. In der Abb. 8 ist eine Druckmessung dieses

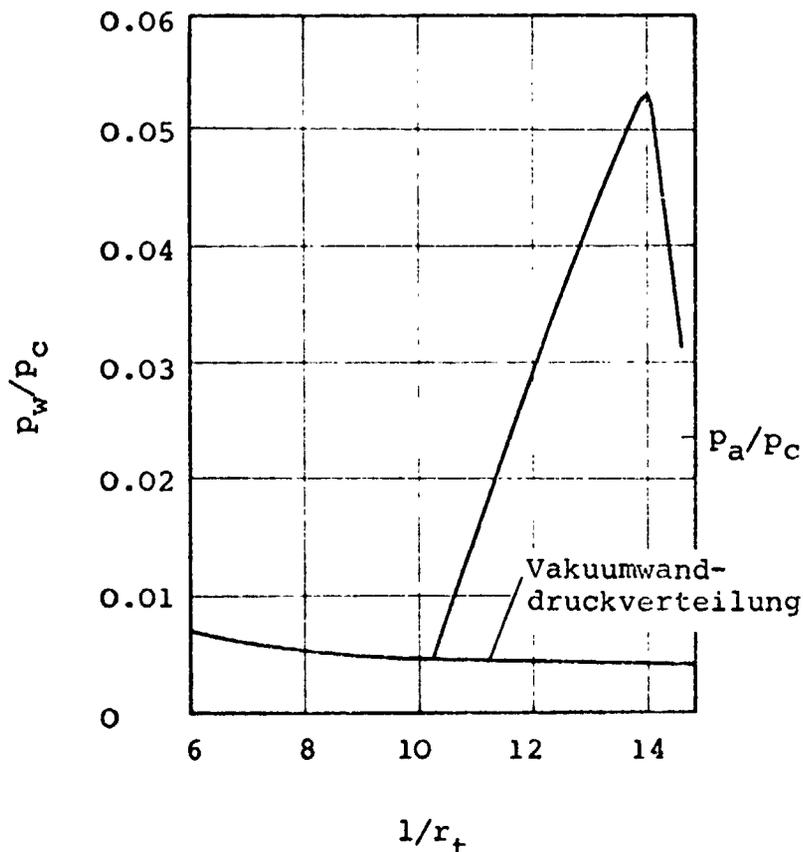


Abb. 8 Wanddruckverteilung bei Ablösung und Wiederanlegen der Strömung (Kaltgas J-2 Düse, $\epsilon=40$ [39])

Vorganges dargestellt. Im Gegensatz zur reinen Strömungsablösung, bei der der Abgasstrahl nur einen Teil des Düsenendquerschnittes ausfüllt, wird im Endquerschnitt keine Ablösung von der Wand beobachtet.

Dieses Verhalten der Düse, das schon bei Stodola [38] festgestellt wurde, ist ähnlich der Strömung in Überschallrohren mit Verdichtungsstoß [37]. Damit läßt sich ein Strömungsfeld angeben, das in der Abb. 9 zu sehen ist. Der schiefe Verdich-

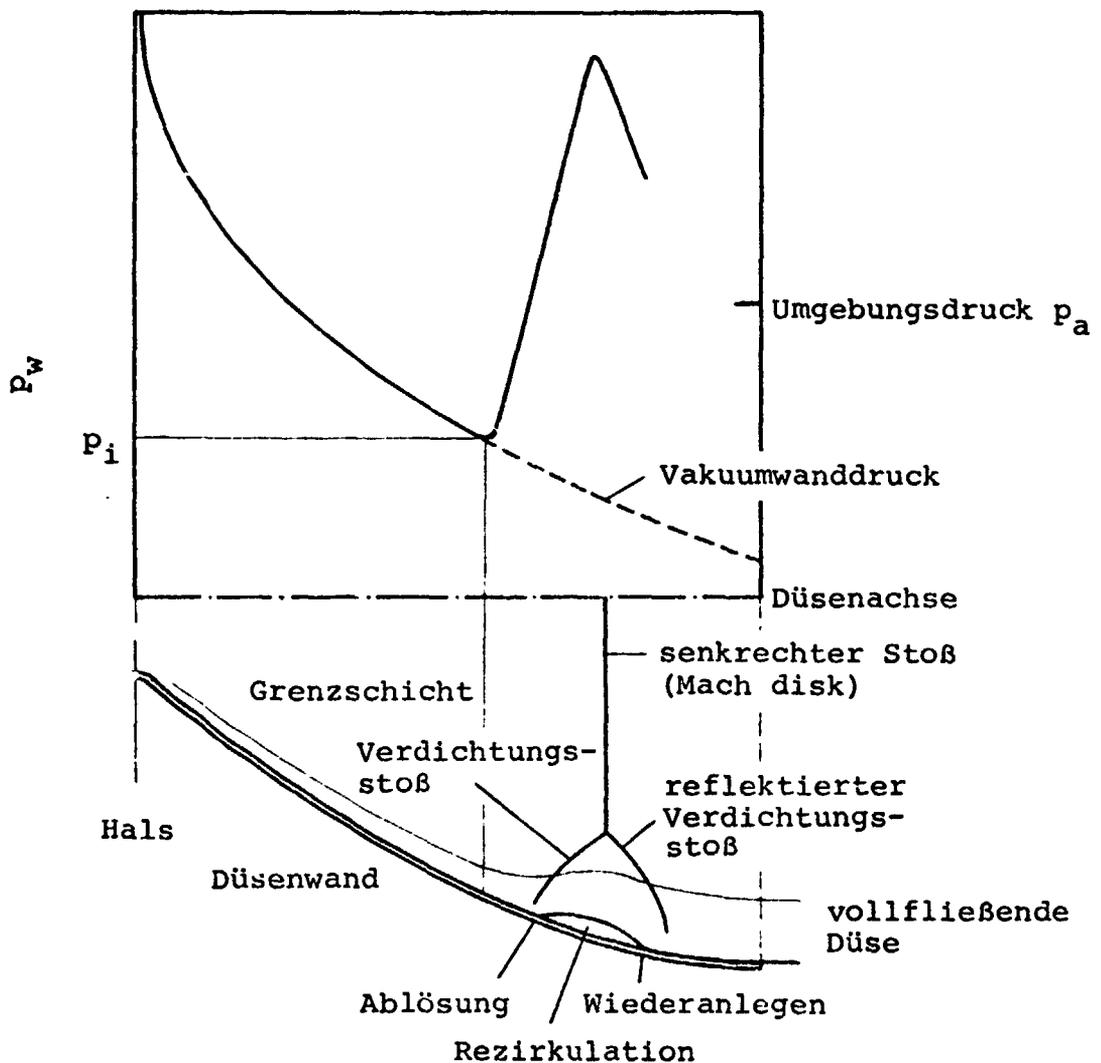


Abb. 9 Schema der Wanddruckverteilung und des Strömungsfeldes in einer Düse mit Ablösung und Wiederanlegen

tungsstoß, der im Ablösungsgebiet entsteht, wird am senkrechten Stoß reflektiert. Die Mach'sche Scheibe füllt fast den gesamten Düsenquerschnitt aus. Die Reflektion des Stoßes be-

wirkt ein Wiederanlegen der Strömung, sodaß die Düse voll fließt.

Die wenigen verfügbaren Daten lassen vermuten, daß dieses Phänomen vor allem in kleinen Düsen mit niedrigem Austrittswinkel auftreten kann. Diese Konfiguration ist ähnlich der eines zylindrischen Rohres mit Überschallgeschwindigkeit. In einer kleinen Düse nimmt außerdem die Grenzschicht einen relativ größeren Platz in Anspruch als in einer großen Düse.

2.2.3 J-2 Ablösungsphänomen

Niederfrequente Wanddruckmessungen in Umfangsrichtung an einem 4-k H_2/LOX Motor (NASA-MSFC) und Rußablagerungen [41] ergeben, daß im Fall der reinen Ablösung die Separationslinie im zeitlichen Mittel ziemlich axisymmetrisch verläuft.

Die visuellen Beobachtungen des Düseninneren bei J-2 Triebwerken ergeben jedoch ein Bild, das davon erheblich abweicht. Diese optische Erfassung des Ablösungsvorganges ist in einem J-2 Motor möglich, da der Abgasstrahl eines LH_2/LOX Triebwerkes durchsichtig ist und die kryogene Kühlung der Düse zu Kondensationserscheinungen an der Wand führt. An Stelle einer ebenen Ablösungslinie sind dreiecksförmige Erscheinungen (Tepees) zu beobachten, die mit niedriger Frequenz ihre Position in Umfangsrichtung und längs der Düsenachse ändern. In der Abb. 10 ist ein Schnitt durch ein J-2 Triebwerk dargestellt, in dem diese Erscheinungen schematisch eingezeichnet sind. Diese Abbildung gibt auch die Kameraposition zur Beobachtung der Ablösungserscheinungen an. Abb. 11 zeigt eine Photographie des Düseninneren, in die die wesentlichen Phänomene eingetragen sind.

Die J-2 Maschine ist ein 1000 kN LH_2/LOX Triebwerk, dessen Brennkammer und Düse aus 360 und 540 dünnwandigen Röhrchen gebildet wird. Bei einem Flächenverhältnis von 12.5 (J-2D) werden die Turbinenabgase im Normalbetrieb in die Düse eingeblasen. Während der Ablösungstests wurden die Turbinenabgase über ein Rohr seitlich vom Triebwerk ins Freie ausgestoßen (Abb. 11).

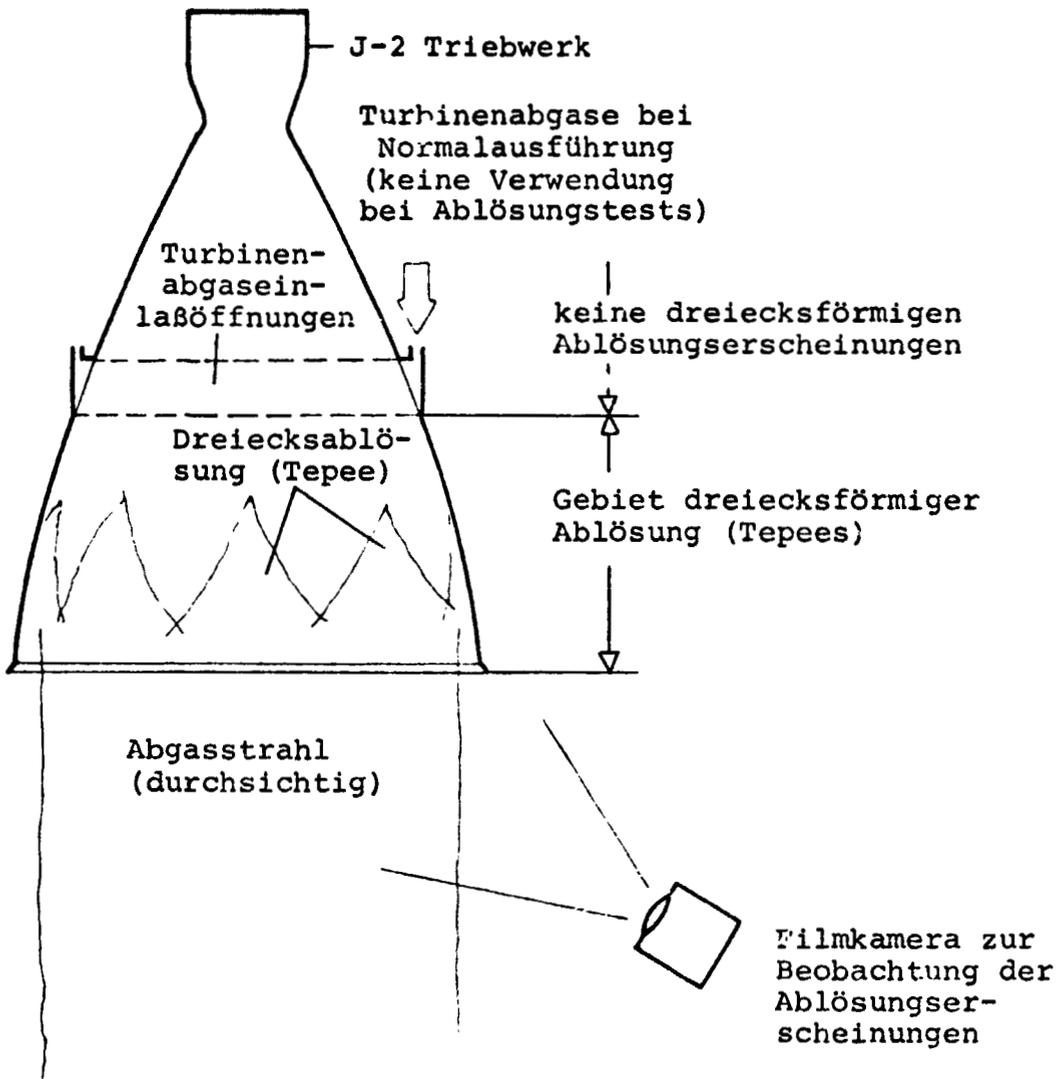


Abb. 10 Schematische Darstellung des J-2 Triebwerkes mit den beobachteten Ablösungserscheinungen

In der Abb. 12 ist die Turbinenabgaseinblasstelle schematisch eingezeichnet. Durch die Erhöhung der Röhrchenzahl von 360 auf 540 entstehen Dreiecksschlitze (Cat Eyes), die die Wand auf einer Strecke von etwa 10 cm unterbrechen. In einigen der Ablösungstests wurden diese Öffnungen mit Blechdreiecken und Ablationsmaterial verschlossen, ohne daß dadurch das optische Ablösungsbild entscheidend geändert wurde. In diesem Turbinenabgaseinlaßgebiet verändern sich die Wandtemperaturen sehr stark. Sie sinken um etwa 300 K in Richtung Düsenende, durch die Führung des Kühlmittels ist die Temperatur in Umfangsrich-

