Sie kann, wenn $T_{a_{eff}}$ nach Gl. 15 bestimmt wird, sofort ermittelt werden.

$T_{i_p}$ wird bei $n_a > 1$ in der Brennkammer selbst, bei $n_a < 1$ außerhalb der Mündung liegen. Bei $n_a = 1$ (Isotherme) liegt sie als Mittelwert im ganzen Düsenbereich. Selbstverständlich soll $T_{i_p}$ möglichst tief im Ofen liegen, damit ein möglichst großes Gefälle $T_{i_p} - T_{a_{eff}}$ der Geschwindigkeit des Gases zugute kommt.

Die höchstmögliche Strömgeschwindigkeit in der Mündung ist bei sinngemäßer Anwendung von Gl. (14 a) definiert durch

$$c_{a_p} = 129 \sqrt{\frac{1}{\mu} \frac{n_a}{n_a - 1} \left[T_{i_p} - T_{a_{eff}}\right]} \; . \tag{45}$$

Für den speziellen Fall der isothermen Zustandsänderung ($n = 1$) läßt sich Gl. (45) nicht anwenden, da der Ausdruck in der Wurzel dann unbestimmt wird. Man kann hier aber auf andere Weise zum Ziel gelangen.

Das Arbeitsvermögen der Isotherme beträgt $L = \int p \, dv$. Da nun auch $p \cdot v = p_i \cdot v_i$ ist, so muß sein

$$L = \frac{c^2_{a_{isoth.}}}{2g} = p_i v_i \int \frac{dv}{v} = p_i v_i \ln \frac{v_a}{v_i} = p_i v_i \ln \frac{p_i}{p_a} \; .$$

Die Strömgeschwindigkeit beträgt also nach erfolgter Expansion von $p_i$ auf $p_a$

$$c_{a_{isoth.}} = \sqrt{2 g \, p_i v_i \ln \frac{p_i}{p_a}} = \sqrt{2 g R T_i \ln \frac{p_i}{p_a}} \; .$$

Da hier $T_i$ natürlich gleich der Mündungstemperatur $T_{a_{eff}}$ sein muß, wird endlich

$$c_{a_{isoth.}} = 4{,}43 \sqrt{R T_{a_{eff}} \ln \frac{p_i}{p_a}} \; . \tag{46}$$

Soll nun ein praktischer Versuch dahingehend ausgewertet werden, daß der wahre energetische Verlauf der Verbrennungsströmung ersichtlich wird, so müssen zunächst einige vereinfachende Festsetzungen gemacht werden:

1. Bis zu derjenigen Stelle, wo der Ofen sich in Richtung zum Düsenhals zu verjüngen beginnt, habe das Gas noch keine nennenswerte Strömgeschwindigkeit.
Diese Annahme trifft bei Öfen der im Rahmen dieser Arbeit ausgeführten Bauart weitgehend zu, da das Verhältnis von Ofenquerschnitt zu Halsquerschnitt genügend groß ist.
Die Temperatur an dieser Stelle entspräche dann dem aus Gl. (44) errechneten Wert, sofern nur $n_a$ nicht kleiner als 1 ist.

2. Das Gas habe dort bereits die gleiche Zusammensetzung wie am Schluß der Expansion, so daß physikalische Einflüsse wie Tröpfchenverdampfung, Änderung der Gaskonstante u. ä. nicht berücksichtigt zu werden brauchen.

Durch diese augenfällige Vernachlässigung schwer zu kontrollierender Erscheinungen wird eine gewisse Fehlertoleranz in die Untersuchung eingebracht. Im vorigen Abschnitt wurde aber gezeigt, daß sich die Gaskonstante auch bei starken Änderungen in der Gaszusammensetzung stets nur wenig ändert. Andererseits ist auch die Verdampfungswärme von Teilchen, die sich evtl. noch im flüssigen Zustand befinden sollten, im Verhältnis zum Heizwert immer nur sehr gering.

3. Die zwischen Expansionsbeginn und Düsenmündung durch Nachverbrennung, Gleichgewichtsreaktion und Dissoziationsrückgang freiwerdende Wärme verteile sich in der gleichen Zeit jeweils in einem gleichen Verhältnis auf die innere Wärme und die äußere Arbeit des Gases.

Diese „Energieverteilungsziffer" kann auf Grund der Meßwerte leicht ermittelt werden.

Von der ganzen während der Strömung freiwerdenden Wärmemenge $Q_s$ werde der Anteil

$$\varphi Q_s = c_v (T_a - T_i) \tag{47a}$$

für die Erhöhung der inneren Wärme, der Anteil

$$(1 - \varphi) Q_s = \frac{A c^2_a}{2g} \tag{47b}$$

für die äußere Arbeit verbraucht.

