

Seminararbeit

Modellierung der Zündung für Large-Eddy Simulationen der ottomotorischen Verbrennung

vorgelegt von

Marie-Christine Hesels

Matr.-Nr.: 296163

Fakultätsinterner Betreuer: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Heinz Pitsch
Betreuender wiss. Mitarbeiter: Dipl.-Ing. Tobias Falkenstein

Aachen, 21. November 2013

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
1 Einleitung	1
1.1 Ottomotorischer Verbrennungsprozess	1
2 Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen	2
2.1 Turbulente Strömungen	2
2.2 Simulationsverfahren für turbulente Strömungen	3
2.3 Feinstrukturmodellierung nach Smagorinsky	7
3 Modellierung der Fremdzündung	8
3.1 Zündkanal-Modellierung	8
3.2 Frühe Flammenkern Entwicklung	10
3.3 Turbulente Flammenausbreitung	12
Literaturverzeichnis	13

1 Einleitung

In dieser Ausarbeitung wird die Modellierung der Zündung für Large-Eddy Simulationen der ottomotorischen Verbrennung beschrieben. Dabei wird in der Einleitung zunächst kurz auf den Verbrennungsprozess eines Ottomotors eingegangen (siehe Kapitel 1.1), damit die Abläufe in der Verbrennung deutlich werden.

Darauf folgt in Kapitel 2 eine allgemeine Erläuterung der Large-Eddy Simulation, worauf in Kapitel 3 dann auf die Modellierung der Zündung in einer ottomotorischen Verbrennung eingegangen wird.

1.1 Ottomotorischer Verbrennungsprozess

Laut [8] lässt sich der ottomotorische Verbrennungsprozess in

- Zünd- und Entflammungsphase
- Phase der vorwiegend turbulenten Flammenausbreitung
- Phase des Erlöschens der Flamme im wandnahen Bereich gegen Ende der Verbrennung

aufteilen. Das Flammenwachstum, von dem Einleiten der Zündung bis hin zur Ausbildung einer voll turbulenten Flammenfront, ist dabei durch molekulare Diffusionsprozesse, durch chemische Reaktionen und durch die starke volumetrische Expansion der heißen Verbrennungsprodukte hinter der Reaktionszone bestimmt. Die Hautverbrennung, von der Ausbildung von stabilen Flammenkernen bis hin zum Erlöschen, wird überwiegend vom Strömungsfeld im Brennraum und von der Intensität der lokalen Turbulenz bestimmt. Sobald die Verbrennung gegen Ende geht, nimmt der Turbulenzeinfluss in den wandnahen Bereichen ab, so dass die Reaktionskinetik geschwindigkeitsbestimmend wird [8].

Die Verbrennung wird gegen Ende des Kompressionsvorganges durch die Zündkerze eingeleitet. Dabei breitet sich zunächst eine laminare Flammenfront aus, die sehr schnell turbulent wird. Die turbulente Flammenfront pflanzt sich fort, bis sie die Brennraumwände (an Kolben, Zylinderkopf und Zylinderlauffläche) erreicht. Bei Motoren mit Direkteinspritzung muss das lokale Erlöschen der Flamme aufgrund eines lokal mageren Gemisches ebenfalls berücksichtigt werden [9].

2 Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen

Die Large Eddy Simulation, oder kurz LES, ist eine Technik, mit der sich turbulente Strömungen berechnen lassen. Um auf diese genauer einzugehen, werden neben der LES und zwei weiteren Simulationsverfahren (DNS und RANS) zur Berechnung turbulenter Strömungen, auch das physikalische Verhalten turbulenter Strömungen kurz erläutert.

2.1 Turbulente Strömungen

Entscheidend für den Wechsel zwischen laminarer und turbulenter Strömung ist die Reynoldszahl Re der Strömung, welche das Verhältnis von Trägheitskräften zu Zähigkeitskräften beschreibt:

$$Re = \frac{vL}{\nu} \quad (2.1)$$

Dabei steht v für den Geschwindigkeitsbetrag, L für die charakteristische Länge und ν für die kinematische Viskosität. Für hohe Reynoldszahlen ist die laminare Strömungsform instabil und es findet ein Übergang zur turbulenten Strömungsform statt. Die turbulente Strömungsform hat nach [2] immer stochastischen, dreidimensionalen, rotationsbehafteten, instationären und dissipativen Charakter [2].

In turbulenten Strömungen findet ein Austausch kinetischer Energie zwischen den Wirbeln verschiedener Größen statt. Es wird der Begriff Energiekaskade eingeführt, mit dem man die Vorstellung, dass Wirbel, getrieben durch Scherkräfte, mit der Zeit zu immer kleineren Wirbelstrukturen mit entsprechend höheren Wellenzahlen (κ) zerfallen beschreibt.