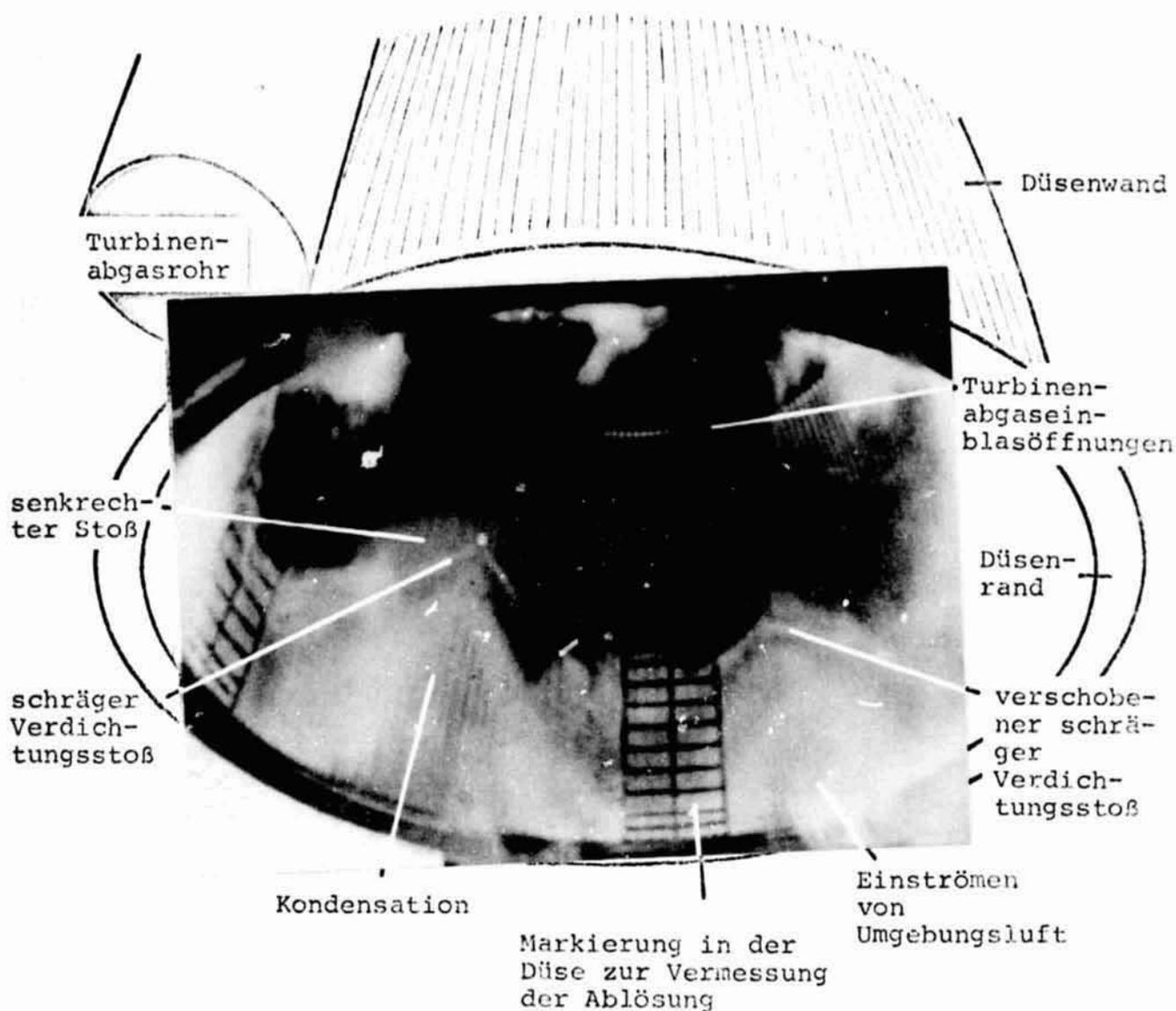


Abb. 11 Ablösungserscheinungen in einem J-2 Triebwerk (Saturn S-II und S-IV Stufe)

tung nicht konstant (Temperaturberechnung nach [27]). Die Temperatur der ungekühlten Einblasöffnungen dürfte 1000 K erreichen, da während der Tests einige Blechdreiecke, mit denen die Öffnungen verschlossen wurden, herausgelöst wurden.

Die Erscheinungen, die bei den verschiedenen Experimenten auftraten (J-2S Triebwerk bei Rocketdyne [12, 14], J-2D Triebwerk bei NASA-MSFC), lassen sich folgendermaßen charakterisieren:

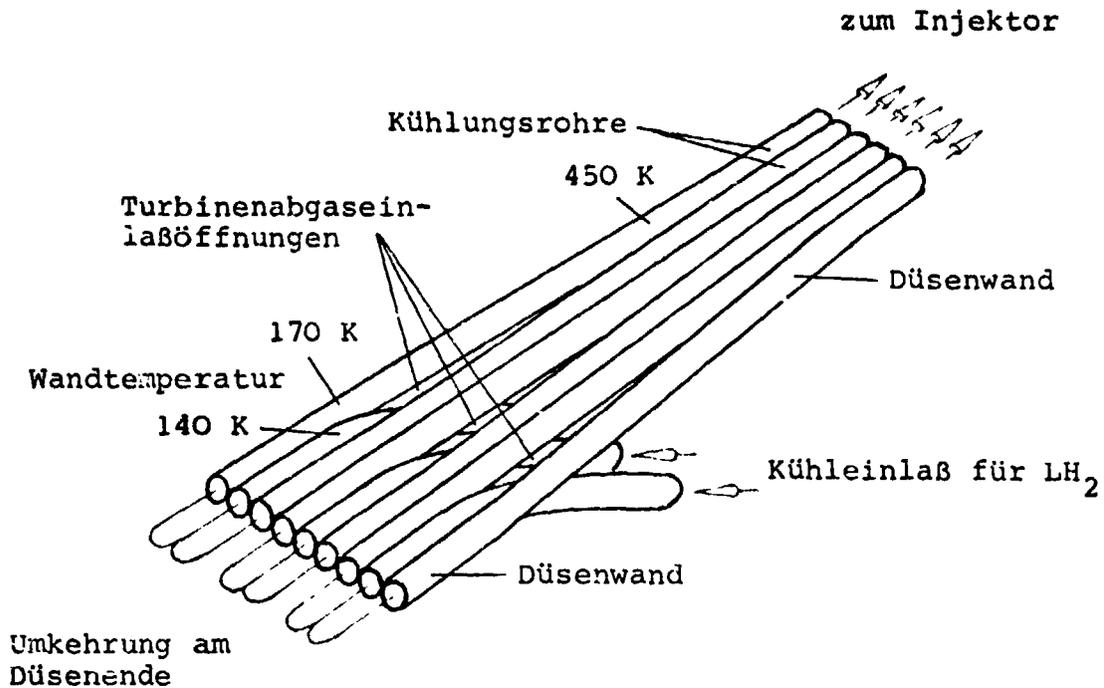


Abb. 12 Schema der Turbinenabgaseinblasöffnungen (Cat Eyes)

● Optische Ablösungsbeobachtungen:

Die dreiecksförmigen Ablösungserscheinungen werden nur im Bereich zwischen Cat Eyes und Düsenende beobachtet. Man erkennt das Ansaugen der Umgebungsluft, die Kondensation des Luftwasserdampfes an der Düsenwand und einen keilförmigen Verdichtungsstoß, dessen Divergenzwinkel in Richtung zum Düsenende zunimmt. Bei einem festen Brennkammerdruck reichen die Dreiecksspitzen nur bis zu einer bestimmten Maximalposition in die Düse hinein. Dieser Abstand hängt vom Brennkammerdruck ab ebenso wie die Anzahl der Dreiecke. Abb. 13 zeigt die Zahl der Tepees als Funktion des Kammerdruckes.

Die Auswertung von Hochgeschwindigkeitsfilmen deutet darauf hin, daß die Erscheinungen periodisch ablaufen. Betrachtet man drei nebeneinanderliegende Tepees, so wächst das mittlere Dreieck, wenn die beiden äußeren sich verkleinern und umgekehrt. In der Tabelle 1 sind die Frequenzen und die Schocklebensdauer dieser Vorgänge zusammengestellt:

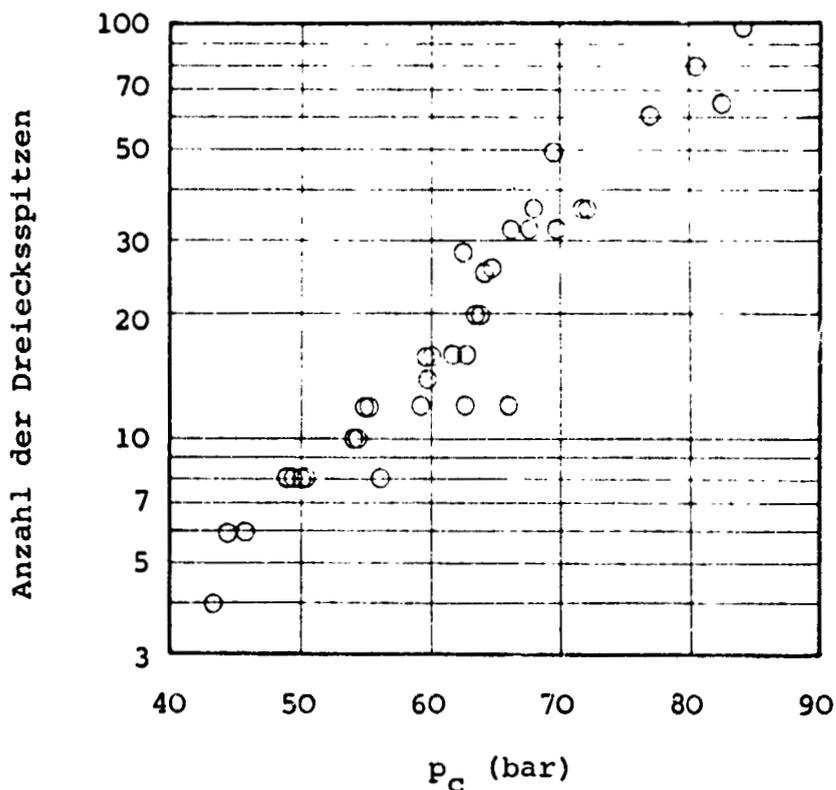


Abb. 13 Anzahl der Dreiecksspitzen als Funktion des Kammerdruckes für J-2S Triebwerk [12]

Brenn- kammerdruck (bar)	Mischungs- verhältnis LOX/LH ₂	Lebens- dauer (ms)	Frequenz (Hz)
62 - 65	4.4 - 4.5	85 - 90	10.5 - 11
59 - 60	4.3	105	9.6
51 - 56	4.4 - 4.8	65 - 95	10.5 - 15

Tabelle 1 Frequenz der Dreieckserscheinungen in der J-2S Düse [14]

● Wanddruckmessungen:

Die Wanddruckmessungen zur Feststellung der Strömungsablösung zeigen einige Anomalien. In den Experimenten, bei denen der Turbineneinlaß nicht verschlossen ist, stimmen theoretischer und experimenteller Wanddruck nicht überein. Die experimentellen Wanddrücke sind höher als die gerechneten,

mit abnehmendem Kammerdruck vergrößert sich die Differenz. Versuche mit der gleichen Maschine und verschlossenen Turbinenabgasöffnungen zeigen einen Wanddruck, der niedriger als der theoretische liegt, allerdings ist die Meßgenauigkeit nicht sehr hoch. Abb. 14 zeigt die Wanddruckverteilung dieser Tests. Einige Bemerkungen zu den Druckabweichungen sind

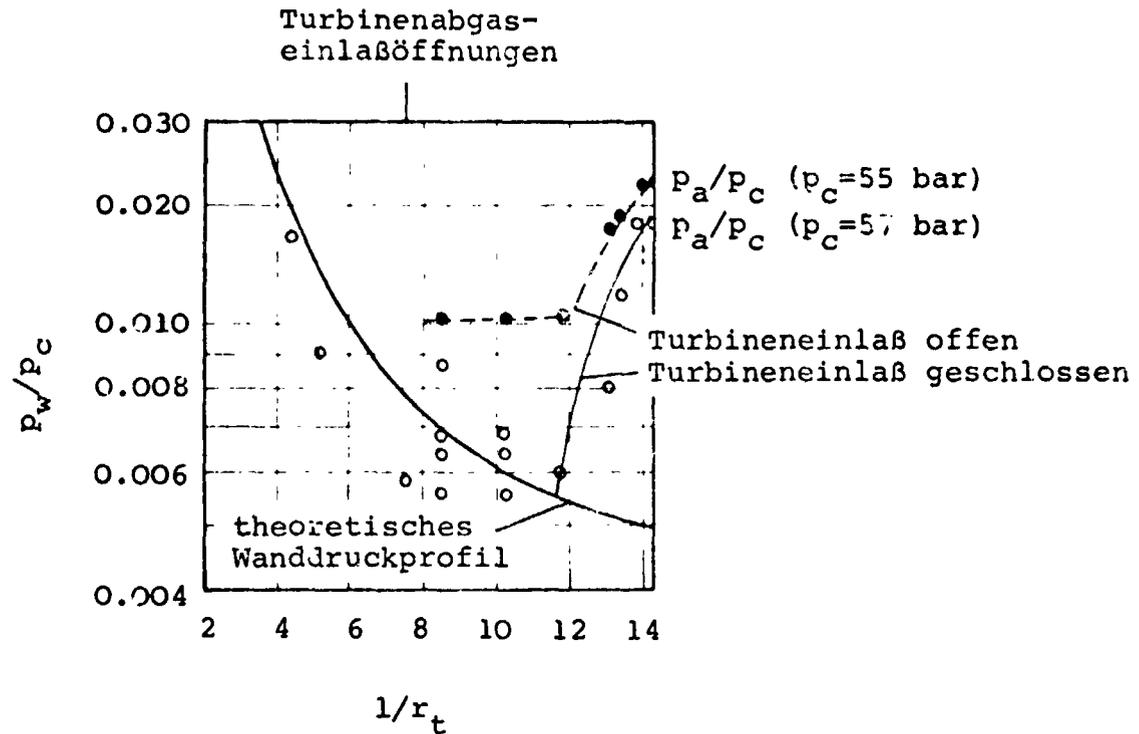


Abb. 14 Wanddruckmessungen bei den J-2S Experimenten [12, 14]

----- Turbineneinlaßöffnungen offen
_____ " geschlossen

notwendig. Sämtliche Modelltests ergeben Wanddrücke, die mit der Theorie übereinstimmen, die J-2D NASA-MSFC Messungen führen ebenfalls zu einer Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Niedrigere Wanddrücke als theoretisch sind in [22] aufgeführt und durch Verdichtungsstöße hinter dem Hals erklärt.

Man kann versuchen mit hochfrequenten Wanddruckmessungen die optischen Phänomene zu klären. Abb. 15 zeigt den zeitlichen Wanddruckverlauf bei ansteigendem Brennkammerdruck während der Anfahrphase. Die Zeit ist vom Einschaltpunkt an gezählt.

