

2 Fourier-Synthese am Verbrennungsmotor

2.1 Grundlagen der Fourier-Synthese

Nach dem Fourier-Theorem lässt sich ein periodisches Signal $f(t)$ mit der Periodendauer T durch einen Gleichanteil und einer unendlichen Summe harmonischer Signale $h_i(t)$ mit unterschiedlichen Kreisfrequenzen ω_i darstellen, die sich in ihren Amplituden c_i und Phasen φ_i unterscheiden. Die Kreisfrequenzen der Unterschwingungen bilden jeweils Vielfache der Grundkreisfrequenz $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$. Für speziell periodische Funktionen ist die Summendarstellung, die auch als trigonometrische Reihe oder Fourier-Reihe bezeichnet wird, folgendermaßen darstellbar: Nach dem Fourier-Theorem lässt sich ein periodisches Signal $f(t)$ mit der Periodendauer T durch einen Gleichanteil und einer unendlichen Summe harmonischer Signale $h_i(t)$ mit unterschiedlichen Kreisfrequenzen ω_i darstellen, die sich in ihren Amplituden c_i und Phasen φ_i unterscheiden. Die Kreisfrequenzen der Unterschwingungen bilden jeweils Vielfache der Grundkreisfrequenz $\omega_0 = \frac{2\pi}{T}$. Für speziell periodische Funktionen ist die Summendarstellung, die auch als trigonometrische Reihe oder Fourier-Reihe bezeichnet wird, folgendermaßen darstellbar:

$$f(t) = c_0 + \sum_{i=1}^{\infty} [a_i \cos(i\omega_0 \cdot t) + b_i \sin(i\omega_0 \cdot t)] \quad \text{Gl. 2.1}$$

Die Größen c_0 , a_i und b_i werden als Fourier-Koeffizienten bezeichnet. c_0 stellt den Mittelwert (Gleichanteil) des Signals $f(t)$ dar. Steht $f(t)$ z. B. für einen zeitlich oszillierenden Druck $p(t)$, entspricht c_0 dem mittleren Wert des Drucksignals. Die Darstellung der Fourier-Reihe lässt sich vereinfachen, wenn man folgenden Zusammenhang benutzt:

$$a_i \cos(i\omega_0 t) + b_i \sin(i\omega_0 \cdot t) = c_i \cos(i\omega_0 t + \varphi_i) \quad \text{Gl. 2.2}$$

mit

$$c_i = \sqrt{a_i^2 + b_i^2} \quad \text{Gl. 2.3}$$

und

$$\varphi_i = \arctan\left(\frac{a_i}{b_i}\right) \quad \text{Gl. 2.4}$$

Damit wird aus Gleichung 2.1 die sogenannte spektrale Darstellung der Fourier-Reihe:

$$f(t) = c_0 + \sum_{i=1}^{\infty} c_i \cos(i\omega_0 \cdot t + \varphi_i) \quad \text{Gl. 2.5}$$

Ein periodisches Signal $f(t)$ kann somit nach einer Fourieranalyse durch die Größen

c_0 : Gleichanteil (Mittelwert des Signals $f(t)$)

c_i : Amplitude der Ordnung i

φ_i : Phase der Ordnung i

dargestellt werden. [15]

Für ein periodisches Signal lautet die Hintransformation aus der zeitlichen Darstellung in die spektrale Form in integraler und komplexer Schreibweise wie folgt:

$$F(\omega) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad \text{Gl. 2.6}$$

Die Rücktransformation aus der spektralen in die zeitliche Darstellung lautet:

$$f(t) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\omega) e^{+i\omega t} d\omega \quad \text{Gl. 2.7}$$

Die zu transformierende Funktion $f(t)$ ist allerdings häufig nicht bekannt, sondern kann nur zu N diskreten Zeiten mit $t_k = (N - 1) \cdot \Delta t$ abgegriffen werden. Für diesen Fall wird die diskrete Fourier-Transformation (DFT) herangezogen. Diese trifft die Annahme, dass $f(t)$ außerhalb des Intervalls eine periodische Fortsetzung erfährt. Die Fourier-Koeffizienten werden nach Definition folgendermaßen berechnet:

$$F(n) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{\frac{-2\pi i}{N} n} \quad \text{Gl. 2.8}$$

Mithilfe der inversen diskreten Fourier-Transformation (IDFT) erfolgt die Rücktransformation. Die Überführung aus dem spektralen in den zeitlichen Bereich lautet:

$$f(n) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} F_n e^{\frac{+2\pi i}{N} n} \quad \text{Gl. 2.9}$$

Ausgehend von *Cooley et al.* wurde ein Algorithmus entwickelt, mit der die Anzahl an komplexen Rechenoperationen zur Berechnung der Spektrallinien der DFT um den Faktor $\frac{N}{\ln N}$ reduziert werden kann [16]. Auf Grund des geringeren Rechenaufwandes und des damit einhergehenden kürzeren Rechenprozesses wird in diesem Zusammenhang die numerisch günstige Ausführungsvorschrift der DFT als schnelle Fourier Transformation (FFT) bezeichnet. [17]

2.2 Untersuchung der Druckpulsationen am V6-TDI

Als Versuchsmotor für die folgenden Untersuchungen wird der V6-TDI-Gen2-evo LK2 herangezogen. Die Bezeichnung steht für die Evolutionsbaureihe der 2. Generation seines Aggregats der zweiten Leistungsklasse (LK). Dieser ist ein moderner, direkt-einspritzender Viertakt-Dieselmotor mit jeweils zwei Ein- und Auslassventilen, einer Common-Rail-Einspritzpumpe, einem Füll- und Drall Zylindereinlass-Konzept und einem einstufigen Abgasturbolader. Technische Daten können der Tabelle A.1 im Anhang entnommen werden.

In einem ersten Schritt werden auf Basis eines abgestimmten, detaillierten 1D-Motormodells die Druckpulsationen im Motorluftpfad untersucht. Dazu werden im Abgaskrümmen direkt hinter dem Luftpfad von Zylinder 1 die Druckpulsation aufgezeichnet und über eine Fourier-Transformation in ihre spektralen Anteile zerlegt. Anschließend werden über die ermittelten Fourier-Koeffizienten (Ordnungs-, Phasen-, und Amplitudeninformation) die harmonischen Signale über eine Inverse Fourier Transformation (IDFT) wieder überlagert.

In Abb. 2.1 ist das Ergebnis des IDFTs dargestellt. In der linken Spalte sind von oben, beginnend mit dem mittleren Druck, die einzelnen harmonischen

Signale der Amplitudenhöhe nach aufgelistet. In der rechten Spalte sind die Pulsationen der jeweiligen Fourier-Ordnungen auf den mittleren Druck hinzuaddiert. Die wichtigste Ordnung beim 6-Zylindermotor ist die 3. Ordnung und dies aufgrund von drei Verbrennungen, die pro Motorumdrehung stattfinden und dabei durch einen Druckstoß einen Puls erzeugen. Die Addition der 3. Ordnung allein erbringt allerdings nur ein Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 36\%$. Mit jeder zusätzlichen Addition eines harmonischen Signals kann die Originalpulsation des Auslassdrucks genauer abgebildet werden. Mit bereits fünf Ordnungen wird hier der Auslassdruck mit einer Güte von $R^2 = 97\%$ dargestellt.

Für die Anwendung der Fourier-Synthese muss eine volle Periode mit einem Winkel von 360° definiert sein. Für die 4-Takt-spezifische Motoranwendung, bei der sich das Arbeitsspiel zusammensetzt aus zwei Kurbelwellenumdrehungen, würde eine Definition eines gesamten Arbeitsspiels auf 360° zu Verwirrungen führen. Stattdessen werden für einen handlicheren Gebrauch alle Ordnungen halbiert und somit in 0.5-Schritten ausgegeben.

Die Druckpulsationen im Motorluftpfad nehmen einen entscheidenden Einfluss auf den Ladungswechsel und damit auf die Verbrennung. Des Weiteren zeigt die Turbine durch eine pulsierende Druckbeaufschlagung ein differentes Verhalten statt bei konstant anliegendem Druck. Um diese relevanten Effekte abzubilden, werden vier Stützstellen definiert, an denen eine Darstellung des pulsierenden Drucks hinsichtlich realistischer Aussagen Vorteile erbringt.

Die Stützstellen „vor Zylinder“ und „nach Zylinder“ sorgen für einen korrekt abgebildeten Zylinder-Ladungswechsel und damit für die Möglichkeit einer Abbildung der Verbrennung mit Hilfe von bekannten Verbrennungsmodellen. Die Stützstellen „vor Verdichter“ und „vor Turbine“ sorgen einerseits für eine korrekte strömungsmechanische Balance des Turboladers zur Berechnung der Turbinendrehzahl, andererseits für eine korrekte, pulsierende Druckbeaufschlagung des Verdichters und der Turbine.