Zur Erläuterung wird das Energiespektrum herangezogen, welches in Abbildung 2.1 in Form einer blauen Kurve dargestellt ist. Es ist zu erkennen, dass bei großen Skalen, also kleinen Wellenzahlen $\kappa = \frac{2\pi}{L}$, Energie produziert wird. Diese Energie wird dann hin zu den kleinen Skalen transportiert, worauf im Anschluss die Dissipation folgt.

Im Folgenden wird die Kolmogorowsche Energiekaskade kurz veranschaulicht:

Der Anregungsterm F (s. Abb. 2.1) entsteht hier durch großräumige Variationen der mittleren Geschwindigkeit, daher wirkt er besonders auf kleinen Wellenzahlen. Dabei sei $F(\kappa) = 0$ für $\kappa > \kappa_f$.

Daraus folgt, dass für alle Vorgänge bei $\kappa \gg \kappa_f$ nur die zugeführte Gesamtenergie $\sum_{\kappa} F = \epsilon$ von Bedeutung ist. Durch die Energiezufuhr bei $\kappa < \kappa_f$ hat $\epsilon(\kappa)$ dort sein Maximum (Energiebereich des Spektrums).

Durch den Faktor κ^2 im Dissipationsterm

$$\begin{aligned}
 D(\kappa) &= 2\nu\kappa^2\epsilon(\kappa) \\
 &\text{mit} \\
 \kappa &= \text{Wellenzahl,} \\
 \nu &= \text{Viskosität,} \\
 \epsilon(\kappa) &= \text{Energiespektrum}
 \end{aligned}
 \tag{2.2}$$

ist dieser eher für große Wellenzahlen bedeutsam. Es ist also vertretbar anzunehmen, dass $D(k) \approx 0$ für kleine Wellenzahlen ist.

Bei $\kappa > \kappa_d$ findet Dissipation im Dissipationsbereich statt. In dem Bereich $\kappa_f < \kappa < \kappa_d$ ist dann alleine der Trägheitsterm wirksam, weshalb hier vom Inertialbereich gesprochen wird. κ_d hängt dabei von der Viskosität ab, bzw. bei ansonsten unveränderten Größen von der Reynolds-Zahl.

Durch Dimensionsanalyse lässt sich zeigen, dass

$$\epsilon(\kappa) = C_K \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} \tag{2.3}$$

gilt, wobei C_K die sogenannte Kolmogorov-Konstante beschreibt.[3]

In Abbildung 2.1 wird beispielhaft das Energie- und Dissipationsspektrum isotroper Turbulenz für $Re_L = 10^4$ und $k_f = 82$ bzw. $k_d = 105$ dargestellt. Die in der Grafik eingetragenen Pfeile symbolisieren dabei die Dominanz von Energieertrag, Transfer und Dissipation in den entsprechenden Bereichen, so dass die Vorstellung einer Energiekaskade schematisch zusammengefasst wird. [3]

2.2 Simulationsverfahren für turbulente Strömungen

Im Allgemeinen lassen sich die Bewegungen eines viskosen Fluids im laminaren und turbulenten Fall durch die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben. Auf dieser Grundlage entwickelten sich drei Simulationsverfahren zur Berechnung turbulenter Strömungen:

1. Direkte Numerische Simulation (DNS)

Bei diesem Verfahren wird das numerische Gitter für die Berechnung der Strömung so fein gewählt, dass auch die kleinsten in der Strömung auftretenden Wirbel durch das Diskretisierungsverfahren aufgelöst und damit berechnet werden können. Es werden also die Bewegungsgleichungen mit Hilfe eines Gitters, das alle Längenskalen darstellt, gelöst. Je höher jedoch die Reynolds-Zahl ist, desto feiner muss das verwendete Gitter sein, so dass dieses Verfahren extrem aufwändig werden kann (zum Beispiel im dreidimensionalen, instationären Fall).[3]

2. Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation (RANS)

Anders als bei dem DNS Verfahren wird bei dem RANS Verfahren eine statistische Betrachtung der Turbulenz auf Grundlage der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen durchgeführt. Fluktuationen erscheinen jedoch in ihrem Mittel noch in den Gleichungen, so dass für diese Terme ein Turbulenzmodell eingeführt wird. Wenn