Es zeigt sich der Übergang von abgelöster Strömung zu voll fließenden Düse. Das Abpumpen der Meßstelle erfolgt oszillierend und kann durch Schwingungen der Ablösungsstelle erkärt werden (siehe [36]). Die niederfrequenten Schwingungen haben

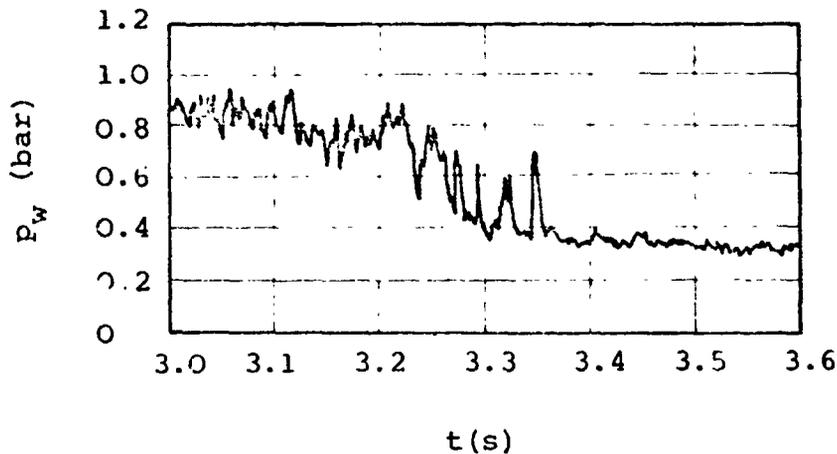


Abb. 15 Hochfrequente Wanddruckmessung während der Anfahrphase des J-2D Triebwerkes (Wanddruck und Kontur siehe Abb. 4: $1/r_{t_{\text{Meßstelle}}} = 7.8$)

30 Hz und korrelieren nicht mit der Frequenz der Tepees oder Triebwerksstrukturschwingungen. Wanddrücke an anderen Stellen und vor allem weiter stromabwärts ($1/r_t=8.2$ und $1/r_t=9.1$) zeigen das gleiche Verhalten. Obwohl die Filmaufzeichnungen Dreiecksablösungen zeigen, die zu starken Schwingungen der Wanddruckmessungen führen müssten, sind die Amplituden der Schwingungen nur 0.03 bar. Abb. 16 zeigt den Wanddruckverlauf der obigen Meßstelle zu einem späteren Zeitpunkt. Die Wand-

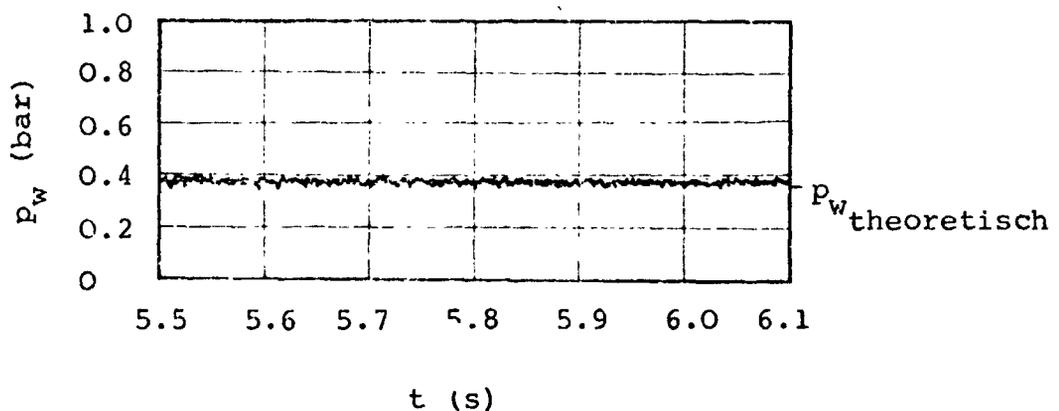


Abb. 16 Wanddruckmessung während des Betriebes des J-2D Motors ($1/r_t = 7.8$, $p_c = 46$ bar)

Druckmessungen zeigen keine offensichtliche Korrelation zwischen Druckschwingungen und Dreieckserscheinungen.

Zur Klärung der optischen Phänomene und der bei den ersten J-2S Versuchen festgestellten Wanddruckanomalien sind verschiedene Deutungsversuche unternommen wurden, die vor allem folgende Punkte betreffen:

- Korrelation zwischen Injektor und Ablösungsbild
- Düsenkonturveränderungen durch
 - Druck
 - Temperatur
 - Schwingungen
 - Grenzschicht
- dreidimensionale Grenzschicht infolge der Röhrenkonstruktion der Düsenwand
- Störung der Wandkontur durch
 - Turbineneinlaßöffnungen
 - Wandtemperaturunterschiede in Umfangsrichtung
- Grenzschichtveränderungen durch
 - chemische Reaktion
 - Laminarisation
 - langes Ablösungsgebiet
- Kondensationsstoß an der Wand durch Unterkühlung

Bis jetzt wurde keine entgeltliche Klärung der optischen Erscheinungen und des Wanddruckverhaltens gegeben. Man kann aber die beobachteten Phänomene und die Messungen anderer Stellen zu folgenden Punkten zusammenfassen:

- Die Ablösungslinie oszilliert unsymmetrisch innerhalb eines gewissen Bereiches und kann nur im zeitlichen Mittel als nahezu symmetrisch angesehen werden [36]. Die Möglichkeit eines rein zweidimensionalen (rotationssymmetrischen) Ablösungsvorganges wird von verschiedenen Stellen angezweifelt.
- Die dreiecksförmigen Ablösungserscheinungen und die dazugehörigen kegelförmigen Verdichtungsstöße werden durch die momentane Ablösung von einem Punkt hervorgerufen. Der Divergenzwinkel des Ablösungsdreieckes steigt in Richtung zum Düsenende an, da der Vakuumwanddruck absinkt (Verstärkung der schiefen Stoßverdichtung).
- Die optischen Erscheinungen stellen nicht nur die Oszillation des Ablösungspunktes dar. Sie werden durch zusätzliche

Vorgänge beeinflusst (und in ihrer Regelmäßigkeit verstärkt). Kondensation und stationärer Wärmeübergang an der Wand stellen sich nicht augenblicklich ein, sondern benötigen eine gewisse Zeitspanne (siehe Abb. 11, verschobener schräger Verdichtungsstoß). Deshalb sind die Frequenzen der optischen Erscheinungen und der Wanddrucksprünge nicht gleich. Die Regelmäßigkeit der Ablösungsdreiecke kann mit der Deformation einer dünnwandigen Düse bei Ablösung verglichen werden. Das in [44] dargestellte Beulen eines Düsenkegels kann in ähnlicher Weise beim J-2 Triebwerk geringfügige Wandkonturänderungen hervorrufen. Derartige Schwingungen (Wellen in einer Membrane) können den periodischen Ablauf dreier nebeneinanderliegender Tepees erklären (Abb 46 in [12]).

- Bei einem festen Brennkammerdruck stimmt die Position des ersten Druckanstiegspunktes mit der Lage der Dreiecksspitzen überein.
- Bei einem bestimmten Brennkammerdruck werden die Seitenkräfte sehr klein und die Düse fließt voll (Definition des "Ablösungsanfangs" siehe Abschnitt 2.4). Trotzdem zeigen sich in der Nähe des Düsenendes kleine Ablösungsdreiecke. Mit zunehmendem Brennkammerdruck verkleinern sich diese Dreiecke entsprechend der Verschiebung des Druckanstiegspunktes in Abb. 7.
- Die optischen Erscheinungen reichen nur bis zum Turbineneinlaß, da oberhalb in Richtung zum Hals die Wandtemperatur zu hoch ist, um eine Kondensation zu erreichen.
- Die Wanddruckablösungsmessungen - stationäre Messungen im J-2S Triebwerk mit verschlossenen Turbineneinlaßöffnungen, extrapolierte Daten der Messungen des J-2S Triebwerkes mit offenen Cat Eyes und instationäre Druckmessungen während der Anfahrphase des J-2D Triebwerkes - geben ein mittleres Separationsverhalten wieder, das mit dem anderer großer Raketenmotore gut übereinstimmt.
- Die Wanddruckanomalien werden wahrscheinlich durch offene Turbineneinlaßöffnungen hervorgerufen, da ein Verschluss der Öffnungen die Unterschiede zwischen Theorie und Experiment nahezu beseitigt. Diese Erscheinung sollte daher nicht bei Ablösungsuntersuchungen betrachtet werden.

Diese Feststellungen lassen die Vermutung zu, daß die Vorgänge, die beim J-2 Triebwerk beobachtet werden, mehr oder weniger ausgeprägt in ähnlicher Form auch bei anderen Raketenmotoren auftreten. Da in diesen Fällen aber eine optische Beobachtung des dynamischen Charakters des Ablösungsvorganges nicht möglich ist, da der Abgasstrahl normalerweise nicht durchsichtig ist und die Wandtemperatur nicht so tief liegt, daß Kondensation auftreten kann, und die Wanddruckmessungen normalerweise niederfrequent sind, können die J-2 Erscheinungen nicht festgestellt werden.

Im zeitlichen Mittel aber stimmen die J-2 Beobachtungen mit den Vorgängen überein, die im Abschnitt 2.1 über die reine Ablösung beschrieben werden.

Man muß deshalb bei einer Untersuchung des Ablösungsvorganges stets unterscheiden, ob der dynamische Charakter (Seitenkräfte) oder das quasistationäre Verhalten von Interesse ist. Das letztere erlaubt die Auslegung einer Düse unter dem Gesichtspunkt der Strömungablösung.

2.3 Ablösungsmessung

Zur Feststellung des Ablösungsverhaltens einer Raketendüse muß man Druckmessungen heranziehen. Optische Beobachtungen des Abgasstrahles können nur Richtwerte liefern. Im Experiment versucht man, die Drücke p_i und p_p in Abhängigkeit von den Triebwerks- und Umgebungsbedingungen zu messen. Abb. 17 zeigt eine Photographie eines kleinen Raketentriebwerks (4k H₂/LOX NASA-MSFC Triebwerk) mit 21 Wanddruckaufnehmern.

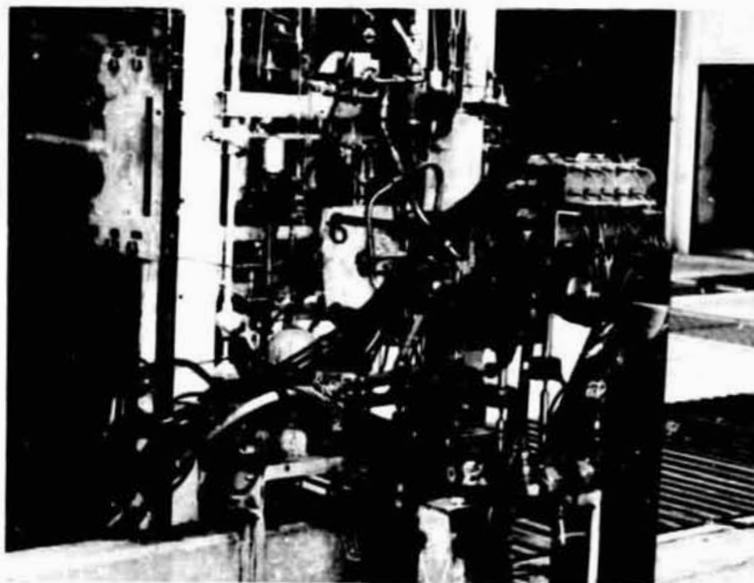


Abb. 17 Versuchsaufbau zur Ablösungsmessung am 4k H₂/LOX Triebwerk des NASA-MSFC

Experimentelle Daten sind durch Meßfehler verfälscht. Zur Ermittlung des Wanddruckprofils steht nur eine begrenzte Anzahl von Druckaufnehmern zur Verfügung. Deshalb kann der Druck p_i ,

bei dem die erste Abweichung vom Vakuumwanddruckprofil auftritt, nicht exakt bestimmt werden. Dasselbe gilt in viel stärkerem Maße für den Plateaudruck. Abb. 18 zeigt dazu verschiedene Druckmessungen des 4k H₂/LOX Triebwerkes. Die normierten Drücke

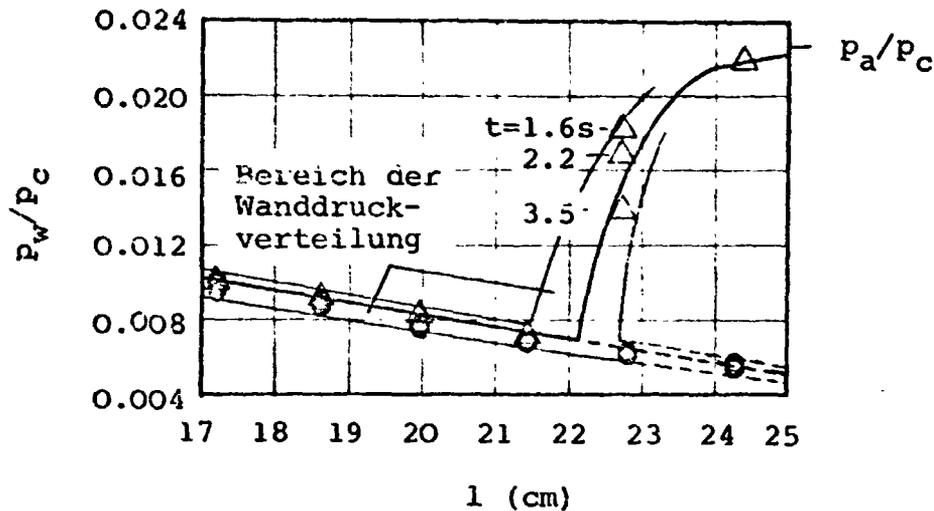


Abb. 18 Wanddruckverteilung im 4k H₂/LOX Triebwerk (NASA-MSFC)
 Test 268/023 ($p_c=42.2$ bar)
 Test 268/019-022

während der Tests ohne Ablösung stimmen gut überein; die kleineren Abweichungen werden durch die Genauigkeit der Meßaufnehmer und Verstärker, Brennkammerdruckfehler und Wand- und Meßbohrungsstörungen hervorgerufen. Die Wanddruckmessung im Falle der Ablösung stimmt mit diesen Wanddruckwerten bis zu Ablösungsstelle ebenfalls gut überein. Zwischen der 4. und 5. Meßstelle erfolgt der Druckanstieg, der Wanddruck im Ablösungsgebiet zeigt außerdem eine Abhängigkeit von der Betriebsdauer.