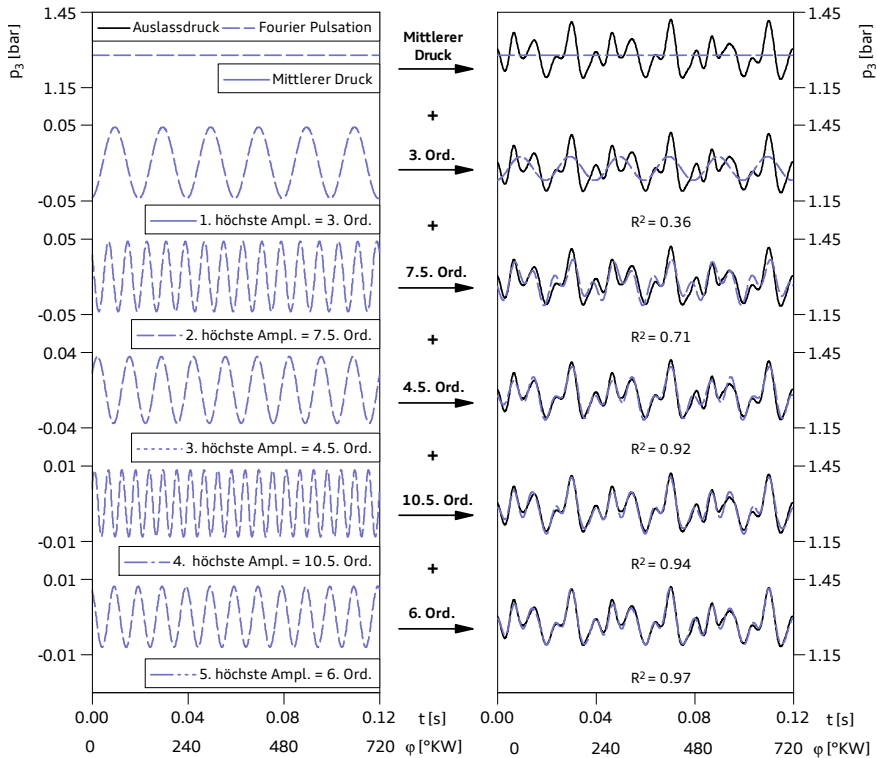


Abbildung 2.1: IDFT am Zylinderauslass ($n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 3.9 \text{ bar}$)

Anhand von vier ausgewählten Betriebspunkten gibt Abb. 2.2 einen Überblick, wie sich das Gütekriterium R^2 zur Anzahl an aufsummierten Unterschwingungen verhält. Dazu werden die definierten Stützstellen dargestellt.

Aus der Abbildung geht hervor, dass die benötigte Anzahl an Ordnungen für eine bestimmte Abbildungsgüte der Druckpulsationen für unterschiedliche Stützstellen nicht identisch ist. Auffällig ist die Stützstelle „Vor Zylinder“, wofür mehr Ordnungen benötigt werden, um eine vergleichbare Güte wie an den anderen Stützstellen zu erzielen. Der Grund liegt darin, dass der Druckverlauf im Luftpfad, der durch die Überlagerung von voreilendem und zurückeilendem Druckpuls entsteht, stark von der Luftpfadgeometrie abhängt. Ein langer Ansaugluftpfad, Rohrverzweigungen, Ladeluftkühler, Drall- und Füllbehälter verursachen viele Reflektionen im Ansaugstrang. Im Vergleich dazu sind die Druckpulse an den anderen Stützstellen mit bereits vier der wichtigsten Ord-

nungen gut reproduzierbar. Zusätzliche Unterschwingungen verbessern die Ergebnisgüte sehr gering.

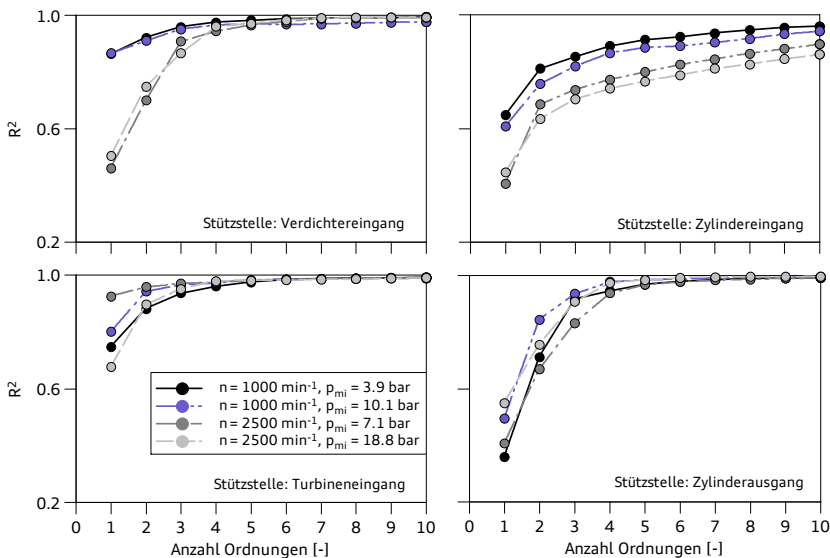


Abbildung 2.2: Gütekriterium vs. Anzahl an Ordnungen für vier definierte Stützstellen

Um den Einfluss der Druckpulsationen gegenüber einem mittleren Druck ohne Pulsationen quantitativ darzustellen, werden folgend einige Untersuchungen vorgestellt. In Abb. 2.3 (oben links) ist die Ladungswechselschleife exemplarisch an einem Betriebspunkt dargestellt. Bei Vorgabe eines mittleren Drucks (vergleichbar mit einem Mittelwertmodell) werden Abweichungen im Zylinderdruck von bis zu 350 mbar während diskreter Zeitpunkte toleriert. Wird sowohl einlass- als auch auslassseitig der anliegende Druck mit fünf Ordnungen beaufschlagt, kann die Ladungswechselschleife bereits sehr gut abgebildet werden.

In Abb. 2.3 (unten links) ist dargestellt, dass für die gewählten Betriebspunkte der Fehler im Luftaufwand mehr als 4 % betragen kann. Für den Betriebspunkt $n = 2500 \text{ min}^{-1}$, $p_{me} = 18.8 \text{ bar}$ ist zu erkennen, dass eine nicht ausreichend genaue Abbildung der Pulsation sogar einen nachteiligen Effekt auf den Ladungswechsel und somit auf den Luftaufwand zur Folge haben kann. Falsche Druck-

pulse während der Öffnungsphase der Steuerventile verändern prinzipiell die Zylinderfüllung. Mit der Superposition von weiteren Ordnungen kann dieser Fehler sukzessiv reduziert werden. Die Grafik unten rechts zeigt, dass der Fehler im Luftaufwand einen direkten Einfluss auf den maximalen Zylinderdruck während der Verbrennung nimmt. Ein geringerer Zylinder-Spitzenruck hat einen unmittelbaren Effekt auf den Brennverlauf und als weitere Folge einer Fehlerkette einen Einfluss auf das abgegebene Drehmoment an die Kurbelwelle.

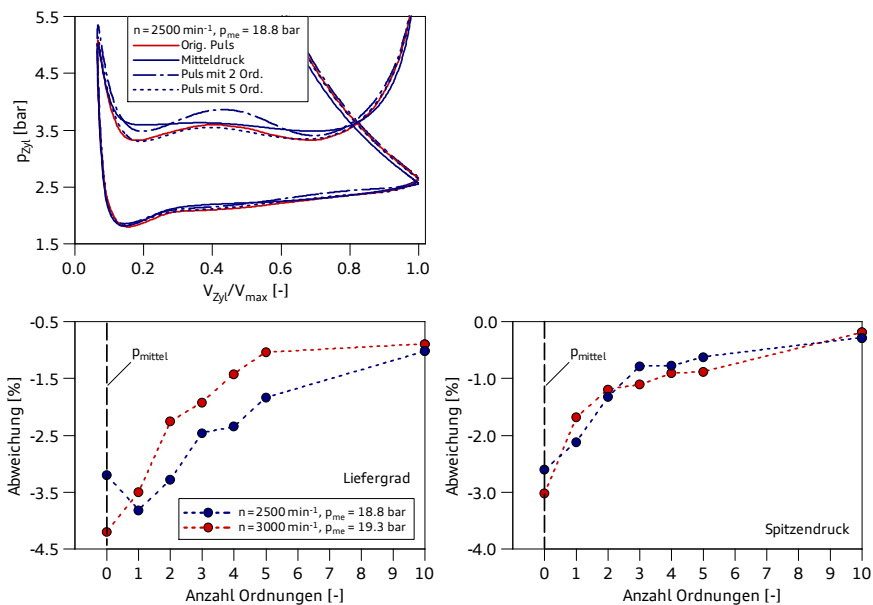


Abbildung 2.3: Untersuchungen der Modellqualität (innermotorisch)

Die gleichen quantitativen Untersuchungen werden auch auf der ATL-Seite durchgeführt. In Abb. 2.4 (oben links) ist der Turbinenwirkungsgrad kurbelwinkelaufgelöst für ein Arbeitsspiel dargestellt. Der Wirkungsgrad des Betriebspunktes $n = 2500 \text{ min}^{-1}$, $p_{me} = 18.8 \text{ bar}$ schwankt dabei im Maximalfall in einem absoluten Bereich von 26 %. Der massengemittelte Wirkungsgrad liegt dabei ca. 3 % unterhalb des zeitlich gemittelten Wirkungsgrades. Daraus wird ersichtlich, dass bei einer Turbinenbeaufschlagung mit einem mittleren Druck der durchgesetzte Massenstrom höher liegt als bei pulsierender Druckbeaufschlagung. Im Turbinenkennfeld (rechts) bedient man sich in der Folge eines

falschen Betriebspunkts. Die Turbine wird in diesem Fall in ihrem Wirkungsgrad und damit in ihrer Leistung überschätzt. Unten links in der Abb. 2.4 ist auch hier dargestellt, wie der Fehler im Wirkungsgrad mit der hier dargestellten Superposition der Fourier Funktionen mit ausreichend hoher Anzahl an Ordnungen nahezu eliminiert werden kann [4].