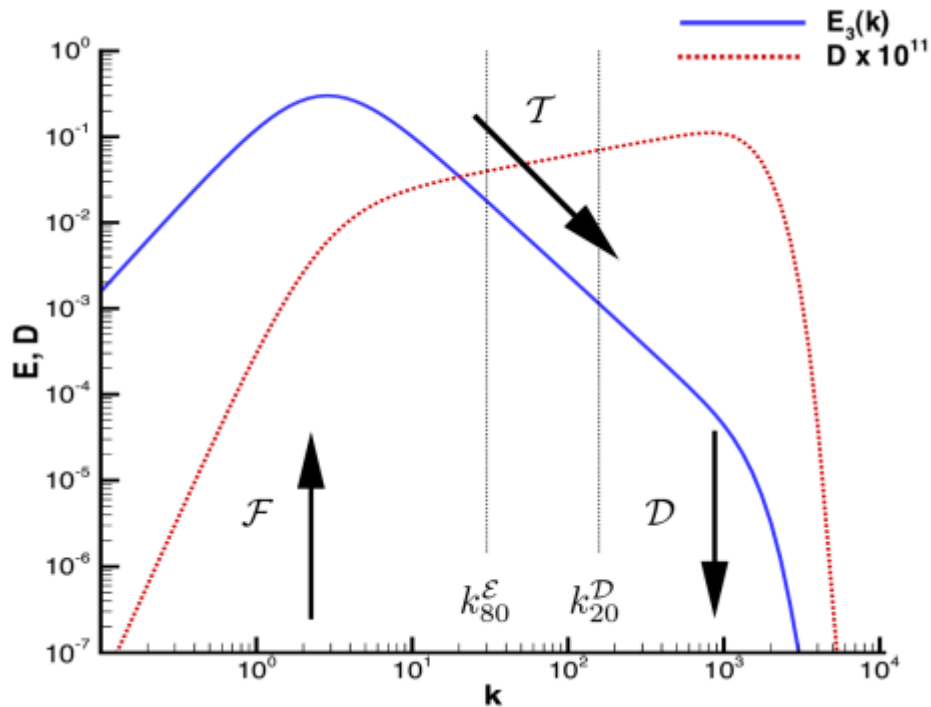


Abbildung 2.1: Energie- und Dissipationsspektrum isotroper Turbulenz nach [3]. Das Energiespektrum ist dabei in blau und das Dissipationsspektrum in rot eingezeichnet.

die Fluktuationen jedoch sehr stark durch individuelle Geometrien geprägt sind, ist es sehr schwer ein universelles Modell bereitzustellen, das diese Aufgabe für jede auftretende Geometrie erfüllt [3].

3. Large Eddy Simulation (LES)

Aus dem Energiespektrum der Turbulenz und der in Tabelle 2.1 aufgelisteten Eigenschaften der großen und kleinen Skalen folgt, dass der größte Anteil der kinetischen Energie in den niedrigen Wellenzahlen und damit in den großen Wirbeln liegt (siehe Abbildung 2.1). Bei der LES werden diese großen energietragenden Wirbelstrukturen nicht modelliert, sondern explizit aufgelöst um sie zu berechnen, wohingegen

große Skalen	kleine Skalen
geometrieabhängig	universell
werden von mittlerer Strömung generiert	Zerfallsprodukte der große Skalen
oft stark geordnet	ungeordnet
inhomogen, anisotrop	homogen, isotrop
energiereich	energiearm
langlebig	kurzlebig
diffusiv	dissipativ

Tabelle 2.1: Eigenschaften der grobskaligen und der feinskaligen Turbulenz, nach [7].

die kleinskaligen Anteile mit Hilfe eines so genannten Feinstrukturmodells (zB. nach Smagorinsky, siehe 2.3) modelliert werden. Der Ausgangspunkt der LES ist also die Trennung in große und kleine Skalen, die entsprechend als Grobstruktur (grid scale) und Feinstruktur (sub-filter scale) bezeichnet werden.

Dem entsprechend werden Geschwindigkeit, Druck und Skalar aufgespalten in:

$$\begin{aligned} u_i &= \overline{u_i} + u'_i \\ p &= \overline{p} + p' \\ \phi &= \overline{\phi} + \phi' \end{aligned} \quad (2.4)$$

wobei der Überstrich die Grobstruktur und das Apostroph die Feinstruktur kennzeichnet.