Die Streuung der Druckdaten und die begrenzte Anzahl der Meßwertaufnehmer erlaubt die Eintragung eines Bereiches der möglichen Wanddruckverteilung, innerhalb der das richtige Druckprofil liegen muß. Der minimale Wanddruck kann nur auf 0.02 bar genau abgelesen werden, das sind etwa 6% des Absolutwertes. Eine Bestimmung des Plateaudruckes ist praktisch unmöglich.

Dies zeigt, daß man in allen Strömungsablösungstests bei Raketendüsen den minimalen Wanddruck p_i nur innerhalb einer

Genauigkeit von 5 bis 10% bestimmen kann[†]. In manchen Experimenten wird dieser Wert sogar überschritten [43]. Es ist zweckmäßig, einen Test ohne Ablösung durchzuführen, damit man eine Referenzdruckverteilung hat, mit deren Hilfe man den Minimalpunkt besser ermitteln kann. Der Plateaudruck ist fast nicht zu erfassen.

2.4 Ablösungsanfang

Mit zunehmendem Brennkammerdruck oder abnehmendem Umgebungsdruck verschiebt sich das Ablösungsgebiet in Richtung zum Düsenende. Dieser Zusammenhang ist in der Abb. 7 zu sehen. Dabei wird das Gebiet der Rückströmung immer kleiner, bis schließlich die Ablösungszone am Endquerschnitt angelangt ist. Dann befindet sich der Ablösungspunkt in unmittelbarer Nähe des Düsenendes. Eine geringfügige Erhöhung des Druckverhältnisses führt zu einer voll fließenden Düse und die Ablösung erfolgt im Endquerschnitt. Diese Bedingung wird als "Ablösungsanfang" bezeichnet. Sie bezeichnet den Grenzwert, ab dem man bei sinkendem Druckverhältnis mit einer Strömungsablösung rechnen muß. In diesem Falle entspringt der schräge Verdichtungsstoß in der Nähe des Endquerschnittes und der Minimaldruck wird noch vor dem Düsenende erreicht, da das Kompressionsgebiet einige Grenzschichtdicken lang ist. Steigert man vom Ablösungsanfang ausgehend das Druckverhältnis, so ändert sich qualitativ am Strömungs- und Wanddruckbild nichts. Die Strömung wird nur noch am Düsenende in der Grenzschicht verdichtet, ohne daß Ablösung im eigentlichen Sinne auftritt. Da der Wanddruckanstieg ähnlich dem bei Strömungsablösung ist, wird diese Erscheinung manchmal mit der der Ablösung verwechselt. Deshalb wird in [29] diese Erscheinung als "Düsenendeffekt" bezeichnet.

Zur Bestimmung des Wanddruckes, bei dem die anfängliche Strömungsablösung auftritt, trägt man den minimalen Wanddruck über

[†]Eine elegante Methode, wenigstens zum Teil die begrenzte Anzahl der Meßstellen auszugleichen, ist in [33] aufgeführt. Ändert man den Brennkammer- oder Umgebungsdruck quasistationär, so erkennt man durch das Zeitverhalten der Wanddrücke, wann der minimale Druck bei einer Meßstelle erreicht wird.

dem Druckverhältnis p_c/p_a auf. Die Meßwerte von den Abbildungen 6 und 7 sind dazu in der Abb. 19 entsprechend eingetragen. Mit zunehmendem Druckverhältnis verringert sich der minimale Wanddruck. Das ist das Gebiet der Strömungsablösung in der Düse. Ist das Ablösungsgebiet in der Nähe des Düsenende, so erreicht p_i ein flaches Minimum. Dieser Druck entspricht der oben definierten Bedingung der Anfangsablösung. Da ein größerer Bereich des Druckverhältnisses überstrichen wird, bei dem der Anfangsablösungsdruck erreicht wird, ist damit aus Abb. 19 das Druckverhältnis für Anfangsablösung kaum genau bestimmbar. Der minimale Wanddruck zeigt besonders im Gebiet der Anfangsablösung einen Hystereseeffekt. Er hängt von der Richtung der Brennkammerdruckänderung ab und wird durch Reibung, Ablösung und Wiederanlegen [29, 41] hervorgerufen. Die oben aufgeführten nicht unwesentlichen Meßfehler tragen ebenfalls zu einem Band von minimalen Wanddruckwerten bei. Eine allgemeine Angabe über

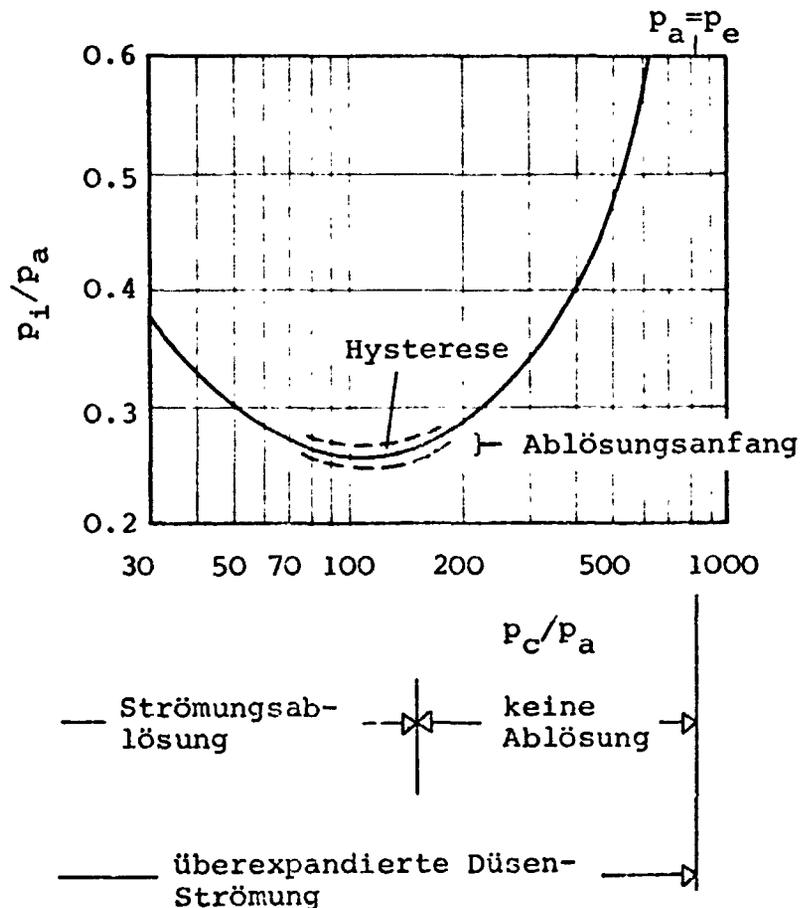


Abb. 19 Minimaler Wanddruck als Funktion des Druckverhältnisses (nach Messungen von [4])

die Breite dieses Streubandes ist nicht möglich (siehe auch 3.1.4). Steigert man p_c/p_a weiter, so erhöht sich der Minimaldruck, da keine Strömungsablösung mehr auftritt, bis schließlich Umgebungs- und Düsenenddruck übereinstimmen.

2.5 Ablösungskriterium

Eine wesentliche Frage beim Entwurf einer Düse ist der minimale Wert des Vakuumdüsenenddruckes $p_{e_{vac}}$, bei dem keine Strömungsablösung auftritt. Dieser Wert hängt vom Umgebungsdruck ab. Mit dem Ablösungskriterium K_{sc} , das die Bedingung "keine Strömungsablösung" beschreibt, ist

$$p_{e_{vac}} > p_a K_{sc} \quad (3)$$

K_{sc} hängt von den verschiedenen Düsenparametern ab. Kennt man K_{sc} und den Außendruck, so muß man eine Düsengeometrie so auswählen, daß (3) erfüllt wird.

Die Bedingung "keine Strömungsablösung" ist der Grenzfall des Ablösungsanfangs. Vernachlässigt man die Breite des Ablösungsgebietes, so kann man schreiben

$$K_{sc} = \frac{p_i}{p_a} \Big|_{\text{Ablösungsanfang}} \quad (4)$$

K_{sc} muß durch theoretische Ansätze oder experimentelle Daten ermittelt werden. Da in den meisten Versuchen nur der minimale Wanddruck für einige Druckverhältnisse bestimmt ist und daher der Ablösungsanfang nicht verfügbar ist, muß man als vereinfachtes Ablösungskriterium

$$K_{sc} \approx \frac{p_i}{p_a} \Big|_{\text{Ablösung}} \quad (5)$$

nehmen. Der Unterschied zwischen (4) und (5) ist die Differenz $p_e - p_p$, der Anstieg vom Plateaudruck auf den Düsenenddruck, der in (5) enthalten ist. Da p_p und p_e annähernd gleich sind, liefert (5) im Rahmen der Meßgenauigkeit genügend zuverlässige Werte.

3. EXPERIMENTELLE UND THEORETISCHE STRÖMUNGSABLÖSUNGSERGEBNISSE

Zur Auslegung einer nicht ablösenden Düse bei Gegendruck benötigt man das Ablösungskriterium. Dazu kann man experimentelle und theoretische Ablösungsdaten nehmen. Da alle theoretischen Ansätze auf Daten basieren, die in Versuchen gewonnen sind, ist man immer auf das Ablösungsexperiment angewiesen.

3.1 Experimentelle Ablösungsergebnisse

Die Verwendung experimenteller Ablösungsergebnisse erfordert die Umrechnung der Testdaten auf das gewünschte Triebwerk. Das führt zu einigen Fragen: Wie ähnlich muß die Maschine im Vergleich zum neuen Motor sein, damit die Daten auch wirklich verwendet werden können und welche Umrechnungsgesetze müssen angewendet werden? Man muß deshalb wissen, welche Faktoren die Strömungsablösung beeinflussen und welche Wirkung sie auf das Ablösungskriterium haben. Auf experimentelle Weise kann man das nur erkennen, indem man die Ablösungsergebnisse vieler Motoren miteinander vergleicht.

3.1.1 Veröffentlichte Experimentaldaten

Experimentelle Ablösungsdaten von chemischen Raketenmotoren sind von etwa 14 verschiedenen Stellen verfügbar. In der Tabelle 1 sind die Quellen und die wichtigsten Triebwerkspärparameter aufgeführt. [35] enthält eine tabellarische Zusammenstellung der Ablösungsdaten.

Einige Bemerkungen zur Tabelle 1 und den verschiedenen Messungen sind notwendig. In der Tabelle 1 sind keine Ablösungsdaten von Triebwerken mit festen Treibstoffen enthalten. Einige Ergebnisse sind in [23] aufgeführt. Da in [23] die Meßpunkte nur graphisch

Symbol	Quelle	Treibstoff	P_c nom (bar)	F nom (kN)	ϵ	θ (°)	w	T	Bemerkungen
○	Forster und Cowles (JPL) [13]	HNO ₃ /Anilin	20	3.3	10 20 10 10 10	15 15 10 20 30	g	r	
□	Bloomer und Mitarbeiter (NASA-Lewis RC) [4]	O ₂ /Benzin	22	13	50 42 75 60	20 25 25 30	g	r	
○	Sunnley und Ferriman (Bristol-Siddley) [41]	H ₂ O ₂ /Benzin	37 37	22 89	10 14	17 17	r	r	
◇	Atlas-Sustainer mit 15° Kegeldüse (Rocketdyne) [19]	LOX/Benzin	40	270	25	15	r	r	
○	Saturn J-2S Triebwerk (Rocketdyne) [14]	LOX/LH ₂	82	1200	40		g	r k	keine Seitenkräfte Wanddruckmessung
○	Saturn J-2D Triebwerk (Rocketdyne) NASA-MSFC Daten	LOX/LH ₂	45	1000	27.5		g	r k	keine Seitenkräfte instationäre Daten während Anfahrphase
▽	J-2D Modelltriebwerk (Rocketdyne)	LOX/LH ₂	45	18	27.5		g	g r	unveröffentlichte Daten
○	RL-10 Triebwerk (Pratt&Whitney) [26]	LOX/LH ₂	20	67	60		g	r k	Vereisung der Meß- leitungen
▷	Kah und Lewis (Pratt&Whitney) [21, 22]	LOX/LH ₂	204	44	250 205 125 100 99		b	g u	Versuche von ca. 1 sec Dauer
◁	Thayer und Booz (Pratt&Whitney) [43]	LOX/LH ₂	34	0.9	35 35 80		b	g r	
△	NASA-MSFC 4-k Triebwerk	LOX/LH ₂	68	18	20	18	g	u	

Tabelle 1 Zusammenstellung der wichtigsten Quellen von experimentellen Ablösungsdaten in chemischen Raketentriebwerken und die dazugehörigen Daten der Motoren

- P_c nom nomineller Brennkammerdruck
- F nom nomineller Schub
- ϵ Ertpennungsverhältnis
- θ Düsenwinkel (g für Glockendüse)
- W Düsenwand: g glatte Wand
r Röhrrhenwand
- T Düsenwandtemperatur: u ungekühlt
r treibstoff- oder
wassergekühlt
k Kühlung durch
Wasserstoff

dargestellt sind und außerdem zahlreiche Heiß- und Kaltgasdaten zusätzlich eingetragen sind, ist eine Identifizierung der Meßpunkte kaum möglich. Die Daten stimmen mit denen der anderen Quellen überein. Die Messungen von Forster und Cowles und von

Bloomer und Mitarbeitern wurden vor mehr als 10 Jahren durchgeführt, aber sie erstrecken sich über einen weiten Bereich von Versuchs- und Triebwerksbedingungen. Sie gehören deshalb auch heute noch zu den wichtigsten bei der Ablösung in chemischen Triebwerken. Nur wenige zuverlässige Ablösungsinformationen sind über die J-2 Triebwerke vorhanden [12]. Deshalb ist die Bedingung "keine Seitenkräfte" zusammen mit dem Brennkammer- und theoretischen Wanddruck als Kriterium für eine voll fließende Düse genommen. Einige instationäre Wanddruckmessungen während der Anfahrphase des J-2D Motors sind durch NASA-MSFC Tests vorhanden. Für p_i ist der theoretische Wanddruck an der Stelle des ersten Druckanstieges genommen, da die Messung des instationären Druckes nicht sehr genau ist. Während des stationären Teils der Experimente ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischem und experimentellem Wanddruck. Die RL-10 Ablösungsdaten sind etwas fragwürdig, da durch die kryogene Wandkühlung die Meßleitungen vereisten. Die Daten von Kah und Lewis mit einem Hochdrucktriebwerk basieren auf Kurzzeitversuchen von etwa 1 s Dauer. Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zeigen eine Strömung, die erst im Düsenendquerschnitt ablöst [22]. Diese Meßpunkte beschreiben demnach den Ablösungsanfang. In einigen der Versuche von Thayer und Booz mit einem Modellraketenmotor des Space Shuttle Haupttriebwerkes trat Ablösung und Wiederanlegen auf. Diese Daten weichen sehr weit von den übrigen Ergebnissen ab, sodaß man sie für die Aufstellung eines Ablösungskriteriums nicht verwenden sollte.