Verbindet man Gl. (47a) mit dem ersten Hauptsatz der Wärmetheorie, so wird

$$Q_s = c_v (T_a - T_i) + \frac{A c^2_a}{2g} = \frac{c_v}{\varphi} (T_a - T_i) \; .$$

Die Leistung der polytropischen Zustandsänderung wird daher

$$L_p = \frac{c^2_a}{2g} = \frac{1}{A} \left( \frac{c_v}{\varphi} - c_v \right) (T_a - T_i) = \frac{c_v}{A} \left( \frac{1}{\varphi} - 1 \right) (T_a - T_i) \; .$$

Wegen $T = p_v/R$ kann man dafür auch schreiben

$$L_p = \frac{c_v}{AR} \left( \frac{1}{\varphi} - 1 \right) (p_a v_a - p_i v_i) \; . \tag{47c}$$

Mit $AR = c_v (\varkappa - 1)$ wird ferner

$$L_p = \frac{1 - \frac{1}{\varphi}}{\varkappa - 1} (p_i v_i - p_a v_a) \; . \tag{47d}$$

Die allgemeine Leistungsgleichung der A d i a b a t e heißt nun

$$L_a = \frac{1}{\varkappa - 1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \; .$$

In Analogie muß für die Polytrope also gelten

$$L_p = \frac{1}{n_a - 1} (p_i v_i - p_a v_a) \; . \tag{47e}$$

Durch Gleichsetzung von (47c) und (47 d) wird dann

$$\frac{1 - \frac{1}{\varphi}}{\varkappa - 1} = \frac{1}{n_a - 1}$$

oder

$$1 - \frac{1}{\varphi} = \frac{\varkappa - 1}{n_a - 1} \; ,$$

daraus errechnet sich für die Energieverteilungsziffer endlich

$$\varphi = \frac{n_a - 1}{n_a - \varkappa} \; . \tag{48}$$

Die Funktion $\varphi = f(n_a)$ ist für einige Werte von $\varkappa$ in Tafel 18 dargestellt. Bei der Ermittlung ist einmal darauf zu achten, daß $\varkappa$ bei allen polytropischen Zustandsänderungen größer sein muß als bei adiabatischen, da bei der Strömung die Temperaturen kleiner bleiben. Will man andererseits nur die Wärmemenge bei der Verteilung berücksichtigen, die durch Nachverbrennung von Brennstoff frei wird, so muß nach der oben durchgeführten Untersuchung anstelle von $n_a$ eine Zahl eingesetzt werden, die um 0,03 bis 0,04 größer als die gemessene ist.

Auf Grund dieser drei Festsetzungen kann nunmehr der Verbrennungsströmung folgendes Axiom zugrunde gelegt werden:

Wärmeinhalt vor Strömungsbeginn
\+ Nachverbrennungswärme während der Strömung (49)
= Gesamtenergie (Wärme + Arbeit) in der Mündung

Mit Hilfe dieser Regel läßt sich, immer im Rahmen einer gewissen Genauigkeitsgrenze, der Verlauf der wahren Verbrennungsströmung aus den Versuchsergebnissen gut zu rekonstruieren. Wie dies geschieht, sei an einem Beispiel gezeigt.

**BEISPIEL:**

Versuch Fl. P. 8. Meßwerte:
Rückstoß $P = 138$ kg
sek. Verbrauch $G_{sec} = 1{,}15$ kg/sec
Ausströmgeschwindigkeit $c_{a_{eff}} = 1180$ m/sec
Ofendruck $p_{i_{eff}} = 7{,}8$ ata
Halsdruck $p_{m_{eff}} = 5{,}05$ ata
Mündungsdruck $p_{a_{eff}} = -30$ mm Hg

Daraus ergaben sich mit Tafeln 5 und 17 die weiteren Werte

$$n_a = 1{,}03 \qquad n_m = 0{,}94$$

und mit Gl. (15) ergibt sich

$$T_{a_{eff}} = 860^\circ \text{ abs}$$
$$t_{a_{eff}} = 587^\circ \text{C} \; .$$

Daraus wird mit Gl. (44)

$$T_{i_p} = 860 \left( \frac{7{,}8}{0{,}96} \right)^{\frac{0{,}03}{1{,}03}} = 912^\circ \text{ abs} \; .$$

Für diese Temperatur ergeben sich aus Tafel 2 folgende