Der meist verwendete Ansatz für die Trennung der Skalen ist die räumliche Filteroperation. Die Filterung kann dabei durch ein so genanntes Faltungsintegral

$$\overline{u}(x) = \int_{\mathbb{R}^3} G(x, y, \Delta(x)) u(y) dy, x \in \mathbb{R} \quad (2.5)$$

dargestellt werden. Δ ist dabei die im Allgemeinen ortsabhängige Filterweite und G beschreibt den so genannten Filterkern im Bereich $|x - y| = \mathcal{O}(\Delta)$, für den gilt:

$$\int_{\mathbb{R}^3} G(x, y, \Delta(x)) dy = 1 \quad (2.6)$$

Daraus ergeben sich die Gefilterten Navier-Stokes-Gleichungen nach [3] zu:

$$\begin{aligned} \partial_{x_i} \overline{u_i} &= 0 \\ \partial_t \overline{u_i} + \partial_{x_i} (\overline{u_i} \overline{u_j}) + \partial_{x_i} \overline{p} &= \partial_{x_j} (2\nu \overline{S_{ij}}) - \partial_{x_j} \tau_{ij} \\ &\text{mit} \\ \overline{S_{ij}} &= \frac{1}{2} (\partial_{x_i} \overline{u_j} + \partial_{x_j} \overline{u_i}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Dabei stellt der Term

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (2.8)$$

den Beitrag der nicht aufgelösten Bewegung in den Gleichungen der aufgelösten Strukturen dar. Da diese Feinstrukturspannungen nicht direkt über die gefilterten Geschwindigkeiten $\overline{u_i}$ ausgedrückt werden können, entsteht hier ein Schließungsproblem. Es wird also ein Feinstrukturmodell $\tau_{ij} \approx \tau_{ij}^{\text{mod}}(\overline{u})$ benötigt.

Daraus ergeben sich die geschlossenen Gleichungen zu:

$$\begin{aligned} \partial_{x_i} \tilde{u}_i &= 0 \\ \partial_t \tilde{u}_i + \partial_{x_i} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \partial_{x_i} \tilde{p} &= \partial_{x_j} (2\nu \tilde{S}_{ij}) - \partial_{x_j} \tau_{ij}^{\text{mod}} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Diese gefilterten geschlossenen Gleichungen bezeichnet man als LES-Gleichungen. Der zu modellierende Term τ_{ij} hängt dabei von den Eigenschaften des Filters ab [3].

Durch das Eliminieren der kleinskaligen Anteile kann das Gitter grober sein als beispielsweise für die DNS. Auch ist das Verfahren für hohe Reynoldszahlen anwendbar

[3].

Dabei können kleine Kolmogorov-Wirbel mit guter Näherung als isotrop und unabhängig von der makroskopischen Strömung angesehen werden. Dies vereinfacht die Modellierung der kleinskaligen Anteile. Durch kleiner werdende Filterweiten kann bei steigendem numerischen Aufwand ein größerer Anteil der turbulenten kinetischen Energie numerisch berechnet werden. Entsprechend sinkt dann der Einfluss des Modells [2]. Eine kurze Übersicht der besprochenen Ansätze ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