3.1.2 Methoden der graphischen Darstellung

Eine prinzipielle Frage bei der Auswertung von experimentellen Ergebnissen ist die Methode der graphischen Darstellung. Im Falle der Strömungsablösung in Raketendüsen ist dieses Problem noch nicht vollständig gelöst.

Die ursprüngliche Methode ist die Verwendung von Druckverhältnissen p_i/p_a und p_c/p_a [13, 40]. Verbesserungen sind von Green [16] und Schilling [30, 34] vorgeschlagen worden, um die Streuung der Daten bei der graphischen Darstellung zu verringern.

Die erzielten Ergebnisse stellen aber keine wirkliche Verbesserung dar, da die Reduzierung der Streuung nur durch eine Maßstabsveränderung erreicht wird.

Die andere Auftragungsmethode basiert auf einem Ergebnis der Ablösungstheorien, das besagt, daß die Machzahl am Anfang der Rekompansionszone ein entscheidender Parameter für die Ablösung ist. Deshalb wird bei diesem Verfahren p_i/p_a als Funktion von M_i dargestellt. Diese Methode wird auch bei der Diskussion der experimentellen Ergebnisse verwendet.

3.1.3 Zusammenstellung der Ablösungsdaten chemischer Raketentriebwerke

Die Auftragung der Experimentaldaten erfordert die Berechnung der Machzahl an der Stelle i . Nimmt man eine isentrope Entspannung längs der Wandstromlinie, so kann man für ein ideales Gas schreiben

$$M_i = \left\{ \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_c}{p_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \right\}^{0.5} \quad (6)$$

Da sich in einer realen Düse der Isentropenexponent γ während der Entspannung ändert, ist die Verwendung eines geeigneten γ in (6) etwas willkürlich. Die auftretenden Fehler sind aber nicht sehr groß, da eine kleine Abweichung vom mittleren Isentropenexponent die berechnete Machzahl nur wenig beeinflusst. In der Tabelle 2 sind die Werte für den Isentropenexponenten, die bei der Auswertung zu Grunde gelegt sind, zu-

Treibstoffkombination	Isentropenexponent
HNO ₃ /Anilin	1.23
H ₂ O ₂ /Benzin	1.20
O ₂ /Benzin	1.24
O ₂ /H ₂	1.26

Tabelle 2 Isentropenexponent der verschiedenen Treibstoffkombinationen [3, 42]

sammengestellt.

In der Abb. 20 sind die Ablösungsdaten von chemischen Raketentriebwerken aufgetragen. Als zusätzliche Information ist der Bereich der Kaltgastestdaten angegeben, der in [29] für die Werte aus [1, 5, 11, 25] zusammengestellt ist. Das schraffierte Feld kennzeichnet die Mehrzahl der Kaltgasdaten. Abb. 20 zeigt, daß die Tendenz von Heiß- und Kaltgasdaten übereinstimmt. Mit zunehmender Machzahl am Anfang der Rekompansionszone verrin-

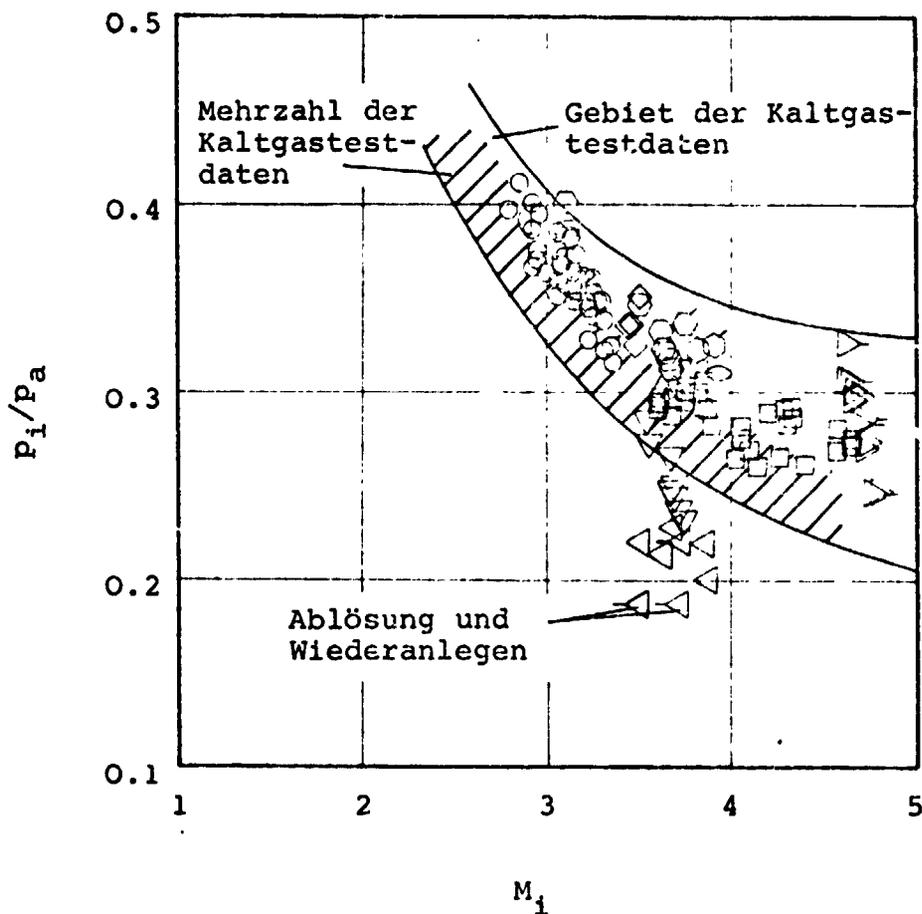


Abb. 20 Zusammenstellung der Ablösungsdaten in chemischen Raketentriebwerken [35] (Symbole siehe Tabelle 1)

gert sich der Ablösungsdruck. Die Kaltgasdaten überdecken den Bereich der Heißgaswerte, aber die Mehrzahl der Kaltgastests führt zu einem Ablösungskriterium, das etwa 10% niedriger liegt als das der Heißgase. Es ist möglich, daß der obere Bereich der Kaltgasversuche keine wahre Ablösung darstellt. Es kann

sich dabei um den Düsenendeffekt handeln, wie er bei den Daten von [1] zu sehen ist. Zwei Testserien stimmen nicht mit der Tendenz der übrigen Heißgasdaten überein. Es sind die Ergebnisse von Versuchen mit kleinen Glockendüsen. Die dabei beobachteten Drücke sind wesentlich niedriger als in den übrigen Fällen.

Für eine Untersuchung des Einflusses der verschiedenen Parameter auf das Ablösungsverhalten ist eine Verringerung der Streuung bei den Experimentalwerten notwendig. Im Abschnitt 2.3 wurde festgestellt, daß man bei den Ablösungsversuchen mit einem Fehler von 5 bis 10% rechnen muß. Eine übliche Methode zur Reduzierung von Meßfehlern ist die Mittelung verschiedener Messungen, die unter annähernd gleichen Bedingungen gewonnen wurden. Dieses Verfahren kann man auf die Ablösungstests anwenden, indem man die Daten jedes Triebwerkes innerhalb eines gewissen Bereiches von M_1 mittelt. In der Abb. 21 sind diese mittleren

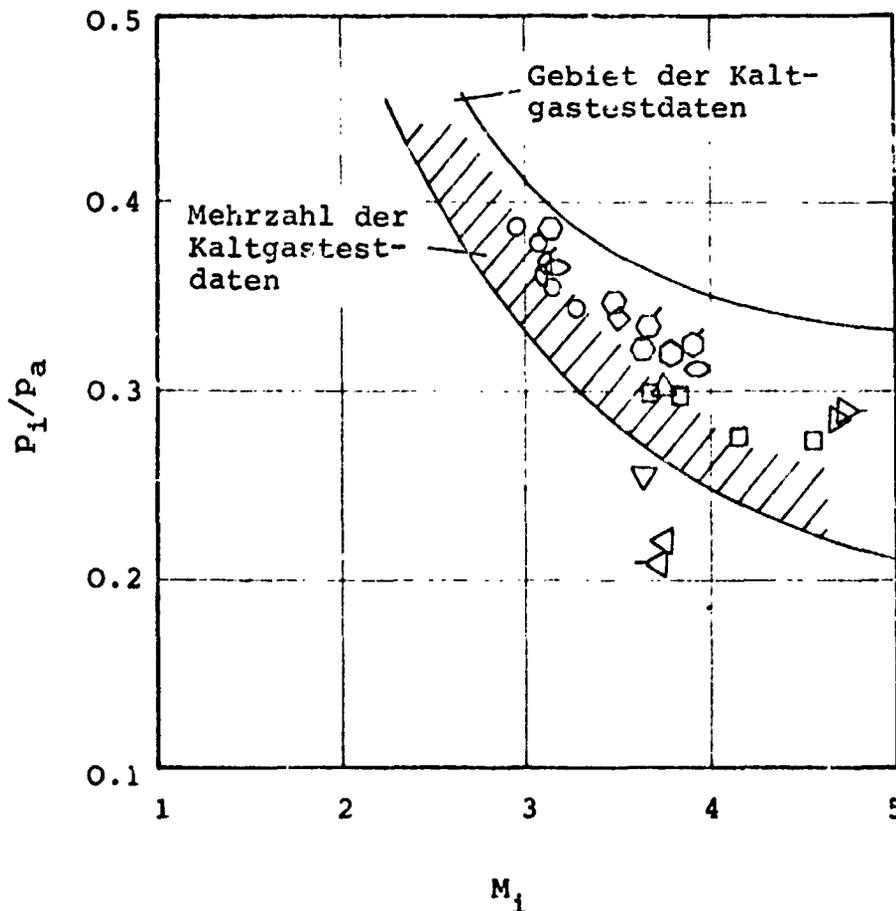


Abb. 21 Mittlere Ablösungsdaten chemischer Triebwerke [35]
(Symbole siehe Tabelle 1)

Ablösungsdaten dargestellt. Der große Streubereich von Abb. 20 hat sich sehr stark verkleinert. Die Ablösung in chemischen Raketentriebwerken mit höherem Schub erfolgt viel eher als in den kleinen Kaltgasdüsen. Besonders bei höheren Machzahlen ist der Unterschied beträchtlich.

3.1.4 Einfluß verschiedener Parameter auf das Ablösungsverhalten

Die gemittelten Ablösungsdaten von Abb. 21 können dazu verwendet werden, den Einfluß der verschiedenen Parameter auf das Ablösungsverhalten festzustellen.

Mit ansteigender Machzahl am Anfang der Rekompansionszone verringert sich das Ablösungskriterium. Bei höheren Machzahlen wird dieser Einfluß geringer und für sehr große Machzahlen wird p_i/p_a sicher nicht unterhalb eines gewissen Grenzwertes fallen, der größer als 0 ist. Diese Tendenz stimmt mit der der Kaltgasdaten überein. Die in [30] eingetragenen Ablösungswerte für Wasserstoff, die bei einer Machzahl von 6.2 ein Ablösungskriterium von 0.2 zeigen, lassen vermuten, daß bei Kaltgasen die untere Grenze zwischen 0 und 0.1 liegt. Bei Heißgasversuchen kann diese Grenze höher sein, wie man aus Abb. 21 sieht[†].

Der Einfluß des Düsenwinkels auf den Ablösungspunkt ist eine Frage, der seit Beginn der Ablösungsmessungen nachgegangen wird. Die bei Kegeldüsen von etwa 15° halbem Divergenzwinkel beobachtete nahezu achsparallele Ablösung hat zur Vermutung geführt, daß der Ablösungswinkel mit dem Divergenzwinkel übereinstimmt [33]. In der Abb. 22 sind dazu die Ablösungsdrücke von Düsen verschiedener Divergenzwinkel eingetragen. Die verfügbaren Daten überstreichen einen Bereich von 10° bis 30° . Die Ablösungsdaten bei einer Machzahl von etwa 3

[†]Die Ablösungstheorie von Crocco-Probstein [8], die im Abschnitt 3.3.2 beschrieben wird, zeigt ebenfalls einen unteren Grenzwert für p_i/p_a . Er liegt für die aufgeführten Heißgasdaten bei 0.12 bis 0.19.

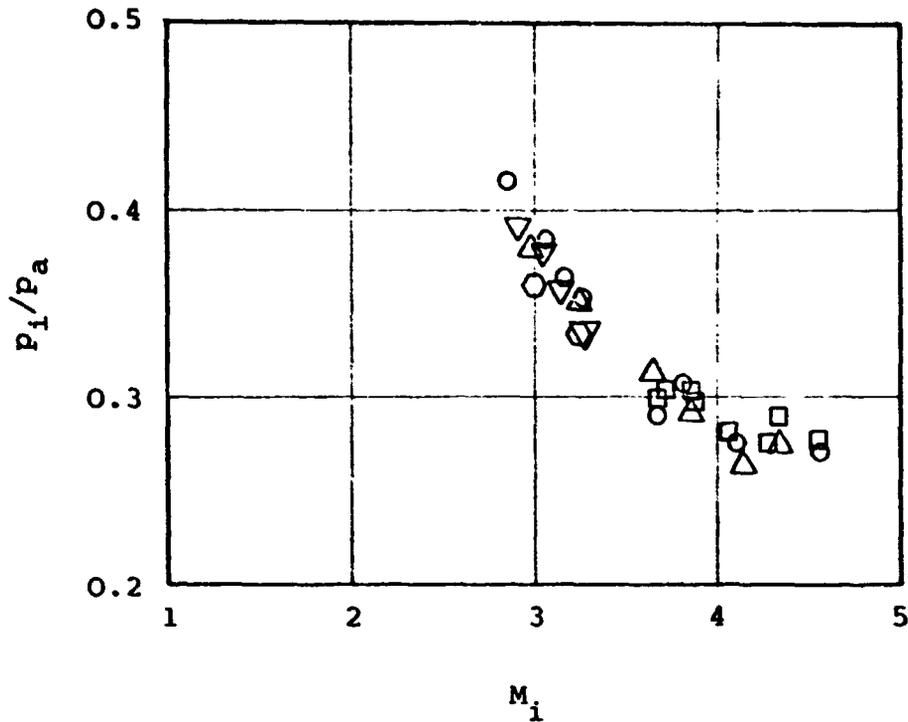


Abb. 22 Ablösungspunkt in Kegeldüsen verschiedenen Divergenzwinkels

halber Divergenzwinkel (°)	Symbol
10	○
15	▽
20	○
25	□
30	△

zeigen für 10° , 15° und 20° die Tendenz, daß mit abnehmendem Winkel die Ablösung später erfolgt. Die Düse mit 30° Divergenzwinkel folgt aber dieser Gesetzmäßigkeit nicht. Die Daten bei einer Machzahl von etwa 4 zeigen keinen Zusammenhang zwischen Kegelwinkel und Ablösungsverhalten. Man muß deshalb annehmen, daß der Separationsdruck nicht oder nur sehr wenig vom Düsenwinkel abhängt. Die von Scheller und Bierlein in [33] festgestellte starke Abhängigkeit zwischen Düsenwinkel und Ablösungskriterium ist wahrscheinlich das Ergebnis einer schlechten Druckmessung, da der gerechnete zweidimensionale Wert nicht mit den Meßwerten übereinstimmt.

