

Günter P. Merker, Gerhard Haußmann, Peter Eckert, Sebastian Rakowski,
Helmut Eichseder und Helmut Tschöke

2.1 Energiewandlung

Bei der Energiewandlung kann man im Sinne einer hierarchischen Ordnung zwischen allgemeiner, thermischer und motorischer Energiewandlung unterscheiden.

Unter *allgemeiner Energiewandlung* wird dabei die Umsetzung von Primär- in Sekundärenergie durch einen technischen Prozess in einer Energiewandlungsanlage verstanden, siehe Abb. 2.1.

Die *thermische Energiewandlung* unterliegt den Hauptsätzen der Thermodynamik und kann formal, wie in Abb. 2.2 gezeigt, beschrieben werden.

Der *Verbrennungsmotor* bzw. die *Gasturbine* sind spezielle Energieumwandlungsanlagen, bei denen im Brennraum bzw. in der Brennkammer die im Brennstoff gebundene chemische Energie zunächst in thermische und diese anschließend durch das Triebwerk in mechanische Energie gewandelt wird. Bei der stationären Gasturbinenanlage wird die-

Univ.-Prof. em. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker ✉
Tett nang, Deutschland
e-mail: g.p.merker@t-online.de

Dipl.-Ing. Gerhard Haußmann
Haußmann Consulting, Tett nang, Deutschland

Dr.-Ing. Peter Eckert ✉
Laatzen, Deutschland
e-mail: peter.eckert2@arcor.de

Dr.-Ing. Sebastian Rakowski
IAV Berlin GmbH, Berlin, Deutschland

Univ.-Prof. Dr. Helmut Eichseder
Technische Universität Graz, Graz, Österreich

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c. Helmut Tschöke
Otto-von-Guericke-Universität, Magdeburg, Deutschland

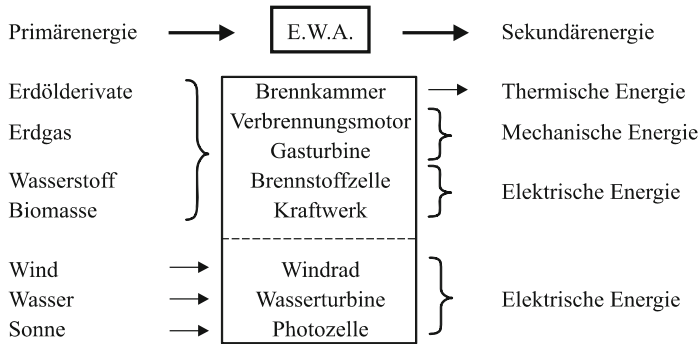


Abb. 2.1 Schema der allgemeinen Energiewandlung

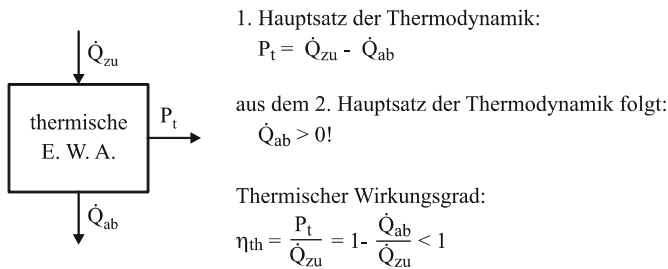
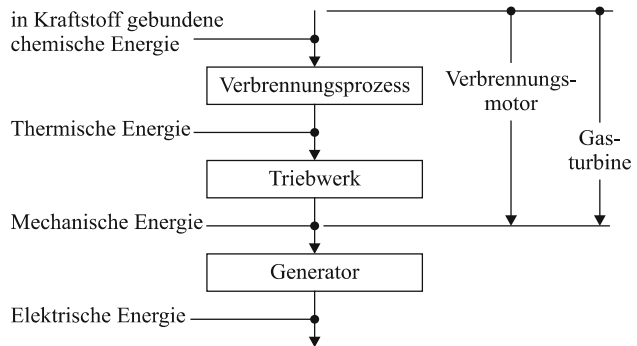


Abb. 2.2 Schema der thermischen Energiewandlung

Abb. 2.3 Schema der Energiewandlung im Verbrennungsmotor bzw. in der Gasturbine



se dann durch den nachgeschalteten Generator in elektrische Energie umgewandelt, siehe Abb. 2.3.