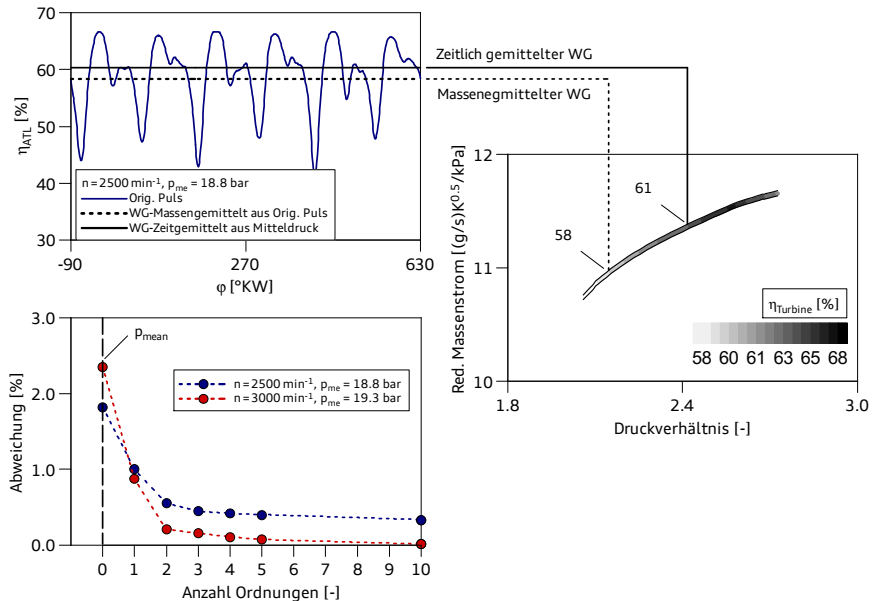


Abbildung 2.4: Untersuchungen der Modellqualität (abgasseitig)

Im Vergleich zum Turbineneinlass sind am Verdichtereinlass die Amplituden der Druckpulsationen auf Grund von thermodynamischen Zuständen im Bereich von Umgebungsbedingungen sehr moderat. Der Fehler im Verdichtereffizienzgrad, der dort infolge einer Vernachlässigung der Druckpulsationen gemacht wird, ist daher deutlich geringer. Auf eine nähere Darstellung wird aus diesem Grund an dieser Stelle verzichtet.

2.3 Charakteristik von Druckpulsationen

Grundsätzlich unterscheiden sich Pulse, die im Ansaugströmungspfad des Motors entstehen, von denen auf der Zylinderauslassseite. Für den Dieselmotor werden durch die Steuerorgane am Brennraum beide Seiten voneinander entkoppelt.

Auf der Einlassseite entstehen Druckpulsationen durch den Sog der mechanischen Abwärtsbewegung der Zylinderkolben, während die Einlassventile geöffnet sind. Der Laufweg der Luft aus der Umgebung bis in den Zylinder ist lang, sodass der Druckpuls in seiner Form von verschiedenen Effekten beeinflusst und verändert wird. Durch den Sog der Luft hinweg über den Bauraum des Verdichters, den des Ladeluftkühlers mit vielen, schmalen Kühlrohren, bis hin über den Luftsammler, werden durch Expansions- und Diffusionsvorgänge die Amplituden der Pulsationen durch Reibung gedämpft. Wird der Luftpfad getrennt und an einer späteren Stelle wieder zusammengeführt, so wie es beispielsweise durch getrennte Tangential- und Füllbehälter beim V6-TDI der Fall ist, erfahren die Pulse bei unterschiedlichen Lauflängen eine phasenversetzte Überlagerung. Darüber hinaus wird die Luft über die gesamte Strecke an geometrischen Krümmungen je nach Stärke eines Krümmungswinkels durch Eigenreflexionen überlagert. In der Regel ist der Druckpuls am Zylindereinlass durch alle komplexen Überlagerungsvorgänge nicht ohne Weiteres untersuchbar.

Im Gegensatz dazu werden Druckpulse auf der Zylinderauslassseite durch zwei Effekte erzeugt. Beim Öffnen der Auslasssteuerorgane liegt ein großer Druckgradient zwischen Brennraum und Auslasskrümmer vor, wodurch ein Druckstoß in Strömungsrichtung entsteht. Zudem hilft der Zylinderkolben durch seine Aufwärtsbewegung zusätzlich mechanisch nach. Um Druckpulsationen und ihre gegenseitigen komplexen Überlagerungen innerhalb des Motorluftpfades besser zu verstehen, werden folgend einige Untersuchungen vorgestellt. Diese basieren auf Modellausgangsgrößen, die aus einem 1D-Motormodell errechnet wurden. Abbildung 2.5 zeigt beispielhaft eine Druckpulsation (BP1: $n = 1125 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 18.6 \text{ bar}$), die am Auslass von Zylinder 1 abgegriffen ist (siehe rote Sensormarkierung am rechten Bild). Für diesen Betriebspunkt überlagern sich die Pulse vorteilhaft, sodass sich eine nähere Untersuchung anbietet.

dern wird vom Druckpuls 0. Grades, ausgehend von Zylinder 3 überlagert. Mit der gleichen Vorgehensweise können alle anderen an der Messstelle aufgetragenen Druckpulse in Abb. 2.5 nachvollzogen werden.⁴

An einem deutlich niedriglastigeren Betriebspunkt (BP2: $n = 1000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6.9 \text{ bar}$) soll veranschaulicht werden, inwieweit sich Pulsüberlagerungen infolge einer geringeren Schallgeschwindigkeit verschieben können. Betriebspunkt 2 hat im Vergleich zu Betriebspunkt 1 im Mittel eine um 280 K geringere Abgastemperatur, welches eine geringere Schallausbreitungsgeschwindigkeit von ca. 20 % ausmacht.

Am Beispiel von Zylinder 1 kann der Abbildung 2.6 (links) entnommen werden, wie im Gegensatz zum vorherigen Betriebspunkt, die Reflexion 1. Grades von Zylinder 1 mit der Reflexion 2. Grades von Zylinder 5 zusammenfallen. Es ergeben sich nach diesem Prinzip Pulse, die sich rein aus Überlagerungen zusammensetzen. Weiterhin ist zu erkennen, dass sich die Zeit zum Erreichen eines Pulses an der Messstelle (hinter Zylinder 1) aus der Zündfolge (ZF) des jeweiligen Zylinders im Verhältnis zu Zylinder 1 und der entsprechenden Lauflänge, die der Schall zu überwinden hat, zusammenfügen. Diese beträgt speziell für diesen Betriebspunkt in etwa 33 °KW für Zylinder 5 und 34 °KW für Zylinder 4 und 6. Die Lauflängen können im rechten Bild nachvollzogen werden. Die Zylinderzündfolge für den V6-TDI ist 1-4-3-6-2-5 mit einem Zündabstand von 120 °KW zwischen den jeweiligen Zylindern.

Es kann festgehalten werden, dass sich die Charakteristik des Druckpulses aufgrund der höheren Schallgeschwindigkeit ändert. Durch die Verschiebung der Druckpeaks findet auch hier eine gesamtheitliche, harmonische Überlagerungen der Druckstöße an der Messstelle statt, sodass dieser Betriebspunkt sich für eine Untersuchung anbietet. Die Verschiebung bewirkt, dass keine Druckpeaks 0., 1. oder 2. Grades mehr alleine stehen. Jeder vermessene Druckpeak setzt sich zusammen aus einer Superposition zweier Druckstöße.

⁴ Zur Vollständigkeit sei hier zu erwähnen, dass ebenfalls Reflexionen der Druckstöße höherer Grade (3., 4., etc.) stattfinden. Diese sind allerdings im Vergleich zu den ersten beiden Reflexionen so sehr geschwächt und von stärkeren Druckpulsen überlagert, sodass sie zumindest optisch voneinander nicht getrennt werden können. Erst eine Aufschlüsselung der Fourier-Ordnungen kann ihre Existenz bestätigen.

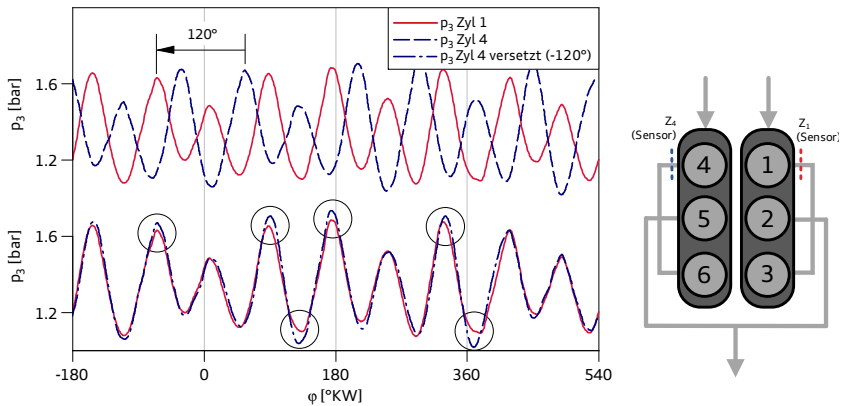


Abbildung 2.7: Verschiebung der Druckpulsation ($n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 6.9 \text{ bar}$) (links), Messstelle am Zylinder 1 und Zylinder 4 (rechts)

Gleichermaßen verhalten sich sowohl ein- als auch auslassseitig die Druckpulsationen aller anderen Zylinder im Verhältnis zu Zylinder 1. Demnach kann der richtige Auslassdruck hinter jedem einzelnen Zylinder durch eine Phasenverschiebung des Auslassdruckes von Zylinder 1 vereinfacht dargestellt werden.

Dies stellt eine optionale Methode dar und kann zur Bereitstellung zusätzlicher Prozessorkapazitäten hilfreich sein, falls ein höheres Geschwindigkeitspotential des Motormodells erstrebenswert ist.