Bei Ablösungstests mit verschiedenen Treibstoffkombinationen variiert der Isentropenexponent. Abb. 23 zeigt den Ablösungsdruck der gemittelten Versuche von Abb. 21, wobei die Punkte entsprechend dem jeweiligen γ markiert sind. Man erkennt, daß ein ver-

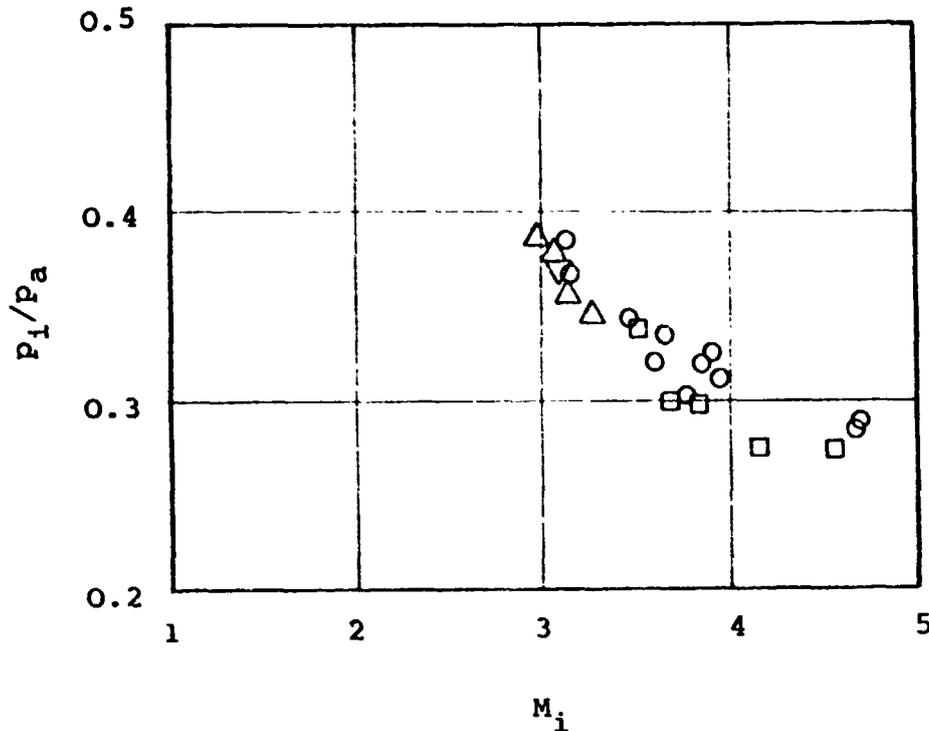


Abb. 23 Einfluß des Isentropenexponenten auf den Ablösungspunkt [35]

Treibstoffkombination	Symbol
$HNO_3/Anilin$	○
$H_2O_2/Benzin$	◐
$O_2/Benzin$	□
O_2/H_2	△

nachlässigbarer Effekt vorhanden ist.

Weitere Parameter wie Wandkonfiguration - glatte Wand oder Röhrenkonstruktion - und Wandtemperatur haben innerhalb der Streuung der Meßwerte keinen wesentlichen Einfluß auf das Ablösungsverhalten [35].

Die Abb. 21 zeigt, daß ein Unterschied zwischen den Ablösungsdaten chemischer Triebwerke und den von Kaltgasversuchen vorhanden ist. Auch bei den gemittelten Daten chemischer Triebwerke zeigt sich eine gewisse Streuung, die besonders bei den Meßwerten der Raketenmotore im Bereich von $M_i = 3.7$ ins Auge fällt. Diese

Daten sind in der Abb. 24 über dem Schub der Triebwerke eingetragen. Mit zunehmendem Schub steigt bei den Glockendüsen der Ablö-

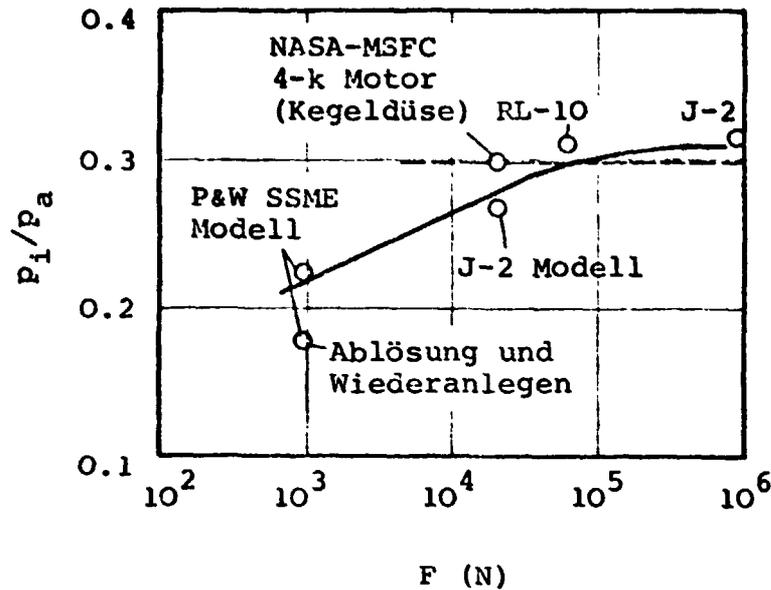


Abb. 24 Ablösungsdruck von Triebwerken mit Glockendüse unterschiedlicher Schubwerte ($M_1 \approx 3.7$, LOX/H₂)

sungsdruck an, bis er mit dem von größeren Kegeldüsen ungefähr übereinstimmt.

Eine endgültige Klärung dieses Effektes ist nicht möglich, da die Zahl der entsprechenden Versuchswerte noch viel zu gering ist. Neben den Meßfehlern, die nur einen Teil der Streuung hervorrufen können, sind für dieses Verhalten unter anderem folgende Ursachen möglich:

- Reynoldszahl

In der Abb. 24 könnte man einen Reynoldszahleffekt vermuten, da mit zunehmendem Schub auch die Re-Zahl längs der Wand ansteigt. Man hat aber bei allen turbulenten Ablösungsmessungen keinen oder einen nur unwesentlichen Re-Effekt festgestellt [10, 24]. Da der Ablösungsprozess innerhalb einer sehr kurzen Distanz erfolgt und daher fast ausschließlich die Druckimpulskräfte maßgebend sind (siehe Abschnitt 3.3.2), haben die Zähigkeitskräfte nur einen unwesentlichen Einfluß.

- Grenzschichtentwicklung

Die Grenzschicht entwickelt sich in einer gekrümmten Düse

wegen der Druckverteilung senkrecht zur Düsenwand anders als in einer Kegeldüse. Dadurch kann das Ablösungsverhalten beeinflusst werden (siehe Crocco-Probstein Theorie im Abschnitt 3.3.2). Außerdem nimmt in einer kleinen Düse die Grenzschicht einen relativ größeren Raum ein als in einem großen Triebwerk, sodaß dreidimensionale Effekte eine Rolle spielen können.

- Veränderung der Ablösungslänge (Oszillationsbreite des Ablösungsgebietes) durch die Versuchs- und Triebwerksbedingungen

Der mittlere Ablösungsprozess erfolgt innerhalb einer gewissen Distanz, die einige Grenzschichtstärken beträgt. Die Länge dieser Zone kann durch die Triebwerks- und Versuchsbedingungen beeinflusst werden. Modellversuche mit Kaltgasdüsen und kleinen Triebwerken können sehr sorgfältig durchgeführt werden (starres Modell, glatte polierte Wand). In diesen Fällen ist die Ablösungslänge kürzer (niedrigere Ablösungsozillationen [36]) und als Folge davon ergibt sich eine Strömungablösung bei kleineren Drücken als in einem großen Triebwerk, bei dem die Störungen der Grenzschicht und Zuströmbedingungen stärker sind. Durch diese Störungen löst die Strömung schon bei einem höheren Druck ab.

Die letztere Erscheinung würde bedeuten, daß neben einer allgemeinen Tendenz des Ablösungsdruckes mit der Machzahl die exakten Werte von den jeweiligen Triebwerks- und Versuchsbedingungen abhängen. Die in [36] aufgeführten Meßergebnisse lassen diesen Einfluß als möglich erscheinen. Die Ablösungsdaten größerer Triebwerke stellen demnach eine Art obere Grenze dar, die nur bei sehr sorgfältig durchgeführten Versuchen mit den entsprechenden Modellmotoren unterschritten werden kann. Modellversuche sind also für die Ermittlung des Ablösungsverhaltens großer Triebwerke wenig sinnvoll (siehe Abb. 24, J-2 Modell und Großtriebwerk).

3.1.5 Zusammenfassung der experimentellen Ablösungsergebnisse

Die verschiedenen experimentellen Untersuchungen der Strömungs-

ablösung in Überschalldüsen zeigen eine Reihe von (zum Teil streuenden) Effekten, die sich zu folgenden Feststellungen zusammenfassen lassen:

- Das Ablösungskriterium p_i/p_a erniedrigt sich mit zunehmender Machzahl M_1 des ersten Rekompensationspunktes.
- Es existiert wahrscheinlich eine untere Grenze für diesen "Ablösungsdruck", der bei Heißgastriebwerken zwischen 0.1 und 0.2 p_a liegen könnte.
- Die Ablösungskriterien von großen Triebwerken (Glocken- und Kegeldüse) sind höher als die von Kaltgas- und Heißgasmodelltriebwerken. Die Meßdaten größerer Triebwerke stellen eine Art obere Ablösungsgrenze dar.
- Das Ablösungskriterium wird nicht oder nur unwesentlich beeinflusst durch
 - Düsendivergenzwinkel
 - Düsenkontur (Kegel- oder Glockendüse)
 - Wandkontur
 - Wandtemperatur
 - Treibstoffkombination

3.2 Experimentelle Ablösungskriterien

Für die Auslegung einer Düse ist es zweckmäßig einen analytischen Zusammenhang für das Ablösungskriterium zu haben, anstatt aus Abb. 21 den jeweiligen Wert herauszulesen. Die übliche Methode ist die Verwendung einer empirischen Funktion, deren Konstanten durch die Datenpunkte bestimmt werden.

Einige empirische Ablösungskriterien sind veröffentlicht worden, die alle einen Zusammenhang zwischen dem Ablösungsdruck und dem Druckverhältnis p_c/p_a ergeben.

Summerfield [40]:

Das älteste Ablösungskriterium stammt von M. Summerfield. Aufbauend auf die Versuche von Forster und Cowles ergibt sich als Richtwert für niedrige Druckverhältnisse ($p_c/p_a = 15 \div 20$):

$$\frac{p_i}{p_a} = 0.4 \quad (7)$$

Bei höheren Druckverhältnissen verringert sich dieser Wert.

Schilling [30, 34]:

Aufbauend auf die Green'sche Methode [16] der Normierung von p_i mit dem Brennkammerdruck an Stelle von p_i/p_a gibt Schilling eine Beziehung an, die

$$\frac{p_i}{p_c} = 0.583 \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{-1.195} \quad (8)$$

lautet. Gleichung (8) gilt für kurze Glockendüsen [1]. Ähnliche Gleichungen können für lange Glockendüsen und Kegeldüsen aufgestellt werden. Multipliziert man (8) mit p_c/p_a , so ergibt sich als Ablösungskriterium

$$\frac{p_i}{p_a} = 0.583 \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{-0.195} \quad (9)$$

Ein Vergleich von Gleichung (9) mit den gemittelten experimentellen Daten von Abb. 21 zeigt, daß die Schilling'sche Gleichung viel zu niedrige Ablösungsdrücke liefert. Man muß deshalb annehmen, daß (8) auf Kaltgasdaten basiert. (9) sollte somit nicht als Ablösungskriterium für chemische Triebwerke genommen werden [35].

Kalt-Bendall [23]:

S. Kalt und D. Bendall verwenden eine Gleichung der Form (9). Die Versuchswerte von Kaltgasdüsen und Raketentriebwerken mit festen und flüssigen Treibstoffen verschiedener Größe führen zu der Beziehung

$$\frac{p_i}{p_a} = 0.667 \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{-0.2} \quad (10)$$

Bei niedrigen Druckverhältnissen ist die Übereinstimmung mit

den gemittelten Daten von Abb. 21 relativ gut, bei höheren Machzahlen weicht jedoch (10) ebenso wie (9) von den Experimentaldaten ab.

Alle Gleichungen mit einem einfachen Potenzansatz des Druckverhältnisses verringern bei höheren Machzahlen den Ablösungsdruck zu stark. Kompliziertere Ansätze für den Druckverhältniseinfluß wie der in [30] können zwar die Übereinstimmung mit den Experimentaldaten in einem weiteren Bereich des Druckverhältnisses verbessern, jedoch bleibt ein erheblicher Einfluß des Isentropenexponenten auf den Ablösungsdruck, der im Versuch nicht beobachtet wird. Die Aufstellung einer empirischen Ablösungsgleichung mit dem Druckverhältnis ist deshalb an einen von vorne herein festgelegten Isentropenexponenten gebunden.