2.2 Kinematik des Kurbeltriebs

Verbrennungsmotoren sind Kolbenmaschinen, bei denen man je nach Ausbildung des Brennraums bzw. des Kolbens zwischen Hubkolbenmotoren und Rotationskolbenmoto-

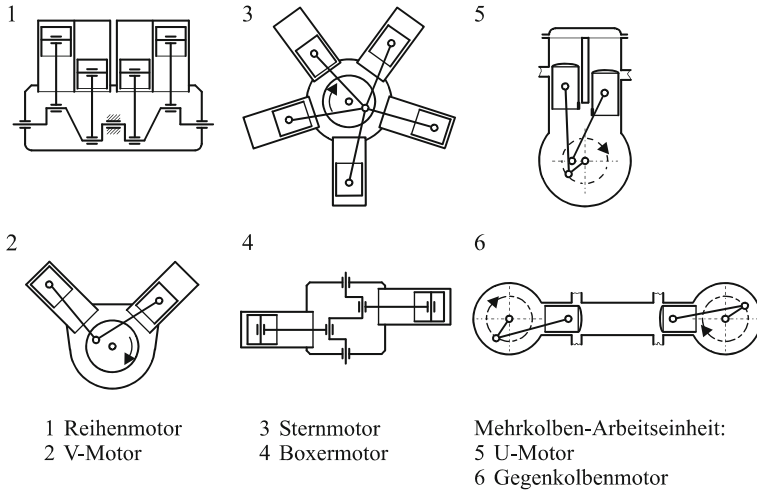
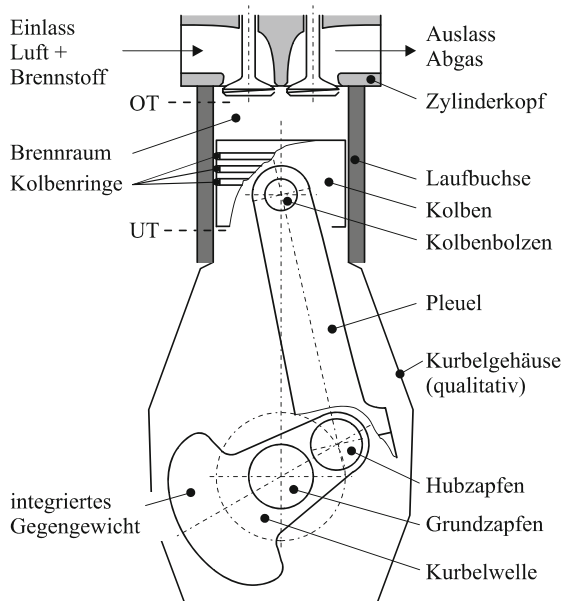


Abb. 2.4 Bauarten des Hubkolbenmotors

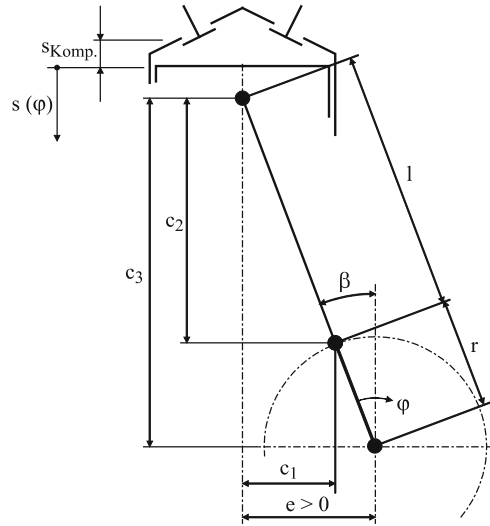
Abb. 2.5 Triebwerk des Hubkolbenmotors



ren mit rotierender Kolbenbewegung unterscheidet. Abbildung 2.4 zeigt Prinzipskizzen möglicher Bauformen des Hubkolbenmotors, wobei heute praktisch nur noch die Varianten 1, 2 und 4 gebaut werden.