Um die Berechnung der Druckpulsationen auf Basis von hinterlegten Fourier-Koeffizienten durchzuführen, stellt sich zunächst die Frage, welche charakteristischen Eingangsgrößen heranzuziehen sind, um etwa ein mögliches Kennfeld aufzuspannen. Als Eingangsgröße sei es zunächst denkbar, den effektiven Mitteldruck und die Motordrehzahl heranzuziehen, so wie es in der Motor- und Fahrzeugsimulation oftmals für das Aufspannen eines zweidimensionalen Kennfelds Hand gehabt wird. Allerdings wird der Motorluftpfad durch die Steuerorgane am Brennraum getrennt. Auslassseitig treten infolge einer hohen Motorlast erhöhte Temperaturen und erhöhte Drücke im Arbeitsmedium auf, die thermischen Zustände auf der Einlassseite hingegen sind lastunabhängig. Es liegt daher auf der Hand, dass die Motorlast keinen geeigneten Parameter darstellen kann, mit der sämtliche definierten Motorstützstellen, an denen eine

Darstellung der Druckpulsation von Interesse ist, bedient werden können. Vielmehr ist es sinnvoll einen Parameter heranzuziehen, der in die Definition des thermischen Zustandes eines Gases mit einfließt. Nach *Boyle-Mariotte* lautet die universelle Gasgleichung:

$$p = \frac{\mathcal{R}}{M} \rho \cdot T \quad \text{Gl. 2.10}$$

Dabei steht $\mathcal{R}$ für die universelle Gaskonstante, M für die molare Masse eines Gases, ρ für seine Dichte und T für die absolute Gastemperatur.

Nach Gl. 2.10 ist es sinnvoll den Druck heranzuziehen, da mit Hilfe der Foursynthese Druckpulsationen dargestellt werden sollen. Dazu sind in Abb. 2.8 die Abhängigkeiten der Phaseninformation von Drehzahl und vom mittleren Druck für zwei unterschiedliche Stützstellen dargestellt. Um eine Vergleichbarkeit von unterschiedlichen Ordnungen herzustellen, wird die Phase gemäß $\frac{\varphi_i}{i}$ ordnungsspezifisch dargestellt. Somit werden Pulsationen unterschiedlicher Ordnungen, die ein Vielfaches der Grundfrequenz betragen, auf ein gemeinsames, periodisches Zeitfenster $\frac{\omega_i}{i}$ bezogen.

Zu erkennen ist zunächst auf den linken Grafen, dass die Motordrehzahl bei einem konstanten, mittleren Druck einen signifikanten und vor allem gleichmäßigen und stetigen Einfluss auf die Phase hat. Zu höheren Drehzahlen hin steigt die Strömungsgeschwindigkeit des Fluids, dies äußert sich darin, dass lokale Pulse innerhalb einer stehenden Welle sich nach links verschieben. Daher nimmt der Phasenwinkel ab.

Auf der rechten Hälfte in Abb. 2.8 ist die Abhängigkeit der Phase vom mittleren Druck bei konstanter Drehzahl dargestellt. Auf der Verdichterseite ändert sich die Phase für alle Ordnungen über den Druck nur moderat, auf der Zylinderablassseite im Vergleich sehr stark. Der Grund liegt darin, dass die Druckamplitude sich entsprechend der akustischen Theorie mit Schallgeschwindigkeit durch den Abgaspfad bewegt. Für ein ideales Gas ergibt sich die Schallgeschwindigkeit:

$$a_{s,ig} = \sqrt{\frac{\kappa \mathcal{R} T}{M}}. \quad \text{Gl. 2.11}$$

Da die molare Masse M und der Isentropenexponent κ für ein ideales Gas konstant sind, hängt die Schallgeschwindigkeit nur von der Temperatur des Gases ab. Auf der Verdichterseite herrschen moderate Temperaturerhöhungen infolge der Kompression von maximal 60–80 °C. Die Schallgeschwindigkeit

erhöht sich hierbei nur unerheblich. Die Abgastemperatur auf der Zylinderauslassseite kann allerdings zwischen geschlepptem Betrieb und einem Volllastbetriebspunkt eine Differenz von bis zu 900 K erreichen, was einen wesentlich stärkeren Unterschied in der Schallgeschwindigkeit zur Folge hat. Dies ist daran wiederzuerkennen, dass die Phasen einzelner Ordnungen sich zu höheren, mittleren Drücken ändern (Abb. 2.8 unten rechts).

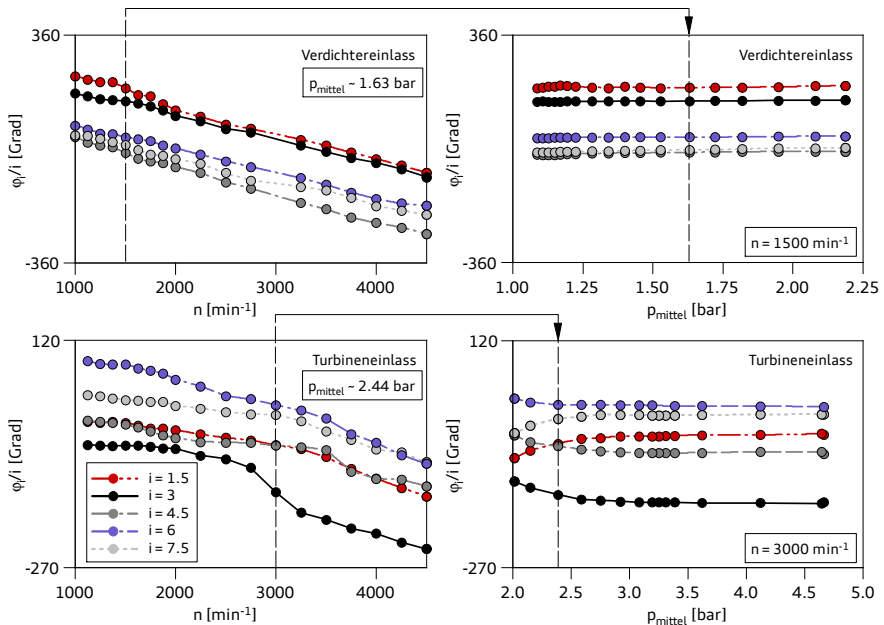


Abbildung 2.8: Abhängigkeit der Phase: von Motordrehzahl (links), vom mittleren Druck (rechts)

2.4 Ottomotorischer Prozess

Für die Anwendung der FT-Methode auf den ottomotorischen Prozess müssen zusätzliche Untersuchungen vorgenommen werden. Die für den Ottomotor zusätzliche Variabilität der Steuerorgane und damit der Ventilevents verändern die Charakteristik der am Zylinder initiierten Druckpulsationen. Einlassseitig bedeutet dies, dass eine Verschiebung vom Einlassventil (EV)- Event eine Ver-

änderung der Einlassdruckpulsation verursacht, die sich rücklaufend über die gesamte Ansaugstrecke, über den Verdichter (1. FT-Stützstelle), bis hin zum Lufteintritt ausbreitet. Auslassseitig verursacht eine Verschiebung des Auslassventil (AV)- Events eine Veränderung des Auslassdrucks, der sich fortlaufend durch den Auslasskrümmer bis zum Turbineneingang (4. FT-Stützstelle) ausbreitet.

Eine Ventilüberschneidung (Scavenging) stellt zusätzlich einen Sonderfall dar, der nur beim ottomotorischen Prozess Anwendung findet. Durch eine Überschneidung des Ein- und Auslassventils können Druckpulsationen vor und hinter dem Zylinder nicht weiter als abgeschlossene Systeme betrachtet werden. Der Brennraum stellt hierbei ein Verbindungsvolumen dar, innerhalb dessen Grenzen Ein- und Auslassdruck miteinander interagieren. Die folgenden Untersuchungen basieren auf einem aktuellen Audi-V6-TFSI-Motor, dessen technische Daten der Tabelle A.4 im Anhang entnommen werden können.

2.4.1 Ventilverschiebung

Im Folgenden wird beispielhaft am Betriebspunkt $n = 1250 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{me}} = 7.5 \text{ bar}$ auf der Auslassseite der Druck bei einer Verschiebung des Auslassventils untersucht. Die Drücke, die hier dargestellt sind, werden wie zuvor hinter Zylinder 1 abgegriffen (vgl. Abb. 2.5-2.7).

Die rote, durchgezogene Druckkurve in Abb. 2.9 ergibt sich bei der Ausgangsstellung des Auslass-Ventilhubs. In einer ersten Untersuchung wird zunächst nur am Zylinder 1 das Auslass-Event, ausgehend von seiner Ausgangsstellung um $+40^\circ \text{KW}$ verschoben. Die blaue, punktierte Drucklinie ergibt sich als Folge der AV-Verschiebung. Wie deutlich zu erkennen ist, werden vorher überlagerte Druckpulsationen durch die AV-Verschiebung voneinander gelöst und in ihre Einzelkomponenten unterteilt. Im linken Bereich ist dargestellt, wie der überlagerte Druckpuls (Zylinder 5: Reflexion 1. Grades und Zylinder 1: Reflexion 0. Grades) gespalten wird. Der Druckstoß der Reflexion 1. Grades von Zylinder 5 bleibt nach wie vor an seiner Ausgangsposition, da dieser noch immer zum gleichen Zeitpunkt stattfindet. Der Druckstoß 0. Grades von Zylinder 1 hingegen erfolgt entsprechend der AV-Verschiebung um 40°KW später.