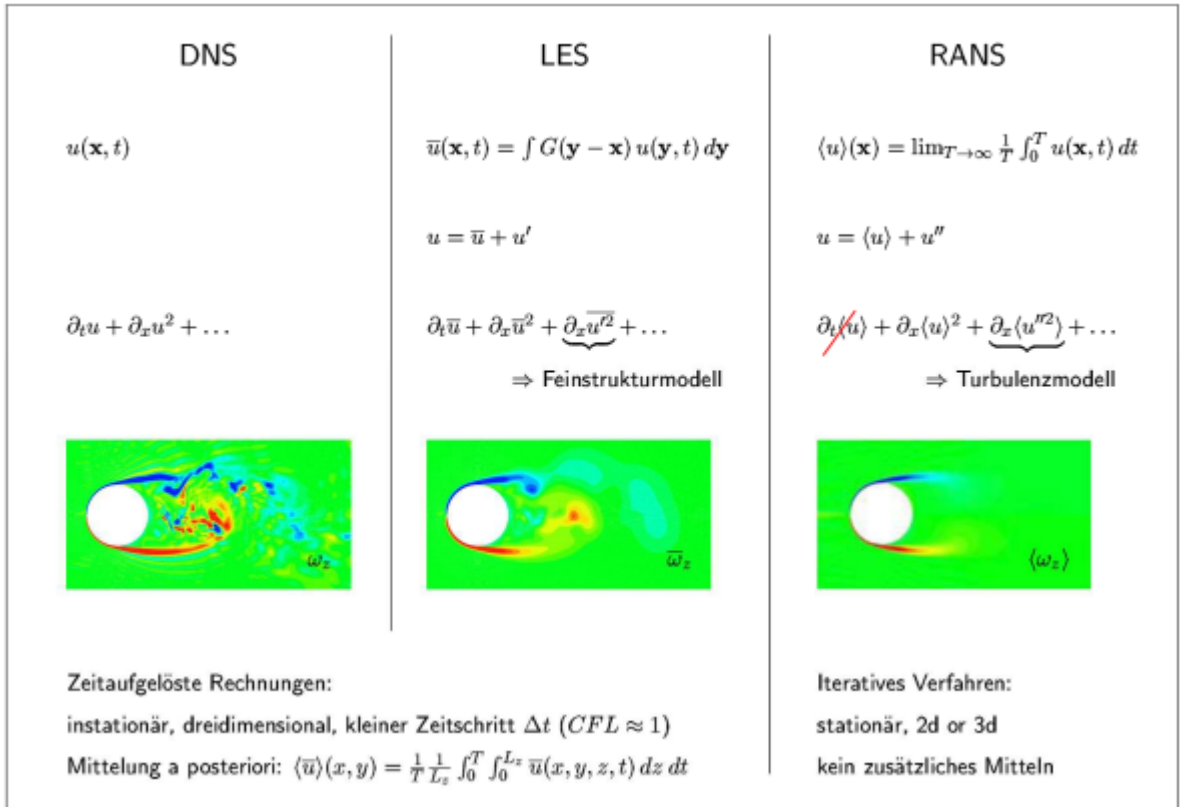


Abbildung 2.2: Übersicht über die besprochenen Ansätze zur Berechnung turbulenter Strömungen nach [3]. Oben: die abhängigen Variablen der Rechnung und Skizze der zu lösenden. In der Mitte: Illustration der numerisch aufgelösten Anteile am Beispiel der Wirbelstärke in einem Schnitt durch die dreidimensionale Strömung um einen unendlich langen Kreiszyylinder. Unten: Bestimmung von Mittelwerten.

2.3 Feinstrukturmodellierung nach Smagorinsky

Im Allgemeinen dient ein Feinstrukturmodell dazu, die Auswirkungen der nicht aufgelösten Anteile der Strömung auf die aufgelösten Anteile (die Grobstruktur) zu repräsentieren. Als Beispiel eines solchen Feinstrukturmodells wird hier die Feinstrukturmodellierung nach Smagorinsky kurz erläutert. Bei diesem Modell wird zunächst der Ansatz von Boussinesq verwendet, das heißt es wird eine turbulente Scheinzähigkeit in Analogie zum Impulsaustausch durch molekulare Effekte eingeführt:

$$\tau_{i,j}^{a,mod} = -\nu_t 2\overline{S}_{i,j} \quad (2.10)$$

Die Wirbelviskosität ist dabei nach [3] durch

$$\nu_t = l_{FS} q_{FS} \quad (2.11)$$

gegeben. l_{FS} beschreibt dabei einen charakteristischen Längenmaßstab der Feinstruktur und q_{FS} einen charakteristischen Geschwindigkeitsmaßstab der Feinstruktur. Für den Geschwindigkeitsmaßstab kann $q_{FS} = l_{FS} |\overline{S}|$ gewählt werden, so dass mit $|\overline{S}| = \sqrt{2\overline{S}_{i,j}\overline{S}_{i,j}}$ und $l_{FS} = \Delta$ bzw. $l_{FS} = C_S \Delta$

$$\nu_t = (C_S \Delta)^2 |\overline{S}| \quad (2.12)$$

folgt. Smagorinsky schlägt dabei für C_S den Wert 0.1 vor. Dieser Wert ist nicht universell und kann beispielsweise durch dynamische Modelle lokal approximiert werden. Daraus ergibt sich dann für die Modellierung des Feinstruktur tensors

$$\tau_{ij}^{a,SM} = -2(C_S \Delta)^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij} \quad (2.13)$$

zur Schließung der LES-Gleichungen.

3 Modellierung der Fremdzündung

In Kapitel 1 wurde bereits kurz beschrieben welche Phasen bei dem ottomotorischen Verbrennungsprozess durchlaufen werden. Die sehr kleinen Skalen, die bei dem Zündprozess üblich sind, können aufgrund des heute nicht realisierbaren Berechnungsaufwandes, nicht durch ein Rechengitter erfasst werden. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit ein Modell vorgestellt, dass die Zündung und die daraus resultierende Flammenausbreitung bis zu hinreichend großen Flammenstrukturen, die auf dem Gitter aufgelöst werden können, simuliert. Dabei werden so genannte Lagrange-Partikel eingeführt, die den Zündkanal bzw. einen Teil des Zündkerns repräsentieren. Allgemein wird die Modellierung in drei Teile aufgeteilt, die im Folgenden näher erläutert werden [1]:

- Zündkanal-Modellierung
- Frühe Flammenkern Entwicklung
- Turbulente Flammenausbreitung

3.1 Zündkanal-Modellierung

Sobald die Energiezufuhr durch die Zündkerzen beginnt, wird ein dünner Zündkanal zwischen den Elektroden der Funkenstrecke geformt. Dabei repräsentiert dieser eine selbsterhaltende Gasentladung zwischen den Elektroden, die ein ausreichendes Level von Elektrodenspannung aufbringen, um die erforderliche hohe Stromdichte zu erhalten.