Es ist günstiger in einer empirischen Gleichung statt des Druckverhältnisses p_c/p_a die Machzahl M_i vom Anfang der Ablösungszone zu nehmen. Ein Beispiel für ein solches Ablösungskriterium, das in der Abb. 25 zusammen mit den gemittelten

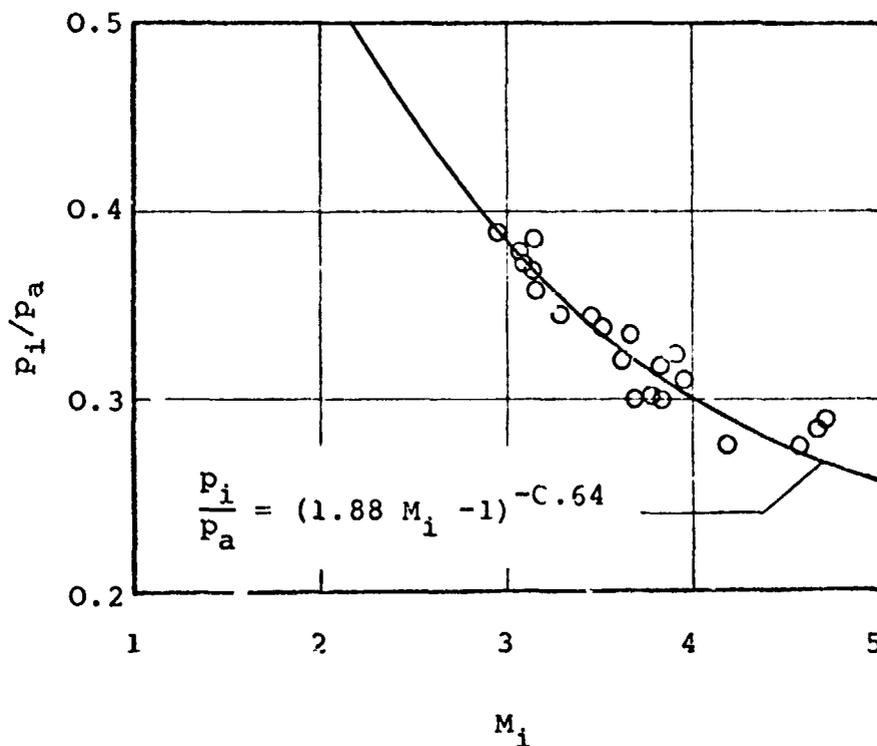


Abb. 25 Empirisches Ablösungskriterium (o gemittelte Ablösungsdaten chemischer Triebwerke)

Experimentaldaten dargestellt ist, lautet

$$\frac{P_i}{P_a} = (1.88 M_i - 1)^{-0.64} \quad (11)$$

Für M_i sollte der Wert 5 nicht sehr überschritten werden, da Versuchswerte oberhalb dieses Bereiches nicht vorhanden sind.

3.3 Theoretische Berechnung der Ablösung

Das Phänomen der Ablösung turbulenter Grenzschichten bei Überschallgeschwindigkeit kann nicht nur bei überexpandierten Raketendüsen, sondern auch bei der Strömung über Stufen, um Keile und bei der Wechselwirkung zwischen einfallenden Verdichtungsstößen und Grenzschichten auftreten. Die dazu aufgestellten Theorien sind deshalb teilweise auch auf die Strömungsablösung in Düsen angewendet worden.

3.3.1 Übersicht über die wichtigsten Strömungsablösungstheorien für Raketendüsen

Die Aufgabe der Strömungsablösungstheorie besteht darin, die Veränderung der Grenzschicht bei der Rekompensation und ihr Zusammenspiel mit der Außenströmung zu erfassen. Die zur Berechnung entwickelten Methoden, die sich zum Teil sehr stark unterscheiden, basieren auf folgenden Punkten:

- Gleichgewicht zwischen Wandreibung und Druckänderung im Ablösungsgebiet (Donaldson-Lange [9])
- Impulsänderung der Grenzschicht im Ablösungsgebiet und charakteristische Geschwindigkeitsprofile für die Punkte i und s (Tyler-Shapiro [46]) (Eine im Prinzip ähnliche Methode verwendet J. Nielsen, J. Nielsen Engineering & Research, Inc., für die Berechnungen im Rahmen des Projektes SQID)
- Impulsänderung der Grenzschicht im Ablösungsgebiet, Transformation in die inkompressible Form und Grenzschichtformfaktoren (Crocco-Probstein [8])

- Konstantes Verhältnis der Machzahlen vor und nach dem Ablösungspunkt (Mager [28], Guman [18], Reshotko-Tucker [32][†], Lawrence [25])
- Druckänderung in der Grenzschicht und Drehung der Außenströmung (Mager [28])
- Ähnlichkeit des Ablösungsdruckanstieges (Chapman [6])
- Charakteristische Stromlinie in der Grenzschicht (Gadd [15], Arens-Spiegler [2])

Obwohl einige dieser Theorien sehr alt sind, werden sie auch heute noch zur Berechnung der Strömungsablösung in Raketendüsen verwendet [29].

In [35] sind die verschiedenen Theorien dargestellt und mit den experimentellen Daten verglichen. Es zeigt sich, daß die Berechnungsmethode von L. Crocco und R. Probstein die beste Übereinstimmung mit den Experimentaldaten liefert. Bei den übrigen Theorien hat entweder der Isentropenexponent einen starken Einfluß auf den Ablösungsdruck [2, 6, 15, 18, 28, 32] oder die Reynoldszahl, die mit der örtlichen Düsenlänge gebildet wird, spielt eine wichtige Rolle [6, 9]. Die Theorie von [46] ergibt sogar einen ansteigenden Ablösungsdruck bei höheren Machzahlen.

3.3.2 Ablösungstheorie von L. Crocco und R. Probstein [8]

Das Grenzschichtmodell, das von L. Crocco und R. Probstein zur Berechnung des Ablösungsdruckes verwendet wird, ist in der Abb. 26 dargestellt. An der Stelle, an der der schräge Verdichtungsstoß aus der Grenzschicht austritt, wird die Außenströmung umgelenkt. In der Nähe des Ablösungspunktes sind die üblichen Annahmen der Grenzschichttheorie nicht anwendbar, da die Druckverteilung senkrecht zur Grenzschicht nicht konstant ist. Diese Abweichungen von der konstanten Druckverteilung

[†] Reshotko-Tucker, Lawrence und Tyler-Shapiro unterscheiden nicht zwischen dem Ablösungs- und Plateaudruckpunkt.

klingen aber stromaufwärts und stromabwärts rasch ab, sodaß man an den Punkten i und p mit einem konstanten Druck rechnen kann. Die Entfernung zwischen i und p beträgt nur einige Grenzschicht-

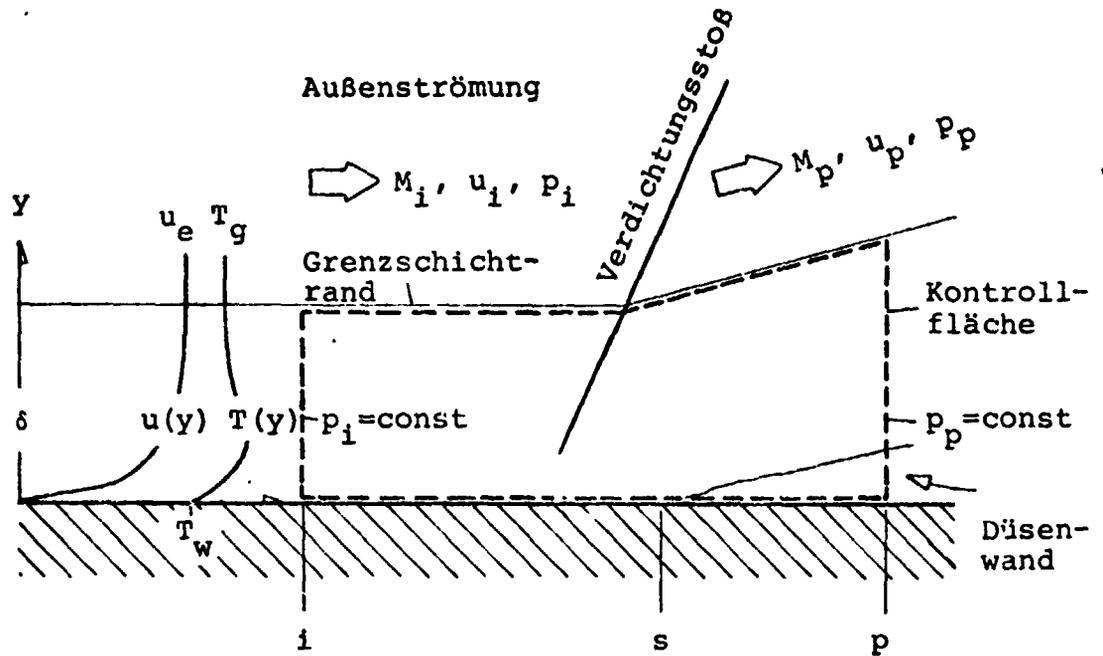


Abb. 26 Grenzschichtmodell der Ablösungszone von Crocco-Probstein 8

dicken. Deshalb kann man den Massenzustrom in die Grenzschicht und die Wandreibung vernachlässigen.

Mit der Verdrängungsdicke δ^* [44]

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) dy \quad (12)$$

und der Impulsverlustdicke θ

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy \quad (13)$$

kann man für den Massenstrom \dot{m} und den Impulsstrom I schreiben

$$\dot{m} = \rho_e u_e \delta \left(1 - \frac{\delta^*}{\delta}\right) \quad (14)$$

$$\dot{i} = \rho_e u_e^2 \delta \left(1 - \frac{\delta^*}{\delta} - \frac{\theta}{\delta}\right) \quad (15)$$

Dabei bezeichnen ρ die Dichte und u die Geschwindigkeit in der Grenzschicht, e steht für die Werte am Grenzschichtrand.

Betrachtet man nur zeitlich mittlere Vorgänge und wählt ein Kontrollvolumen, wie es in der Abb. 26 dargestellt ist, so schreiben sich die Erhaltungssätze

$$\dot{m}_i = \dot{m}_p \quad (16)$$

$$\dot{i}_i - \dot{i}_p = \delta_i (p_p - p_i) \quad (17)$$

Die Änderung der Strömungswerte am Grenzschichtrand durch den schiefen Verdichtungsstoß wird durch die Hugoniot-Rankine Gleichung beschrieben

$$\frac{T_p}{T_i} = \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{p_p}{p_i}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{p_i}{p_p}} \quad (18)$$

wobei T die Temperatur am Grenzschichtrand und γ den Isentropenexponent darstellen.

Transformiert man (14) und (15) entsprechend der Crocco-Lees Theorie [7] und faßt (16) bis (18) zusammen, so erhält man

$$\frac{p_p - p_i}{2\gamma} \left[K_{CL1_i} M_i^{-2} + \frac{\gamma-1}{2} (K_{CL1_i} - 1) \right] = \quad (19)$$

$$1 - \frac{K_{CL2_p}}{K_{CL2_i}} \left(\frac{2}{\gamma-1} \right)^{0.5} M_i^{-1} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_i^2 \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{p_p}{p_i}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{p_i}{p_p}} \right]^{0.5}$$

Die Konstanten K_{CL} ergeben sich aus den transformierten Verdrängungs- und Impulsverlustdicken zu

$$K_{CL1} = \frac{1}{1 - \frac{\delta^*}{\delta} - \frac{\theta}{\delta}} \quad \left| \begin{array}{l} \text{inkompressibel} \\ \text{inkompressibel} \end{array} \right. \quad (20a)$$

$$K_{CL2} = \frac{1}{K_{CL1}} \frac{1}{1 - \frac{\delta^*}{\delta}} \quad \left| \begin{array}{l} \text{inkompressibel} \\ \text{inkompressibel} \end{array} \right. \quad (20b)$$

In Gleichung (19) hängt für eine gegebene Machzahl M_1 der Druckanstieg nur von den Grenzschichtwerten vor und nach dem Ablösungsgebietes ab. Löst man (19) nach der Machzahl auf, so erhält man

$$M_1^2 = \frac{1}{2 \left[K_{CP1}^2 - \left(\frac{K_{CL2P}}{K_{CL2i}} \right)^2 \right]} \left[K_{CP2} + K_{CP1} K_{CP2} + \left(\frac{K_{CL2P}}{K_{CL2i}} \right)^2 K_{CP3}^2 \right] \quad (21)$$

$$\left[K_{CP2} (K_{CP2} + 2K_{CP1} K_{CP2}) + \left(\frac{K_{CL2P}}{K_{CL2i}} \right)^2 K_{CP3}^2 \right]^{0.5}$$

wobei

$$K_{CP1} = 1 - \frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{P_P}{P_i} - 1 \right) (K_{CL1i}^{-1}) \quad (22a)$$

$$K_{CP2} = \frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{K_{CL2P}}{K_{CL2i}} \right)^2 \frac{\frac{P_i}{P_P} - \frac{P_i}{F_i}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{P_i}{P_P}} \quad (22b)$$

$$K_{CP3} = \frac{2}{\gamma} K_{CL1i} \left(\frac{P_P}{P_i} - 1 \right) \quad (22c)$$

Der funktionale Zusammenhang der Gleichungen (21) und (22) ist in der Abb. 27 dargestellt. Die Werte, die für K_{CL} gewählt sind,

führen zu einer guten Übereinstimmung zwischen theoretischen

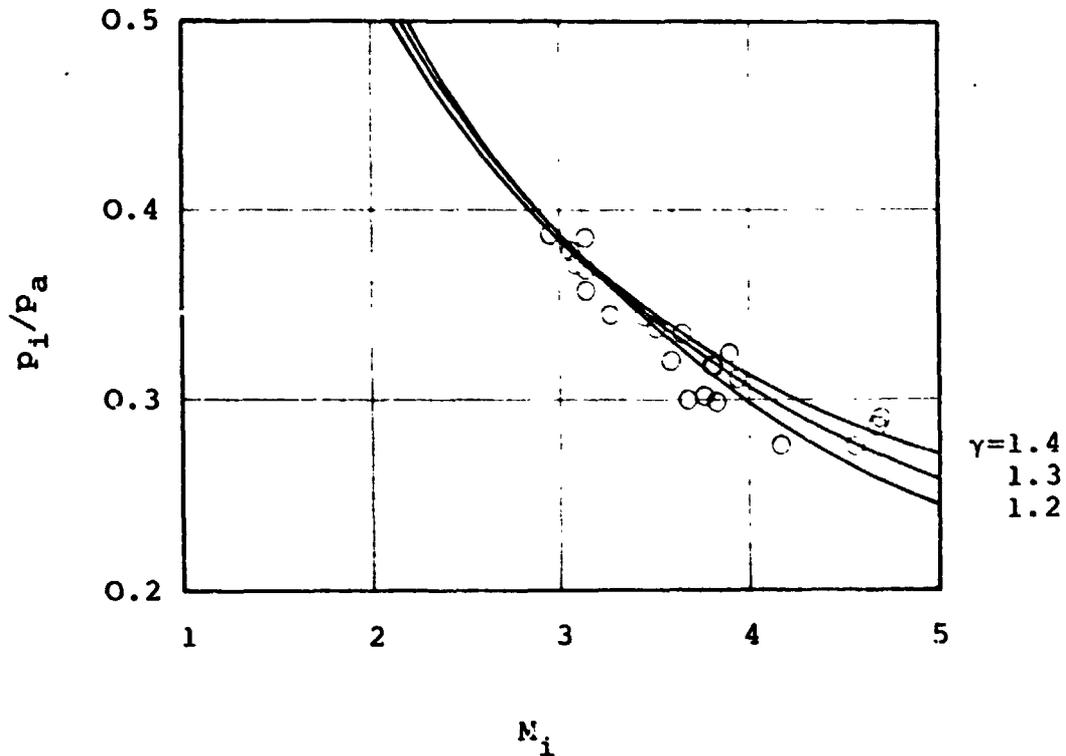


Abb. 27 Ablösungskriterium von Crocco-Probstein
 $K_{CL1_i} = 1.4$, $K_{CL2_p} / K_{CL2_i} = 0.865$

o gemittelte Experimentaldaten

und experimentellen Ablösungsdaten. Der Einfluß des Isentropenexponenten auf das Ablösungsverhalten ist ziemlich gering, eine Erscheinung, die gut mit dem Experiment übereinstimmt.