Für eine ausführliche Beschreibung anderer Ausführungen des Verbrennungsmotors sei z. B. auf Heywood (1989), van Basshuysen und Schäfer (2006, 2012), Maas (1979) und Zima (1987, 2005) verwiesen.

Abb. 2.6 Kinematik des Kurbeltriebs



Das Triebwerk setzt die oszillierende Bewegung des Kolbens in die rotierende Bewegung der Kurbelwelle um, siehe Abb. 2.5. Der Kolben kehrt seine Bewegung im oberen Totpunkt (OT) und im unteren Totpunkt (UT) um. In diesen beiden Totpunkten ist die Geschwindigkeit des Kolbens jeweils gleich Null, die Beschleunigung hat dort jedoch ein Maximum. Zwischen dem oberen Totpunkt und der Unterseite des Zylinderkopfes verbleibt das Kompressionsvolumen V_c (bei Hubkolbenverdichtern auch der so genannte schädliche Raum).

Abbildung 2.6 zeigt die Kinematik eines Kurbeltriebs mit Schränkung, bei dem sich die Kurbelwellenlängsachse nicht mit der Zylinderlängsachse schneidet, sondern um die Länge e versetzt ist.

Für den Kolbenweg $s(\varphi)$ folgt aus Abb. 2.6:

$$s(\varphi) = c_3 - c_2 - r \cos(\varphi - \beta), \quad (2.1)$$

woraus sich mit

$$\sin \beta = \frac{e}{r+l} \quad \text{bzw.} \quad \beta = \arcsin\left(\frac{e}{r+l}\right),$$

$$c_1 = e - r \sin(\beta - \varphi),$$

$$c_2 = \sqrt{l^2 - c_1^2} \quad \text{und}$$

$$c_3 = \sqrt{(r+l)^2 - e^2}$$

schließlich

$$s(\varphi) = \sqrt{(r+l)^2 - e^2} - \sqrt{l^2 - [e + r \sin(\varphi - \beta)]^2} - r \cos(\varphi - \beta) \quad (2.2)$$

ergibt. Die Ableitung liefert für die Kolbengeschwindigkeit die Beziehung

$$\frac{ds}{d\varphi} = r \sin(\varphi - \beta) + \frac{r [e + r \sin(\varphi - \beta)] \cos(\varphi - \beta)}{\sqrt{l^2 - [e + r \sin(\varphi - \beta)]^2}}. \quad (2.3)$$

Mit der Definition des Zylindervolumens

$$V(\varphi) = V_{\text{Komp}} + D^2 \frac{\pi}{4} s(\varphi) \quad (2.4)$$

folgt für die Änderung des Zylindervolumens

$$\frac{dV}{d\varphi} = D^2 \frac{\pi}{4} \frac{ds}{d\varphi}. \quad (2.5)$$

Mit dem Schubstangenverhältnis $\lambda_s = r/l$ folgt schließlich für den Grenzfall $e = 0$

$$s(\varphi) = r \left\{ [1 - \cos(\varphi)] + \frac{1}{\lambda_s} \left[1 - \sqrt{1 - \lambda_s^2 \sin^2(\varphi)} \right] \right\} \quad (2.6)$$

und

$$\frac{ds}{d\varphi} = r \left[\sin(\varphi) + \frac{\lambda_s}{2} \frac{\sin(2\varphi)}{\sqrt{1 - \lambda_s^2 \sin^2(\varphi)}} \right]. \quad (2.7)$$

Für kleine λ_s kann der Ausdruck unter der Wurzel in (2.6) entsprechend

$$\sqrt{1 - \lambda_s^2 \sin^2(\varphi)} = 1 - \frac{\lambda_s^2}{2} \sin^2(\varphi) - \frac{\lambda_s^4}{8} \sin^4(\varphi) - \dots$$

in eine Taylor-Reihe entwickelt werden, wobei der dritte Term für $\lambda_s = 0,25$ bereits kleiner als 0,00048 wird und deshalb in der Regel vernachlässigt werden kann. Mit Hilfe einfacher trigonometrischer Umformungen erhält man damit schließlich für den *Kolbenweg*

$$\frac{s}{r} = 1 - \cos(\varphi) + \frac{\lambda_s}{4} (1 - \cos(2\varphi)). \quad (2.8)$$