Wie bereits oben erwähnt ist die typische Zündkanaldicke zu dünn um durch ein herkömmliches Gitter gelöst zu werden. Deshalb werden Lagrange-Partikel verwendet, wobei die Gemischeigenschaften des lokalen Strömungsfeldes zu diesen Partikeln durch die bekannten Werte der Gitterzellen interpoliert werden. Die Bewegung der mittleren Position des ionisierten Lichtbogens führt durch die Effekte der turbulenten Dehnung und Faltung zu dem Zündkanal. Sie wird modelliert durch die konvektive Strömungsgleichung, die für jedes Partikel modelliert wird:

$$\begin{aligned} u_j &= \langle u_{j_{cell}} \rangle + \frac{\partial u_{i_{cell}}}{\partial x_i} \Delta x_i + u_{j_{SGS}} \\ u_{j_{SGS}} &= \sqrt{\frac{2}{3} \left(k_{SGS_{all}} + \frac{\partial k_{SGS_{all}}}{\partial k_i} \Delta x_i \right)} \\ k_{SGS} &= \frac{(\nu_{mol} + \nu_{turb})^2}{(c_s \Delta)^2} \end{aligned} \quad (3.1)$$

k beschreibt dabei die turbulente kinetische Energie, Δ die Filterweite bzw. die Zellgröße, ν_{mol} die molare Viskosität, ν_{turb} die turbulente Scheinviskosität und SGS steht für sub-grid scale [1].

Abhängig von der Dehnung des Zündkanals werden zusätzliche Partikel initialisiert, um eine quasi-äquidistante Diskretisierung zu erhalten.

Es wird ein kugelförmiger Flammenkern, an der zuvor durch die konvektive Strömungsgleichung bestimmten Stelle des Zündkanals, plaziert falls die über das Flamelet-Modell berechnete Temperatur \tilde{T}_p , gemittelt über ΔZ , die cross-over Temperatur T^0 überschreitet [1].

$$\tilde{T}_p \geq c_{p0} T^0 \quad (3.2)$$

Diese Bedingung stellt die kinetische Zündgrenze dar.

Eine lokalisierte Zündung führt jedoch nicht notwendigerweise zu einer fortlaufenden Flammenkern Verbreitung, da die Kolmogorov-Wirbel die innere Reaktionsebene eines initialisierten quasi-laminaren Flammenkerns unter lokalen Mischungsbedingungen stören kann. Die Turbulenz kann dabei einen kritischen Verlust der Radikale in Richtung der Vorheizzone veranlassen, so dass die Flammenstruktur nicht bewahrt werden kann. Dabei kann es lokal sogar zur Löschung der Flamme kommen. Aus diesem Grund wird ein lokales Karlovitz Kriterium angewendet, welches als Kriterium für eine erfolgreiche Flammenkern-Verbreitung dient [5]:

$$Ka_\delta = \xi \left(\frac{u'_\Delta l_F}{s_L^3 \Delta} \right)^{\frac{1}{2}} < 1 \quad (3.3)$$

mit $\xi = 0.05$

mit Δ als LES-Filterweite, u'_Δ als sub-filter Geschwindigkeitsfluktuation, l_F als laminare Flammendicke und s_L als laminare Brenngeschwindigkeit [6].

In Abbildung 3.1 ist das Regime-Diagramm für eine turbulente vorgemischte Verbrennung zu erkennen, welches den Einfluss der Karlovitz-Zahl verdeutlicht.