Gemäß dieser Vorgehensweise können auch die anderen Spaltungen der Druckpulse (Zylinder 5: Reflexion 2. Grades, Zylinder 1: Reflexion 1. Grades und Zylinder 4: Reflexion 0. Grades, Zylinder 1: Reflexion 2. Grades) interpre-

tiert werden. Zur besseren Veranschaulichung sind dafür die Reflexionen der 2. Grade für Zylinder 5 und Zylinder 1 in gestrichelter Linie angedeutet, da diese andernfalls auf Grund ihrer Überlagerung nicht erkennbar sind.

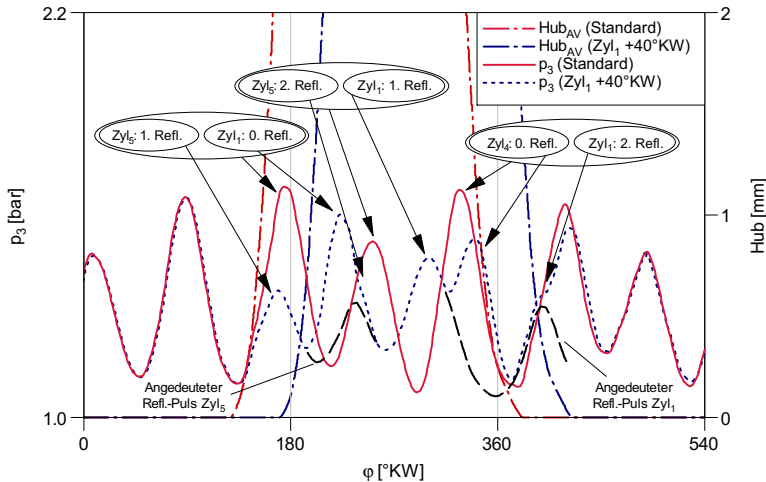


Abbildung 2.9: Einfluss der Auslasssteuerzeit auf den Auslassdruck

Um die Charakteristik des sich neu ergebenden Auslassdruckes genauer zu verstehen, bietet es sich an, eine Untersuchung seiner spektralen Darstellung vorzunehmen. In Abb. 2.10 sind diese sowohl für die Ausgangsstellung, als auch für die Variante mit Verschiebung des Ventilöffnungs-Zeitpunktes gegenübergestellt, die über eine Fourier-Transformation ermittelt wurden. Neben den zwei wichtigsten Ordnungen (Eigenfrequenz: 3. Ordnung und 4.5. Ordnung), die für beide Varianten eine übergeordnete Rolle spielen, scheinen alle anderen hier dargestellten Ordnungen nicht im gegenseitigen Konsens zu stehen. Ein erheblicher Unterschied lässt sich für die Ordnungen 5 und 5.5 feststellen. Dort treten für die Variante mit der verschobenen AV-Steuerzeit Amplituden hervor, die in der Ausgangsfunktion eine untergeordnete Priorität besitzen. Demnach sind vor allem diese zwei Ordnungen zurückzuführen auf die voneinander getrennten Druckpulse von Zylinder 1, die in Abb. 2.9 diskutiert wurden. Zusammenfassend lässt sich erklären, dass durch die AV-Verschiebung von Zylinder 1 die Charakteristik des Druckpulses verändert wird und diese mit den Fourier-Koeffizienten aus dem zuvor ermittelten Betriebspunkt bei Standardbedingungen durch eine etwaige Skalierung nicht darstellbar ist.

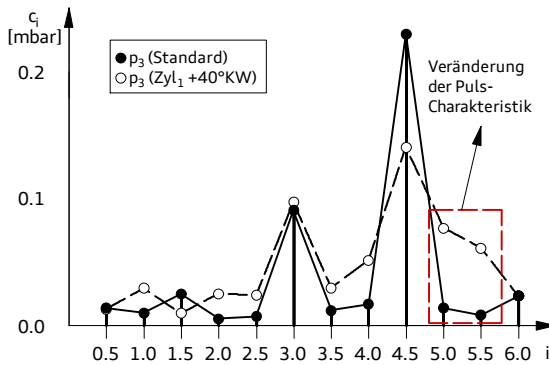


Abbildung 2.10: Spektrale Veränderung des Auslassdrucks bei AV-Verschiebung von Zylinder 1 (AS +40 °KW)

In einem weiteren Versuch werden an allen Zylindern die AV-Steuerzeiten gleichsam ausgehend von ihrer Basisstellung um +40 °KW verschoben. Die Ausgangsdruckpulsation, die sich dabei ergibt, wird erneut für eine Untersuchung seiner spektralen Anteile einer Fourier Transformation unterzogen. Die Ergebnisse dafür sind in Abb. 2.11 dargestellt.

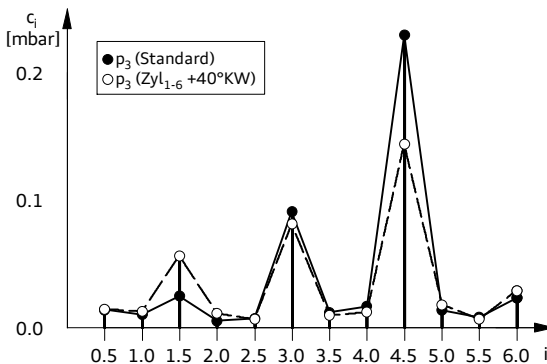


Abbildung 2.11: Spektrale Veränderung des Auslassdrucks bei AV-Verschiebung von Zylinder 1-6 (AS +40 °KW)

Anders als zuvor ist erkennbar, dass die Charakteristik des sich ergebenden Druckpulses bis auf leichte Veränderungen in einigen, wenigen Amplitudenstärken nahezu identisch bleibt.

Um mehr über die Charakteristik dieser beiden Druckpulsationen zu erfahren, sind für die Ordnungen (0.5 - 6.0) in Abb. 2.12 die ordnungsspezifischen Differenzen der Phasen-Koeffizienten $\frac{\varphi_{i,\text{Basis}} - \varphi_{i,\text{AV}+40^\circ\text{KW}}}{i} = \frac{\Delta\varphi_i}{i}$ dargestellt. Greift man aus Abb. 2.10 die pulsationsbildenden⁶ Ordnungen (hier: 1.5, 3, 4.5) heraus, so liegt $\frac{\Delta\varphi_i}{i}$ bei allen drei Ordnungen annähernd bei der AV-Verschiebung von -40°KW .

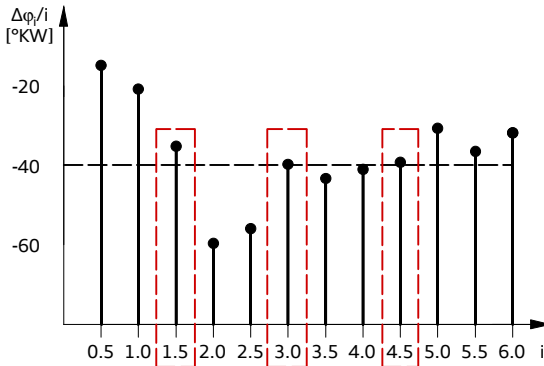


Abbildung 2.12: Veränderung der Phasen-Koeffizienten bei AV-Verschiebung von Zylinder 1-6 (AS +40 °KW)

Durch die Ähnlichkeit der spektralen Darstellung $F(\omega)$ ist somit sichergestellt, dass auch die Zeitfunktion $f(t)$ nahezu identisch sein muss. Somit ist es zielführend bei einer Ventil-Verschiebung, sofern sie an allen Zylindern vorgenommen wird, alle Phasen-Koeffizienten der entsprechenden Ordnungen um den gleichen Winkel zu verschieben. Die Korrelation kann für die zeitliche Darstellung folgend zusammengefasst werden:

$$p(t) = c_0 + \sum_{i=1}^{\infty} c_i \cos(i\omega_0 \cdot t + \varphi_i + \varphi_V) \quad \text{Gl. 2.12}$$

In der spektralen Darstellung lautet eine Korrekturfunktion:

⁶ Aus einer Phasendarstellung allein geht nicht hervor, welche Ordnungen für die Bildung der zeitlichen Funktionen relevant sind. Die Ordnungen, die eine relevante Amplitude besitzen, werden daher als pulsationsbildend bezeichnet.

$$F(\omega) \rightarrow F(\omega + \varphi_V) \quad \text{Gl. 2.13}$$

In der Anwendung des FT-Ansatzes für den Verbrennungsmotor wird hierdurch der Aufwand stark vereinfacht. Ausgehend von stationär ermittelten Fourier-Koeffizienten kann für die zeitliche Darstellung der Druckfunktion $p(t)$ mit dem gleichen Datensatz die Phase auf der Zylinderauslassseite bei einer Verschiebung der Steuerzeiten (bezogen auf °KW) mit Verschiebung der Phasen-Koeffizienten entgegengewirkt werden. Gemäß gleicher Vorgehensweise kann bei einer Verschiebung der Einlasssteuerzeit der Zylindereinlassdruck korrigiert werden.