Mit der Winkelgeschwindigkeit ω

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega$$

erhält man für die *Kolbengeschwindigkeit*

$$\frac{ds}{dt} = \frac{ds}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \omega \frac{ds}{d\varphi}$$

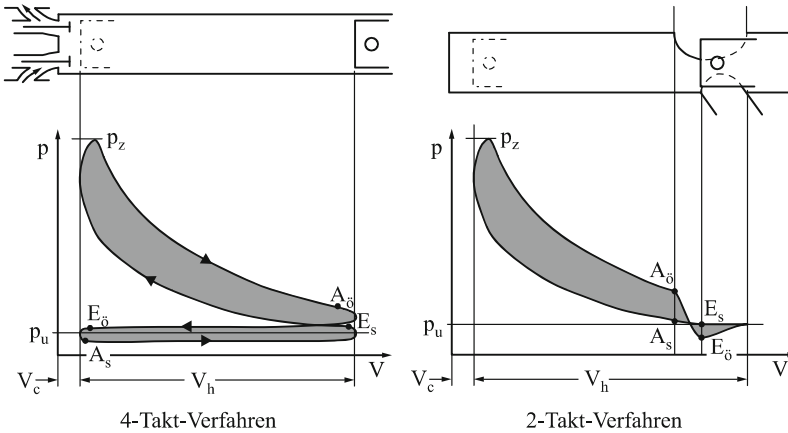


Abb. 2.7 p, V -Diagramm für das 4-Takt- und das 2-Takt-Verfahren

den Ausdruck

$$\frac{ds}{dt} = r\omega \left[\sin(\varphi) + \frac{\lambda_s}{2} \sin(2\varphi) \right] \quad (2.9)$$

und für die *Kolbenbeschleunigung*

$$\frac{d^2s}{dt^2} = \frac{d^2s}{d\varphi^2} \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \omega^2 \frac{d^2s}{d\varphi^2}$$

schließlich

$$\frac{d^2s}{dt^2} = r\omega^2 [\cos(\varphi) + \lambda_s \cos(2\varphi)]. \quad (2.10)$$

Im Hinblick auf den Ladungswechsel unterscheidet man beim Hubkolbenmotor zwischen dem 4-Takt- und dem 2-Takt-Verfahren und bezüglich des Brennverfahrens zwischen Diesel- und Ottomotoren. Beim 4-Takt-Verfahren, siehe auch Abb. 2.7 links, findet der Ladungswechsel in den beiden Takten Ausschieben und Ansaugen statt, was durch die Verdrängerwirkung des Kolbens und durch die Ventile geregelt wird. Die Aus- und Einlassventile öffnen vor und schließen nach den Totpunkten, wobei ein frühes Öffnen des Auslassventils zwar zu Verlusten bei der Expansionsarbeit aber auch zu einer Verringerung der Ausschiebearbeit führt. Mit zunehmender Ventilüberschneidung steigen die Spülverluste an, und der effektive Wirkungsgrad nimmt ab. Moderne 4-Takt-Motoren sind in der Regel mit je zwei Einlass- und Auslassventilen ausgerüstet.

Beim *2-Takt-Verfahren* erfolgt der Ladungswechsel während sich der Kolben in der Nähe des unteren Totpunktes befindet. Bei so genannten schlitzzesteuerten Motoren wird das Abgas vom einströmenden Frischgas aus dem Zylinder geschoben, wenn der Kolben die im unteren Bereich des Zylinders angeordneten Ein- und Auslassquerschnitte (Schlitze) überstreicht. Bei größeren Motoren werden statt der Auslassschlitze meist Auslassventile verwendet, die dann im Zylinderkopf untergebracht sind. Statt der so genannten

Umkehrspülung hat man dann die wesentlich effektivere Gleichstromspülung. Für weitere Details sei auf Merker und Gerstle (1997) verwiesen.

2.3 Kreisprozesse

2.3.1 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die für unsere Zielsetzung wesentlichen Grundlagen der Thermodynamik kurz erläutert, ohne zu sehr ins Detail zu gehen. Eine ausführliche Darstellung findet sich bei Baehr und Kabelac (2009), Hahne (2010), Lucas (2001), Stephan et al. (2009) und Reimann (2010).