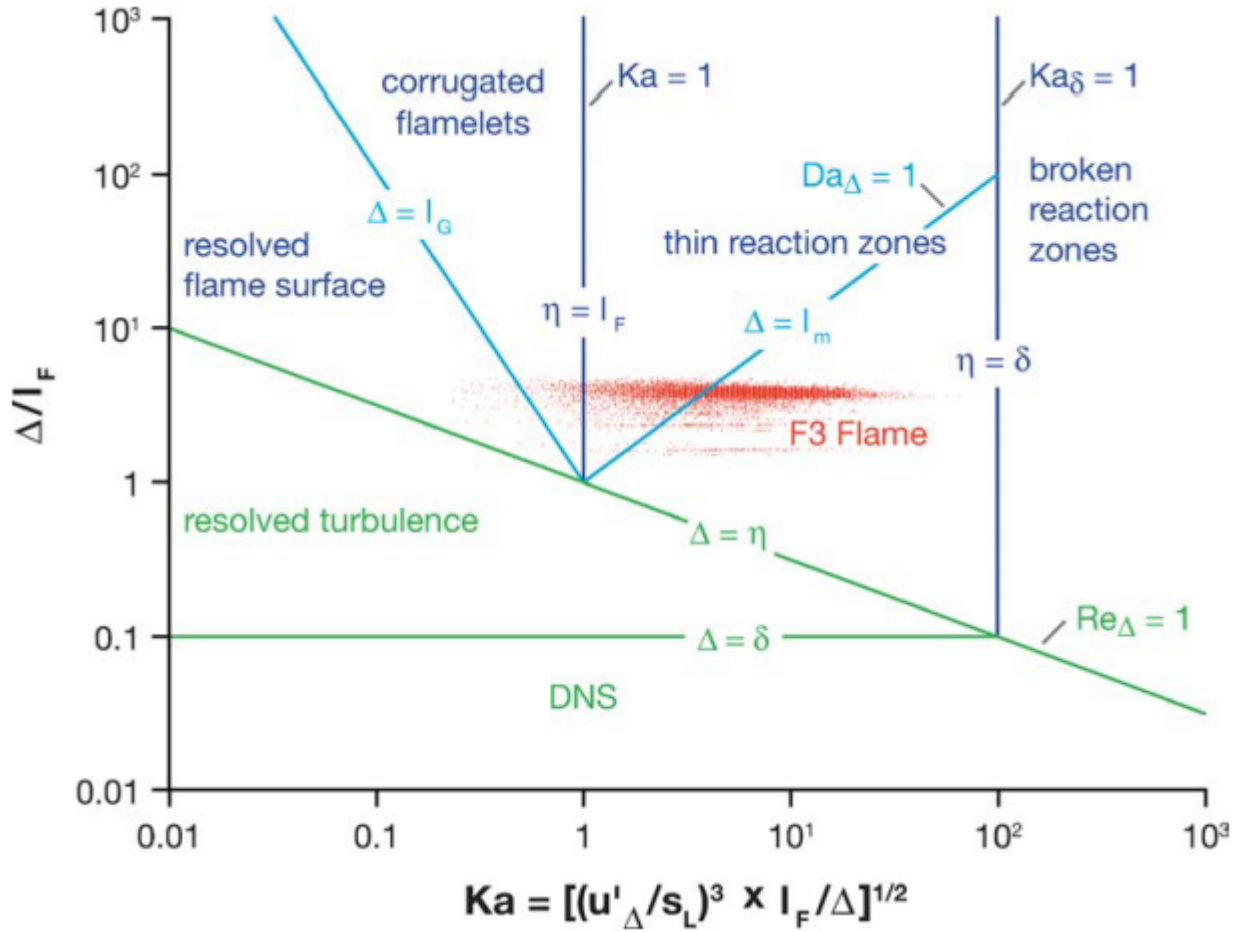


Abbildung 3.1: Regime-Diagramm für LES [6]

3.2 Frühe Flammenkern Entwicklung

Sofern die lokalen Bedingungen an einer Partikelposition eine Zündung zulassen (siehe Kapitel 3.1), wird ein kleiner quasi-laminarer kugelförmiger Flammenkern initialisiert. Dieser wächst auf dem sub-grid scale (SGS) mit der lokalen turbulenten Brenngeschwindigkeit. Dabei wird die nicht-kugelartige frühe Flammenfront durch die einhüllende Oberfläche von sich überkreuzenden kugelförmigen Flammenkernen rekonstruiert. Das Flammenkernwachstum berechnet sich aus:

$$\frac{dm_K}{dt} = 4\pi r_{FK}^2 \rho_u s_{T,k} \quad (3.4)$$

Der Radius eines jeden kugelförmigen Flammenkerns wird berechnet durch:

$$\tilde{r}_{FK} = \left(\frac{3 m_{FK}}{4 \pi \tilde{\rho}_b} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.5)$$

mit m_{FK} als die verbrannte Masse und $\tilde{\rho}_b$ als die mittlere verbrannte Gasdichte [1]. Die Dichte wird durch das ideale Gasgesetz bestimmt:

$$\tilde{\rho}_b = \frac{p}{\tilde{R}_b \tilde{T}_{FK}} \quad (3.6)$$

mit p als Druck, \tilde{R}_b als spezifische Gaskonstante der gemittelten verbrannten Mischung und \tilde{T}_{FK} als gemittelte Flammenkerntemperatur [1]. Da die Dichte des verbrannten Gases aufgrund der wachsenden Kern Temperatur T_{FK} (durch \dot{Q}_{sprk}) signifikant kleiner sein kann als die Dichte eines adiabat verbrannten Gases zu der Temperatur T_{ad} , wird die Temperatur berechnet durch:

$$\frac{d}{dt}\tilde{T}_{FK} = -\frac{\dot{m}_{FK}}{m_{FK}}(\tilde{T}_{FK} - \tilde{T}_{ad}) + \frac{\dot{Q}_{sprk}\eta_{eff}}{m_{FK}\tilde{c}_p} + \frac{1}{\tilde{\rho}_b\tilde{c}_p}\frac{dp}{dt} - \frac{\epsilon\sigma AT_{Fl}^4}{m_{Fl}c_p} \quad (3.7)$$

dabei ist $\eta_{eff} \approx 0.3$ und beschreibt die Effizienz des elektrischen Energietransfers auf das Gas. c_p beschreibt die spezifische Wärme und p den Druck. Der letzte Term auf der rechten Seite berücksichtigt in Gleichung 3.7 den Verlust durch Strahlung (für weitere Informationen siehe z.B. [4]).

Die turbulente Verbrennungsgeschwindigkeit $\tilde{s}_{T,k}$ wird aus dem Flamelet-Modell bestimmt:

$$\tilde{s}_{T,k} = \int_0^1 s_L(Z)(1 + \tilde{\sigma}_t(Z))\tilde{P}(Z; \tilde{Z}, \tilde{Z}''^2_{sub})dZ - k(D_{t,p}) \quad (3.8)$$

mit $\tilde{\sigma}$ als Flammen-Oberflächen-Verhältnis, welches durch \tilde{Z} und \tilde{Z}''^2 parametrisiert wird. Der Einfluss der Turbulenz auf die Chemie wird durch die als β -Verteilung angenommene Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion beschrieben.

Die turbulente Diffusivität D_t ist eine Subfiltergröße, welche gegeben ist durch:

$$D_t = (C_z\Delta)^2|\bar{S}| \quad (3.9)$$

Dabei ist C_z eine Modellierungskonstante.

3.3 Turbulente Flammenausbreitung

Sobald die Flamme auf dem Gitter gelöst werden kann, wird das Lagrange-Partikel-Modell deaktiviert und es wird eine Level-Set-Methode verwendet, um die mittlere turbulente Flammenfront numerisch zu transportieren. Dann wird der G-Gleichungsansatz angewendet, welche auf der iso-Fläche gültig ist:

$$\langle \rho \rangle \frac{\partial \tilde{G}}{\partial t} + \langle \rho \rangle \nabla \tilde{G} \cdot \tilde{\mathbf{u}} = - \langle \rho \rangle \tilde{D}'_t \tilde{K} |\nabla \tilde{G}| + (\rho \tilde{s}_T) |\nabla \tilde{G}| \quad (3.10)$$

Dabei gilt für \tilde{D}'_t die in Gleichung 3.9 genannte Beziehung. Außerhalb des iso-Fläche ist die vorzeichenbehaftete Abstandsfunktion erforderlich, so dass $|\tilde{G}| = 1$ gilt. Die Level-Set Gleichung erlaubt eine exakte Berechnung der Krümmung $\tilde{K} = \nabla \cdot \tilde{\mathbf{n}}|_{\tilde{G}=\tilde{G}_0}$ aus dem Normalenvektor der mittleren turbulenten Flammenfront.

Literaturverzeichnis

- [1] DAHMS, Rainer N. ; DRAKE, Michael C. ; FANSLER, Todd D. ; KUO, T.-W. ; PETERS, N.: *Combustion and Flame* 158 2229-2244. Elsevier, 2011
- [2] DÜSING, Michael: *Large-Eddy Simulation turbulenter Vormischflammen*, 2004
- [3] FRÖHLICH, Jochen: *Large Eddy Simulationen turbulenter Strömungen*. Teubner, 2006
- [4] KNEER, R.: *Vorlesungsumdruck Wärme- und Stoffübertragung 1/2*. Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung Aachen, 2013
- [5] PETERS, N.: *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000
- [6] PITSCH, Heinz: *Large-Eddy Simulation of Turbulent Combustion*. Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 2006
- [7] SCHUMANN, U.: *Large eddy simulation of turbulent convection over flat and wavy surfaces*. University Press, 1993
- [8] STAN, C.: *Particularities of Combustion in Direct Injection Spark Ignition Engines*. SAE, 2001
- [9] STANCIU, Andrei S.: *Gekoppelter Einsatz von Verfahren zur Berechnung von Einspritzhydraulik, Gemischbildung und Verbrennung von Ottomotoren mit Kraftstoff-Direkteinspritzung*. 2005