Diese Ablösungstheorie zeigt, daß der Druck, bei dem die Strömungsablösung in der Düse erfolgt, von den Grenzschichtparametern Verdrängungsdicke und Impulsverlustdicke abhängt. Störungen der Grenzschichtentwicklung durch Wandszillationen, Druckschwankungen und Oberflächenrauigkeit verändern die Crocco-Lees Parameter und die Ablösung geschieht bei einem veränderten Druck.

L I T E R A T U R

- [1] Ahlberg, J.H. und Mitarbeiter: Truncated perfect nozzles in optimum nozzle design. In: ARS-Journal Vol. 31, No. 5 (May 1961), p.614-620
- [2] Arens, M., E. Spiegler: Shock induced boundary layer separation in overexpanded conical exhaust nozzles. In: AIAA-Journal Vol. 1, No. 3 (March 1963), p.578-581
- [3] Barrere, M. und Mitarbeiter: Rocket propulsion. Elsevier Publishing Company New York, 1961
- [4] Bloomer, H.J., R.J. Antl, P.E. Renas: Experimental study of effects of geometric variables on performance of conical rocket engine exhaust nozzles. NASA TN D-846 (1961)
- [5] Campbell, C.E., J.M. Farley: Performance of several conical convergent-divergent rocket type exhaust nozzles. NASA TN D-467 (1961)
- [6] Chapman, D.R., D.M. Kuehn, H.K. Larson: Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on effect of transition. NACA TN 3869 (1957)
- [7] Crocco, L., L. Lees: A mixing theory for the interaction between dissipative flows and nearly isentropic streams. In: Journal of the Aeronautical Sciences Vol. 19, No. 10 (Oct. 1952), p.649-676
- [8] Crocco, L., R.F. Probst: The peak pressure rise across an oblique shock emerging from a turbulent boundary layer over a plane surface. Princeton University Report 254 (March 1954)
- [9] Donaldson, C. du, R.H. Lange: Study of pressure rise across shock waves required to separate laminar and turbulent boundary layers. NACA TN 2770 (1953)
- [10] Elkstroem, A.: Incipient separation at supersonic and hypersonic speeds. University of Tennessee, Space Institute (Tullahoma), Short Course on Flow Separation (Nov. 1972)
- [11] Farley, J.M., C.E. Campbell: Performance of several method of characteristics exhaust nozzles. NASA TN D-293 (1960)
- [12] Fenwick, J., M. Moriarty, L. Nave, A. Petersen: Test results and analyses of J-2S engine side load program. Rocketdyne Division, NAR, Report CDR 3124-4087 (April 27, 1973)

- [13] Forster, C.R., F.B. Cowles: Experimental study of gas-flow separation in overexpanded exhaust nozzles for rocket motors. JPL-Progress Report No. 4-103 (1949)
- [14] Fuller, P.N.: J-2S nozzle side load study. Final Report. Rocketdyne Division, NAR, Report R-9045 (August 1, 1972)
- [15] Gadd, G.E.: Interactions between wholly laminar and wholly turbulent boundary layers and shock waves strong enough to cause separation. In: Journal of the Aeronautical Sciences Vol. 20, No. 11 (Nov. 1953), p.729-739
- [16] Green, L.jr.: Flow separation in rocket nozzles. In: ARS-Journal Vol. 23, No. 1 (Jan-Feb 1953), p.34-35
- [17] Gross, K.W.: Unveröffentlichte Grenzsichtdaten des SSME (NASA-MSFC-S&E-ASTN-PP) (Jan. 1973)
- [18] Guman, W.J.: On the plateau and peak pressure of regions of pure laminar and fully turbulent separation in two dimensional flow. In: Journal of the Aeronautical Sciences Vol. 26, No. 1 (Jan. 1959), p.56
- [19] Hege, D.W.: Semi-Annual Technical Program Report, Atlas. Rocketdyne Division, NAA, Report R-354-1P (AFO4(645)-1), (Dec. 30, 1956)
- [20] Herbert, M.V., R.J. Herd: Boundary layer separation in supersonic propelling nozzles. Ministry of Aviation, Reports and Memoranda No. 3421 (1964)
- [21] Kah, C.L., G.D. Lewis: High pressure engine feasibility program. Pratt&Withney Aircraft, FR-1171 (Dec. 10, 1964)
- [22] Kah, C.L., G.D. Lewis: High chamber pressure staged combustion research program. Final report. Pratt&Withney Aircraft, FR-1676 (June 30, 1966)
- [23] Kalt, S., D. Bendal: Conical rocket performance under flow separated conditions. In: Journal of Spacecrafts and Rockets Vol. 2, No. 3 (May 1965) p.447-449
- [24] Lange, R.H.: Present status of information relative to the prediction of shock induced boundary layer separation. NACA TN 3065 (1955)
- [25] Lawrence, R.A.: Symmetrical and unsymmetrical flow separation in supersonic nozzles. Southern Methodist University Texas, Ph. D. Thesis 1967
- [26] Lewis, J.T.: Results of separated nozzle flow studies on E-6 and E-7 engine stands. Pratt&Withney Aircraft, SMF FR- (Febr. 8, 1967)
- [27] Lombardo, J., K.W.Gross, S. Omori: Analytical prediction of the ice formation inside the J-2 engine nozzle contour (200k thrust level). NASA-MSFC Internal Memorandum to H.G. Paul (S&E-ASTN-PP) (71-M-183)

- [28] Mager, A.: On the model of the free, shock separated turbulent boundary layer. In: Journal of the Aeronautical Sciences Vol. 23, No. 2 (Febr. 1956) p.181-184
- [29] Nave, L.: Evaluation of the nozzle incipient separation chamber pressure for the SSME 470 k engine. Rocketdyne Division, NAR, Report (Dec. 1, 1972)
- [30] Pratt&Withney Aircraft: Suggested program for applied research on nozzle flow separation. Pratt&Withney Aircraft, FP 65-117 (1966)
- [31] Rocketdyne: Analysis of predicted side loads in the nozzle of the space shuttle booster and orbiter main engine. Rocketdyne Division, NAR, Report SSE 4.1.1 D-1414-2 (1970)
- [32] Meshotko, E., M. Tucker: Effect of a discontinuity on turbulent boundary layer thickness parameters and application to shock-induced separation. NACA TN 3454 (1955)
- [33] Scheller, K., J.A. Bierlein: Some experiments on flow separation in rocket nozzles. In: ARS-Journal Vol. 23 (1953) p.28-32
- [34] Schilling, T.W.: Flow separation in a rocket nozzle. University of Buffalo, M.S. Thesis (June 1962)
- [35] Schmucker, R.H.: Status of flow separation prediction in liquid propellant rocket engines. George C. Marshall Space Flight Center NASA TMX (im Druck)
- [36] Schmucker, R.H.: Strömungsvorgänge beim Betrieb überexpandierter Düsen chemischer Raketentriebwerke. Teil 2: Seitenkräfte durch unsymmetrische Ablösung. Lehrstuhl für Raumfahrttechnik, TU München, TB-10 (in Vorbereitung)
- [37] Shapiro, A.H.: The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow. Vol. 1 and 2, The Ronald Press Company, New York (1954)
- [38] Stodola, A.: Steam and gas turbines. Mac Graw-Hill Book Company, New York (1927)
- [39] Stromsta, R.R.: Results of J-2SE 40:1 area-ratio bell nozzle design and cold flow test program. Rocketdyne Division, NAR, Report LAP 67-368 (RC) (Aug. 31, 1967)
- [40] Summerfield, M., C. Forster, W. Swan: Flow separation in overexpanded supersonic exhaust nozzles. In: Jet propulsion Vol. 24, No. 9 (Sept. 1954) p.319-320
- [41] Sunley, H.L., V.N. Ferriman: Jet separation in conical nozzles. In: Journal of the Royal Aeronautical Society Vol. 68 (1964) p.808-817
- [42] Sutton, G.P.: Rocket propulsion elements. John Wiley and Sons, New York (1967)

- [43] Thayer, E.B., D.E. Booz: Flow Separation Tests of Candidate Space Shuttle Nozzles. Pratt&Withney Aircraft SMR, FR-3491 (Nov. 21, 1969)
- [44] Truckenbrodt, E.: Strömungsmechanik. Springer Verlag Berlin, 1968
- [45] Tuovila, W.J., N.S. Land: Experimental Study of Aeroelastic Instability of Overexpanded Rocket Nozzle Extension. NASA TN D-4471 (April 1968)
- [46] Tyler, R.D., A.H. Shapiro: Pressure Rise Required for Separation in Interaction between Turbulent Boundary Layer and Shock Wave. In: Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 20, No. 12 (Dec. 1953) pp. 858-860

A N H A N G: Ablösungsvorhersage für das Space Shuttle
Haupttriebwerk

In der Abb. A1 ist die normierte Wanddruckverteilung in der
Düse des Space Shuttle Haupttriebwerkes dargestellt. Mit dem

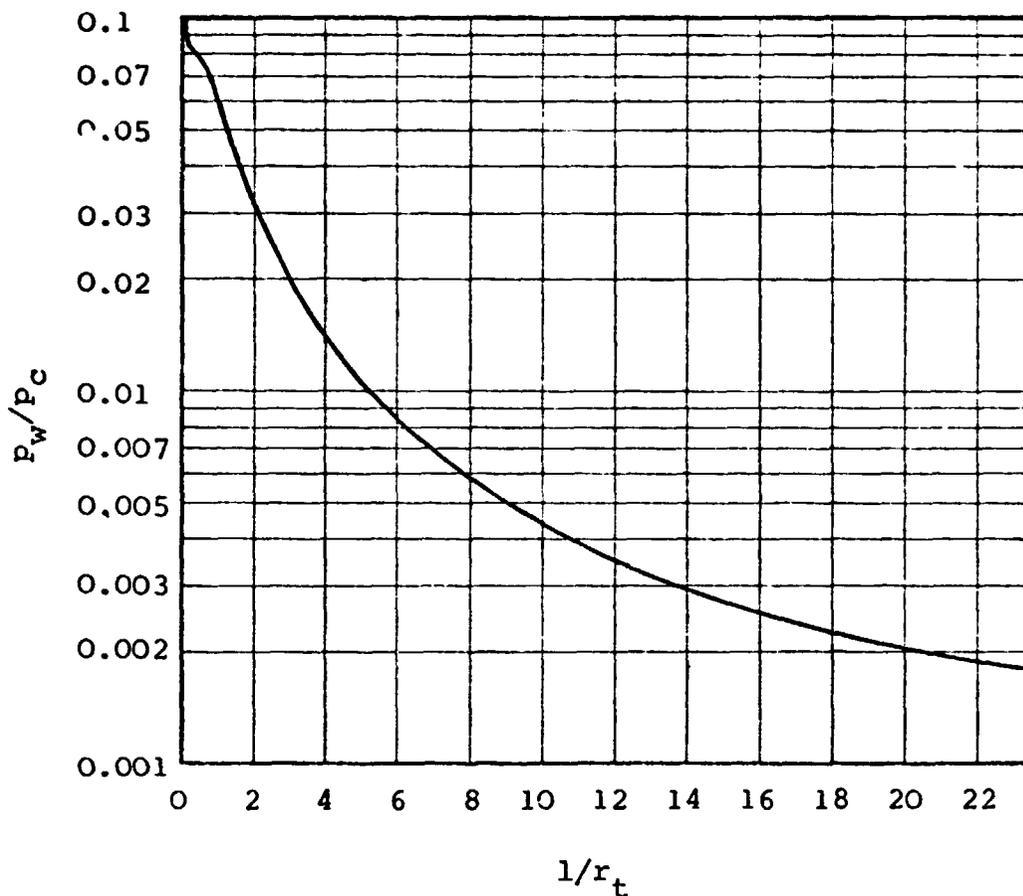


Abb. A1 Normierte Wanddruckverteilung des Space Shuttle
Haupttriebwerkes [17]

Vakuumdruckverhältnis am Düsenende $p_{e_{vac}}/p_c$ ergibt sich über
die Gleichungen (6) und (11)

$$M_1 = 4.5 \quad (\gamma = 1.26) \quad (\text{Mehrdimensionaler Wert nach [17]})$$

$$M_1 = 4.2$$

$$p_1/p_a = 0.28 \div 0.29 \quad (\text{der obere Wert berücksichtigt die Streuung der experimentellen Daten})$$

PRECEDING PAGE BLANK NOT FILMED

Damit erhält man für das Druckverhältnis, bei dem die Düse gerade voll fließt,

$$p_c/p_a \Big|_{\text{Ablösungs-}} = 148 + 153$$

anfang

wobei man aus Sicherheitsgründen den oberen Wert nehmen sollte.