Zur Simulation verbrennungsmotorischer Prozesse wird der Verbrennungsmotor in einzelne Komponenten bzw. Teilsysteme zerlegt, die man grundsätzlich entweder als geschlossene oder offene thermodynamische Systeme betrachten kann. Zur Bilanzierung dieser Systeme verwendet man die *Massenbilanz* (Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_1 - \dot{m}_2 \quad (2.11)$$

und die *Energiebilanz* (1. Hauptsatz der Thermodynamik)

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{E}_1 + \dot{E}_2 \quad (2.12)$$

mit

$$\dot{E} = \dot{m} \left(h + \frac{c^2}{2} \right)$$

für das in Abb. 2.8 gezeigte *offene, stationär durchströmte System* (Fließsystem), bzw.

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} \quad (2.13)$$

für das in Abb. 2.9 gezeigte *geschlossene System* (Brennraum).

Bei geschlossenen Systemen fließt über die Systemgrenze keine Masse und somit auch keine Enthalpie. Unter Vernachlässigung der Blow-By-Verluste kann der *Brennraum* (Zylinder) während des so genannten Hochdruckprozesses (Kompressions- und Expansions-takt) als geschlossenes System betrachtet werden. Im Gegensatz dazu stellt ein offenes System z. B. einen *Behälter* oder einen *Leistungsabschnitt* dar, bei dem Masse über die Systemgrenze fließen kann.

Bei Vernachlässigung der Reibung bzw. Dissipation mechanischer Arbeit in Wärme erhält man für die *Volumenarbeit*

$$\dot{W} = -p \frac{dV}{dt} . \quad (2.14)$$

Abb. 2.8 Offenes thermodynamisches System
(- - - - Systemgrenzen)

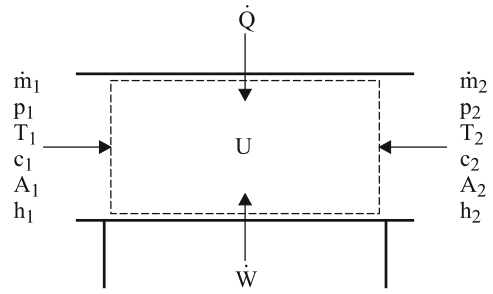
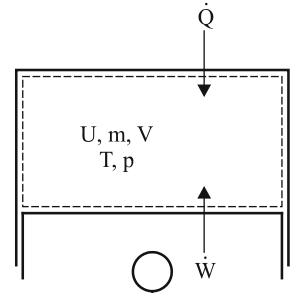


Abb. 2.9 Geschlossenes thermodynamisches System
(- - - - Systemgrenzen)



Beim offenen System fasst man die an den Systemgrenzen übertragene thermische Energie und die Ein- bzw. Ausschleubarbeit zweckmäßigerweise zur Enthalpie

$$h \equiv u + pv \quad (2.15)$$

zusammen.

Die *thermische Zustandsgleichung*

$$f(p, T, v) = 0 \quad (2.16)$$

verknüpft die drei thermischen Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Volumen und die *kalorische Zustandsgleichung*

$$\begin{aligned} u &= u(T, v) \quad \text{bzw.} \\ h &= h(p, T) \end{aligned} \quad (2.17)$$

beschreibt die innere Energie als Funktion von Temperatur und Volumen bzw. die Enthalpie als Funktion von Druck und Temperatur. Im Folgenden wollen wir die zu betrachtenden Stoffe zunächst als *ideale Gase* betrachten, wofür die thermische Zustandsgleichung

$$pv = RT \quad (2.18)$$

gilt. Weil die innere Energie des idealen Gases nur von der Temperatur abhängig ist, folgt mit (2.18) aus (2.15), dass dies auch für die Enthalpie zutrifft. Für die differentielle Ände-