2.4.2 Scavenging

Unter dem Begriff Scavenging (engl. ausräumen) versteht man eine am Ottomotor angewendete Betriebsstrategie, bei der sich die Ventilhübe ein- und auslassseitig überschneiden. Durch die Überschneidung spült ein Teil der Frischluft das am Ende des Ausschiebevorgangs noch im Zylinder vorhandene Abgas in den Abgaskrümmer. Dabei entstehen folgende Vorteile: Durch den zusätzlichen Frischluftmassenstrom erhöht sich der Abgasmassenstrom, was vor allem in der Teillast und bei niedrigen Motordrehzahlen das Turboladerverhalten verbessert. Durch eine höhere Abgasenthalpie führt dies zu einer höheren Turboladerdrehzahl und dadurch zu einem höheren Ladedruck und schließlich einer besseren Füllung des Zylinders. Dem sogenannten Turboloch nach Erreichen der Motorsaugvollast kann damit entgegengewirkt werden. Zusätzlich kann das höhere Sauerstoffangebot im Abgas eine Nachverbrennung anregen und damit eine Senkung der Emissionen bewirken. [18]

Für eine Scavenging Anwendung werden variable Steuerzeiten vorausgesetzt. Diese sind notwendig, um den Scavenging Effekt bei niedrigen Drehzahlen und bei niedriger Last einzuleiten - bei hohen Drehzahlen und hoher Last reicht die vorhandene Abgasmenge auch ohne diesen Effekt aus, um den Turbolader auf eine gewünschte Drehzahl zu bringen. Weiterhin muss eine Direkteinspritzung vorhanden sein, nur dann kann der Kraftstoff kontrolliert dem Brennraum beigemengt werden, so dass es durch die Ventilüberschneidung, wie es bei einem Vergasermotor, bei dem ein Kraftstoff-Luft-Frischgemisch angesaugt wird, der Fall wäre, nicht zu unerwünschten Spülverlusten und damit zum Ausreten von unverbranntem Kraftstoff kommt. Weiterhin sind hochfeste Materia-

lien für den Abgaskrümmen sowie für den Turbolader von großer Bedeutung. Bei einer Nachverbrennung im Abgas entstehen hohe Temperaturen denen die Materialien dauerhaft ausgesetzt sind. [18]

Für die Anwendung des FT-Ansatzes an einem Ottomotor, stellt das Scavenging eine spezielle Herausforderung dar. Am Beispiel des aktuellen V6-TFSI-Biturbo Motors wird an einem abgestimmten 1D-Strömungsmodell der Teillastbetriebspunkt $n = 1250 \text{ min}^{-1}$, $p_{me} = 7.5 \text{ bar}$ näher untersucht. Ausgehend von einer Basisstellung der Steuerorgane werden Berechnungen mit Ventilüberschneidung in drei Stufen (0° , 15° , 30°) durchgeführt. Die Basisstellung weist eine Überschneidung von 0° bei 1 mm Hub vor. Die dazugehörigen Ventilhub⁷ sind in Abb. 2.13 dargestellt.

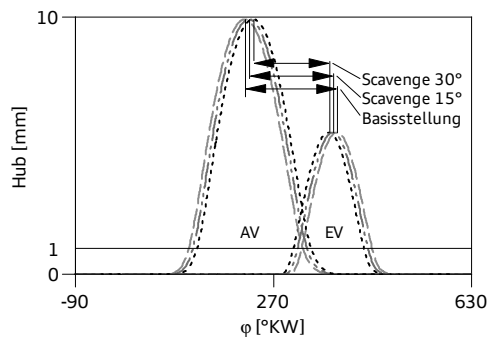


Abbildung 2.13: Steuerzeitenvariation: Scavenging

Abb. 2.14 (links) zeigt die sich im 1D-Modell ergebenden Druckpulsationen auf der Einlassseite im Einlasskanal für die drei verschiedenen oben aufgeführten Steuerzeiten-Varianten. Zu erkennen ist, dass die positiven Druckpulse, die durch die Zylinderansaugung der Zylinderbank 1 entstehen (Z_1 , Z_2 , Z_3), um den gleichen Betrag des verschobenen Einlassventilevents nach „früh“ verschoben werden. Dieser Effekt wurde bereits im Vorfeld untersucht (vgl. Kapitel 2.4.1). Zusätzlich allerdings, wandern die Zwischenpulse (siehe eingeraumte Kästen) auf der Kurbelwinkelachse entgegengesetzt der Ventilverschiebungsrichtung, da sich auf Grund der Ventilüberschneidung ein verlängertes, negatives Druckgefälle ergibt während die Spülwirkung eingeleitet wird.

⁷ In der Teillast wird hier auf der Einlassseite das Audi valve lift system (AVS) eingesetzt. Der Einlassnocken ist dabei zweistufig verstellbar und hat in seiner kurzen Nockenausführung den halben Hub.

Die rechte Grafik in Abb. 2.14 zeigt die Abbildungsqualität des vorgestellten FT-Ansatzes. Dabei sind wie in Abschnitt 2.4.1 erläutert, die Pulsationen auf der Zylinderein- und Auslassseite entgegen der jeweiligen Steuerzeitenverschiebungen versetzt. Dadurch lassen sich weiterhin die für den Ladungswechsel relevanten Hauptpulse Z_1 , Z_2 , Z_3 nachbilden. Die in entgegengesetzter Richtung laufenden Zwischenpulse allerdings können nicht abgebildet werden. Eine Auflösung der spektralen Anteile würde auch hier eine charakteristische Veränderung der Druckpulsationen bezüglich ihrer Phasen aufweisen, welche rekursiv nicht abbildbar ist (vgl. Abb. 2.10).

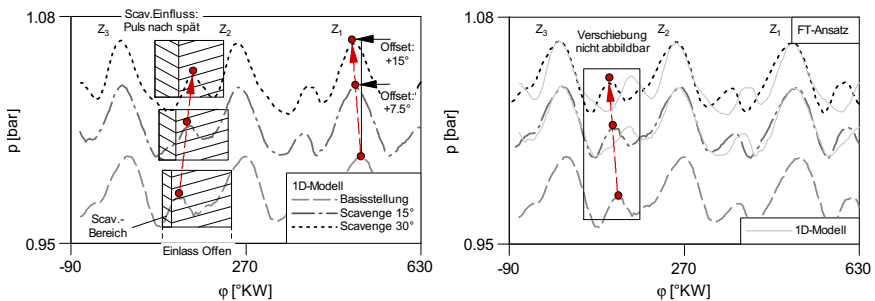


Abbildung 2.14: Zylinder-Einlassdruck bei Scavenging am 1D-Modell (links), FT-Ansatz (rechts)

Es besteht allerdings eine Möglichkeit, für den Scavengingbereich für den über die Fourier-Transformation ermittelten, invariablen Druck eine Druckkorrektur vorzunehmen. Dafür werden entsprechend einer FuE-Methode die Systeme Einlass-, Zylinder- und Auslassvolumen als Behälter betrachtet. Eine Verbindung zwischen den Systemen wird über die in Kapitel 1.4.2 vorgestellte Drosselgleichung hergestellt - die Durchflussbeiwerte α_K der Ein- und Auslassseite dienen dabei als Maß für den effektiven Strömungsquerschnitt der Ventile, die im Modell in Abhängigkeit vom Ventilhub hinterlegt werden. Unter der Verwendung der Durchflusskoeffizienten wird eine empirische Gleichung ermittelt, die bei vorhandener Druckdifferenz zwischen den Behältern einen Druckausgleich und dadurch einen zusätzlichen Spülvolumenstrom zulässt.

In Abb. 2.15 sind die Durchflusskoeffizienten für das Ein- und Auslassventil dargestellt. Ein Massendurchsatz im Scavengingbereich ist nur im Überschneidungsbereich der Ventilhube möglich. Der Term $\sqrt{(\alpha_{k,ein} \cdot \alpha_{k,aus})}$ bietet an, einen repräsentativen Durchflusskoeffizienten für den relevanten Scavenging-

bereich zu gestalten, der genau dann greift, wenn Ein- und Auslassventil zur gleichen Zeit geöffnet sind. Die Durchflusskoeffizienten beziehen sich dabei auf die Bohrungsquerschnittsfläche des Zylinders.

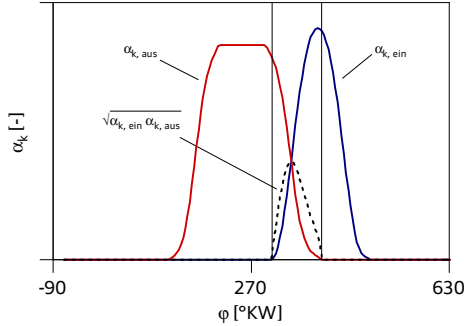


Abbildung 2.15: Ersatzfunktion für den Strömungsbeiwert

Einlassseitig lässt sich ein korrigierter Druck p_2^* durch Korrektur des Differenzdruckes zwischen Einlass- und Zylinderinnendruck erzeugen. Analog folgt eine Herleitung für p_3^* mit einer Korrektur des Differenzdruckes zwischen Auslass- und Zylinderinnendruck. Bei der Untersuchung unterschiedlicher Scavenging-Betriebspunkte hat sich die folgende, empirisch ermittelte Korrektur als geeignet erwiesen.

Für den Einlassdruck gilt:

$$p_2^* = p_2 + (p_{Zyl} - p_2) \cdot \sqrt{(\alpha_{k, ein} \cdot \alpha_{k, aus})} \cdot 20 \quad \text{Gl. 2.14}$$

Entsprechend erfolgt eine auslassseitige Korrektur:

$$p_3^* = p_3 + (p_3 - p_{Zyl}) \cdot \sqrt{(\alpha_{k, ein} \cdot \alpha_{k, aus})} \cdot 20 \quad \text{Gl. 2.15}$$

Abbildung 2.16 zeigt das Ergebnis der Druckkorrektur. Die schraffierten Bereiche entsprechen dem Scavengingbereich, bei dem der Term $\sqrt{(\alpha_{k, ein} \cdot \alpha_{k, aus})}$ einen positiven Wert annimmt und somit eine Korrektur der Drücke eingeleitet wird.