Die *kalorischen Größen des idealen Gases* gilt damit

$$\begin{aligned} du &= c_v(T)dT \quad \text{bzw.} \\ dh &= c_p(T)dT. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Für ideales Gas gilt

$$R = c_p(T) - c_v(T) \quad (2.20)$$

und

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v}. \quad (2.21)$$

Für reversible Zustandsänderungen gilt der 2. Hauptsatz der Thermodynamik in der Form

$$Tds = dq. \quad (2.22)$$

Damit folgt mit (2.14) aus (2.13)

$$du = -pdv + Tds. \quad (2.23)$$

Mit (2.19) folgt daraus für die Steigung der Isochoren eines perfekten Gases (c_v und c_p sind konstant)

$$\left(\frac{dT}{ds} \right)_s = \frac{T}{c_v}. \quad (2.24)$$

In Analogie dazu folgt für die Steigung der Isobaren

$$\left(\frac{dT}{ds} \right)_s = \frac{T}{c_p},$$

für die Isotherme und die Isentrope folgt

$$\frac{dp}{dv} = -\frac{p}{v} \quad \text{bzw.} \quad \frac{dp}{dv} = -\kappa \frac{p}{v}.$$

Abbildung 2.10 zeigt den Verlauf der einfachen Zustandsänderungen im p,v - und T,s -Diagramm.

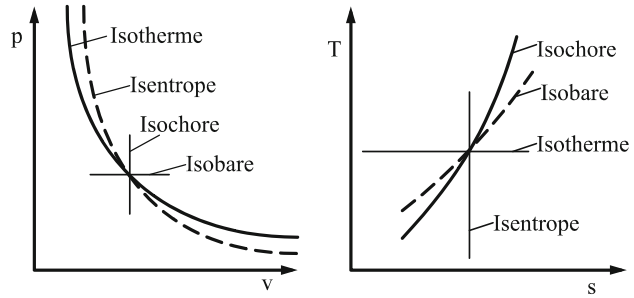
Mit den obigen Beziehungen erhält man schließlich für die *Energiebilanz des geschlossenen Systems*

$$m c_v \frac{dT}{dt} = \frac{dQ}{dt} - p \frac{dv}{dt}. \quad (2.25)$$

Unter Berücksichtigung der Enthalpieströme und der übertragenen kinetischen Energie an den Systemgrenzen erhält man für die *Energiebilanz des offenen Systems*

$$m c_v \frac{dT}{dt} + c_v T \frac{dm}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{dW}{dt} + \dot{m}_1 \left(h_1 + \frac{c_1^2}{2} \right) - \dot{m}_2 \left(h_2 + \frac{c_2^2}{2} \right). \quad (2.26)$$

Abb. 2.10 Verlauf der einfachen Zustandsänderung im p, v - und im T, s -Diagramm



Für *stationär* durchströmte offene Systeme folgt daraus für den Fall, dass keine Arbeit übertragen wird,

$$\dot{m} \left[(h_2 - h_1) + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) \right] = \frac{dQ}{dt} . \quad (2.27)$$

Mit dieser Beziehung kann die Durchfluss- bzw. Ausflussgleichung zur Berechnung der Massenströme durch Drosselstellen bzw. durch Ventile abgeleitet werden. Wir betrachten den Ausströmvorgang aus einem unendlich großen Behälter und setzen voraus, dass die Strömung adiabatisch verläuft. Mit den Indizes „0“ für das Innere des Behälters und „1“ für den Ausströmungsquerschnitt folgt mit $c_0 = 0$ aus (2.27)

$$\frac{c_1^2}{2} = h_0 - h_1 . \quad (2.28)$$

Mit der Adiabatenbeziehung

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2.29)$$

folgt daraus zunächst

$$\frac{c_1^2}{2} = c_p T_0 \left(1 - \frac{T_1}{T_0} \right) = c_p T_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \quad (2.30)$$

und weiter für die Geschwindigkeit c_1 im Ausströmungsquerschnitt

$$c_1 = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} R T_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} . \quad (2.31)$$

Mit der Gleichung für das ideale Gas folgt aus (2.29) für das Dichteverhältnis

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} . \quad (2.32)$$



<http://www.springer.com/978-3-658-03194-7>

Grundlagen Verbrennungsmotoren

Funktionsweise, Simulation, Messtechnik

Merker, G.; Teichmann, R. (Hrsg.)

2014, XXXIX, 1132 S. 704 Abb., 429 Abb. in Farbe.,

Hardcover

ISBN: 978-3-658-03194-7