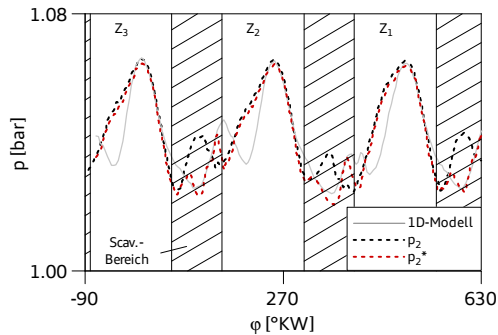


Abbildung 2.16: Druckkorrektur im Scavengingbereich (Scavenge 30 °)

In Abb. 2.17 sind die Massenströme durch die Ventile für die Scavenging 30 °-Variante des 1D-Modells und des FT-Ansatzes mit und ohne Korrektur gegenübergestellt. Die obere Grafik zeigt das Ergebnis der Massenströme durch die Ventile, die sich für das 1D-Modell ergeben. Der schraffierte Bereich auf der Einlassseite stellt genau den erhöhten Frischluftmassenstrom dar, der beim Spül-Effekt entsteht. Hierbei wird durch eine interne AGR eine Restgasmasse von 5.7 % erzeugt. Die mittlere Grafik stellt den Massenstrom dar, der sich mit dem FT-Ansatz bei einer ein- und auslassseitigen Druckvorgabe ohne Mitberücksichtigung einer Druckveränderung infolge der Ventilüberschneidung ergibt. Hierbei wird eine um knapp 2 % höhere Restgasmasse erzeugt. Im Ventilüberschneidungsbereich wird ein fehlerhafter Spülvorgang ermittelt. Im Vergleich zum 1D-Modell wird mit dem hergeleiteten Scavenge-Ansatz ein quantitativ gleichwertiges Ergebnis im Massenstrom und somit auch im Liefergrad, sowie für den Restgasmassenanteil erzielt (siehe untere Grafik).

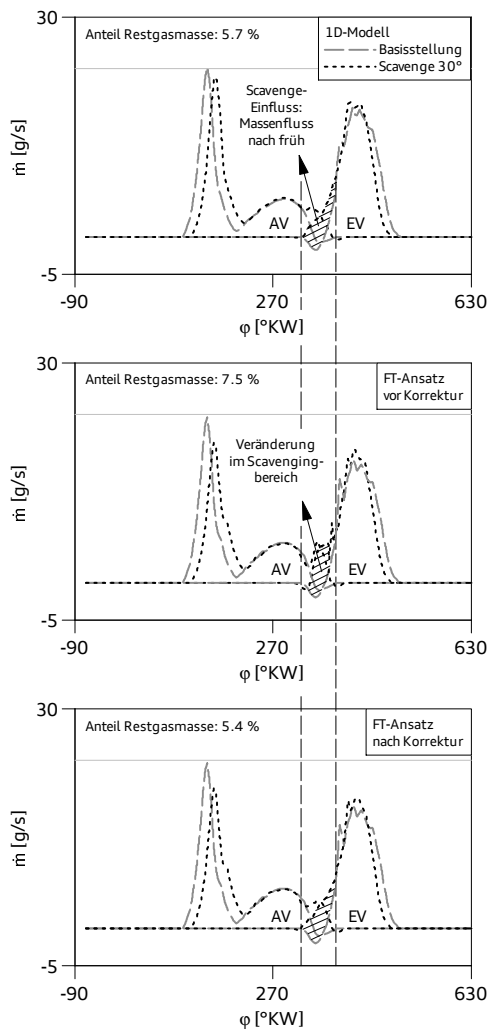


Abbildung 2.17: Massenstrom durch Ein-und Auslassventil

2.5 Modellarchitektur

Über die Modellierungsweise des vorgestellten FT-Ansatzes lässt sich Grundlegendes sagen: Innerhalb von allgemeinen, nicht motorspezifischen Simulations-Tools wie etwa MATLAB/Simulink, für die nicht ein kurbelwinkelauflösendes System vorgesehen ist sondern die Simulationszeit als Laufvariable gilt, kann zur Berechnung des Drucks die Zeit herangezogen werden (vgl. Gl. 2.12 im Kapitel 2.4.1).

Sofern die eingesetzte Simulationsumgebung eine kurbelwinkelaufgelöste Darstellung für eine Motorprozessrechnung vorsieht, so wie etwa innerhalb der Strömungssimulationsumgebung GT-POWER, so bietet es sich aus praktischen Gründen an, für die Berechnung der Druckpulsationen mit dem FT-Ansatz über den Motorkurbelwinkel zu argumentieren. Dazu wird über hinterlegte Fourier-Koeffizienten der Amplitude und Phase durch eine IDFT der Normalpuls berechnet und auf den mittleren Druck aufaddiert. Der Winkel wird dabei von der Kurbelwelle (φ_{KW} von 0° - 720°) vorgegeben (vgl. Gl. 2.5).

$$f(t) = c_0 + \sum_{i=1}^{\infty} c_i \cos(i \cdot \varphi_{KW} + \varphi_i + \varphi_V) \quad \text{Gl. 2.16}$$

2.5.1 Allgemeine Form (MATLAB/Simulink)

Das FT-Modell mit der vorgestellten Modellierungsweise (vgl. Kapitel 2.3 und Kapitel 2.4) kann sowohl auf Basis eines bestehenden, detaillierten 1D-Motormodells generiert werden als auch auf Basis von Niederdruckindizierungen am Prüfstand. Damit ist prinzipiell eine automatisierte Ermittlung direkt am Prüfstand möglich.

Die Modellierung des FT-Modells wird für die in der Motorenentwicklung üblichen, kommerziellen Simulationsumgebungen MATLAB/Simulink des Herstellers *MathWorks* und GT-POWER des Herstellers *Gamma Technologies* vorgestellt. Hinsichtlich der Modellarchitektur gibt es Unterschiede im Aufbau. Zunächst wird eine allgemeine Form der Modellierung präsentiert, die einer Vorgehensweise innerhalb einer MATLAB/Simulink-Umgebung entspricht.

Die Ausgangsbasis für die Erstellung eines FT-Modells bildet ein Füll- und Entleermodell (vgl. Kapitel 1.4.1). Entsprechend dieser Modellgrundlage, wird

der Luftpfad des Motors in Form von sphärischen Behältern mit dem Volumen des jeweiligen Teilsystems abgebildet. Abbildung 2.18 stellt schematisch ein solches Modell dar. Dieses besteht aus einem Umgebungselement, in dem die Randbedingungen der anzusaugenden Umgebungsluft definiert sind, aus einem Abgasturbolader-System, das mit den entsprechenden Kennfeldern für den Verdichter und für die VTG-Turbine bedatet ist, aus einem Ladeluftkühler, einem AGR-Kühler, aus verschiedenen Behältern, die jeweils das Volumen eines Teilsystems abbilden und aus verschiedenen Stellern für die Regelung des Luftmanagements (Drosselklappe (DK), Drallklappe und AGR-Ventil).

Wegen der beim V6-TDI vorhandenen Drallklappe, wird das Saugrohr unterteilt in einen Füll- und einen Tangentialbehälter. Das Konzept dient dazu, im magerbetriebenen Teillastbereich durch eine Ansteuerung der Drallklappe einen erhöhten Massenstrom und damit eine erhöhte Turbulenz im Tangentialkanal zu erzeugen. Die erhöhte Turbulenz in Form eines Dralls bewirkt dadurch einen effektiveren Ladungswechsel mit einer verbesserten Turbulenz und damit einer erhöhten Durchmischung des eingespritzten Diesel-Kraftstoffes. Ferner sind sechs Zylinder im Modell integriert - die Verbrennungsmodellierung kann gemäß den Anforderungen des Anwenders mit vorhandenen Verbrennungsmodellen bedatet werden.

Zunächst werden an vier sensiblen Stützstellen des Motors, an denen eine Abbildung der Druckpulsation die Güte des Motormodells erhöht (Verdichtereinlass, Zylindereinlass, Zylinderauslass und Turbineneinlass, vgl. Abb. 2.2), die Drücke an einem abgestimmten 1D-Motormodell oder etwa über eine Vermessung von Drucksignalen am Motorprüfstand über das gesamte Motorkennfeld abgegriffen. Diese Drucksignale werden anschließend einer Fourier-Transformation unterzogen, woraus die Fourier-Koeffizienten für Amplitude und Phase ermittelt werden. Diese werden für jede Stützstelle in Kennfelder eingebettet. Das Kennfeld besteht jeweils aus Phasen- und Amplitudenkennfeldern verschiedener Ordnungen, die abhängig von der Motordrehzahl und dem anliegenden mittleren Druck hinterlegt werden. Für jede Stützstelle wird ein zweidimensionales Kennfeld aufgespannt. Um eine spätere, gute Interpolierbarkeit zu erzielen, sollten die Stationärpunkte möglichst fein und äquidistant aufgezeichnet werden.

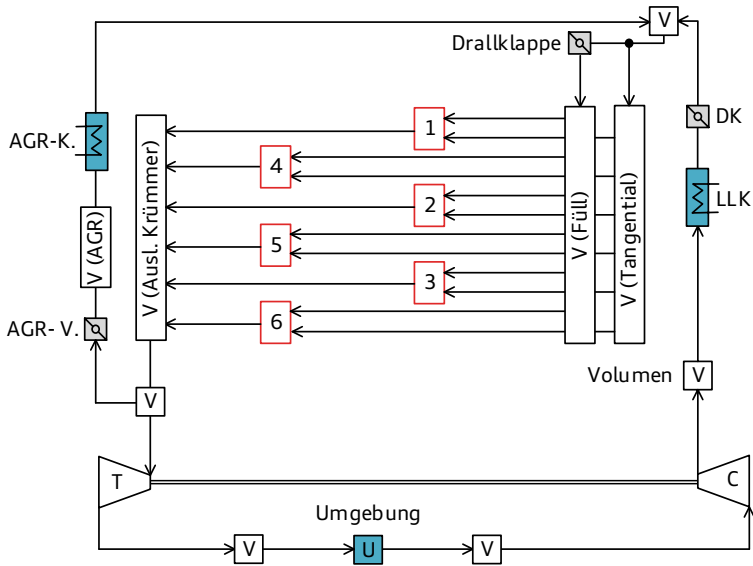


Abbildung 2.18: Auf Behälter reduziertes Motormodell (Füll- und Entleermodell)

Drehzahlschritte von $n = 250 \text{ min}^{-1}$ und Abstände im effektiven Mitteldruck von $p_{me} = 2 \text{ bar}$ werden hierbei empfohlen. Tabelle 2.1 liefert für 3 Ordnungen (3.0, 4.5, 6.0) als Beispiel einen Ausschnitt für ein solches Kennfeld am Zylinderauslass.

Tabelle 2.1: Hinterlegung der Fourier-Koeffizienten in Kennfelder

n [min ⁻¹]	p_{mittel} [bar]	i [-]	c_i [bar]	φ_i [rad]
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
1000	1.220	3	0.0648	3.2266
1000	1.220	4.5	0.0060	-1.1635
1000	1.220	6	0.0290	0.7287
1000	1.247	3	0.0745	3.2101
1000	1.247	4.5	0.0061	-1.1728
1000	1.247	6	0.0344	0.7197
1000	1.270	3	0.0860	3.2005
1000	1.270	4.5	0.0062	-1.1880
1000	1.270	6	0.0409	0.7321
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
1250	1.182	3	0.0187	-1.6678
1250	1.182	4.5	0.0122	-1.6678
1250	1.182	6	0.0199	-0.7043
1250	1.185	3	0.0509	-1.6214
1250	1.185	4.5	0.0122	-1.6214
1250	1.185	6	0.0156	-0.2587
1250	1.208	3	0.0691	-1.6496
1250	1.208	4.5	0.0110	-1.6496
1250	1.208	6	0.0242	0.0150
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮

Die Phasenskalen, die bei der Fouriersynthese für den Motorkennfeldbereich berechnet werden, haben in aller Regel eine mit ansteigender Kreisfrequenz des Motors und mit steigendem, mittleren Druck eine abnehmende Tendenz (vgl. Abb. 2.8, Kapitel 2.3). Die Werte können jedoch von Betriebspunkt zu Betriebspunkt innerhalb des Kreiswinkels Sprünge um den Wert $2\pi/i$ oder um ein Vielfaches davon enthalten. Genau innerhalb eines solchen Sprunges kann es bei einer Interpolationen zwischen diskret hinterlegten Datenpunkten zu falschen Ergebnissen kommen. Um dies zu vermeiden, empfiehlt es sich die Phasendaten händisch nachzubearbeiten. Diese Bearbeitung sollte für alle hinterlegten Ordnungen überprüft werden. Abb. 2.19 illustriert eine solche Korrektur entlang der Motordrehzahl für konstante Drücke bzw. entlang steigender Drücke für konstante Drehzahlen. Näheres zur Interpolationsfähigkeit von Fourier-Koeffizienten wird im Kapitel 2.6 behandelt.

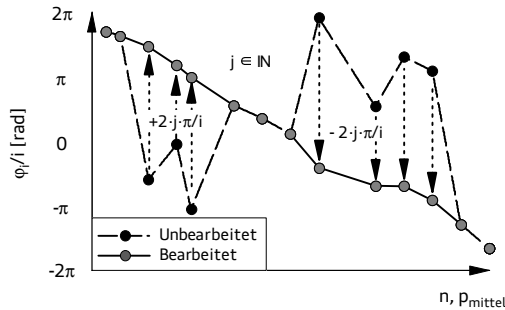
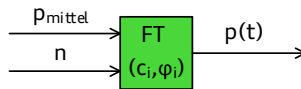


Abbildung 2.19: Korrektur der Phasen-Koeffizienten

Die in 5D-Kennfeldern hinterlegten Fourier-Koeffizienten werden auf Grund einer besseren Anschaulichkeit in sogenannte Fourier-Blöcke hinterlegt. Dort findet über die Vorgehensweise der IDFT aus den vorhandenen Daten eine Berechnung des pulsierenden Druckes statt, siehe Abb. 2.20.



$$p(t) = p_{mittel} + \sum_{i=1}^{\infty} c_i \cos(i\omega_0 \cdot t + \varphi_i + \varphi_V)$$

Abbildung 2.20: Funktionsweise eines FT-Blocks

Abb. 2.21 zeigt die Schematik eines Behältermodells mit integrierten FT-Blöcken an den in den Kapiteln 2.2 und 2.3 diskutierten, relevanten Stützstellen am Verbrennungsmotor. Allerdings sei an dieser Stelle erwähnt, dass je nach Anwendungsbedarf solche FT-Blöcke an jeder Stelle des Modells angebracht werden können. Die Funktionsweise bleibt dabei stets die gleiche.

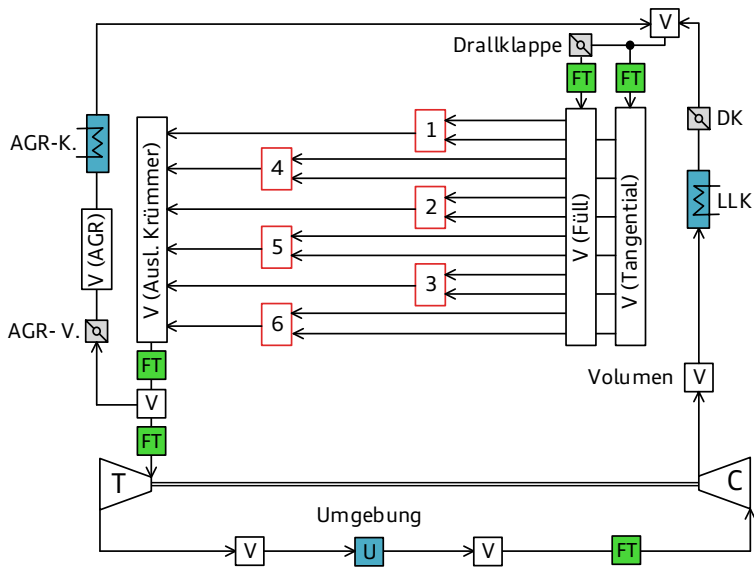


Abbildung 2.21: Hinterlegung der Fourier-Koeffizienten an vier Stützstellen

Im Weiteren wurde im Kapitel 2.3 eine Methode vorgestellt, die erlaubt, die Luftpfade einzelner Zylinder zu einem zusammenzufassen. Diese Methode ist optional und kann dann sehr sinnvoll sein, falls weitere Prozessorleistung für eine höhere Rechengeschwindigkeit lokalisiert werden soll. Untersuchungen haben ergeben, dass die Rechengeschwindigkeit dadurch je nach Betriebspunkt zwischen 10 % und 25 % erhöht werden kann.

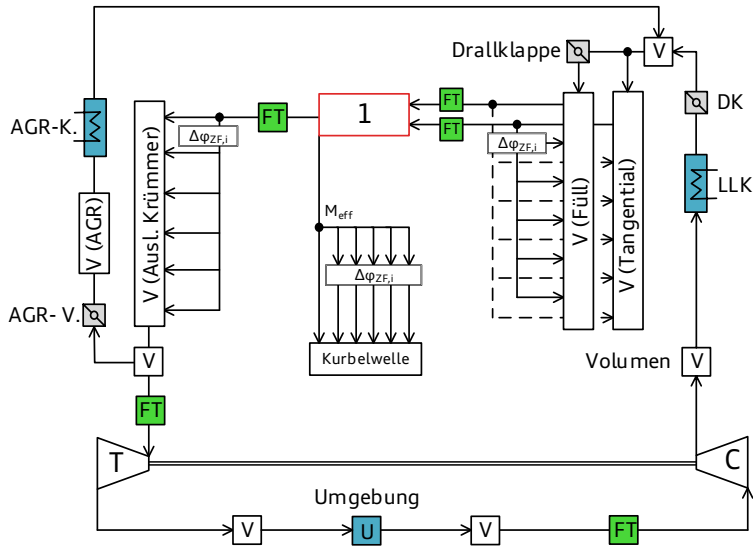


Abbildung 2.22: Reduktion des Luftpfades auf einen Zylinder

2.5.2 Spezielle Form für die Strömungssimulations-Software GT-Power

Innerhalb der Strömungssimulations-Umgebung GT-POWER ist die Beaufschlagung einer Pulsation auf einem bereits vorhandenen Mitteldruck nicht ohne Weiteres möglich. Die Ursache liegt prinzipbedingt in der Anwendung der Strömungssolver. Der Strömungsluftpfad kann innerhalb seines Systems nur als geschlossen betrachtet werden. Damit ist eine Aufprägung von thermodynamischen Größen von außen nicht möglich. Es bietet sich dennoch die Möglichkeit das Gesamtsystem des Luftpfades in unterschiedliche Subsysteme zu unterteilen, und zwar genau dort, wo ein FT-Block eingesetzt werden soll. Erst durch einen Freischnitt des Gesamtsystems kann eine Aufprägung des Drucks realisiert werden. Das schematische Ergebnis einer solchen Systemunterteilung ist in Abb. 2.23 dargestellt.

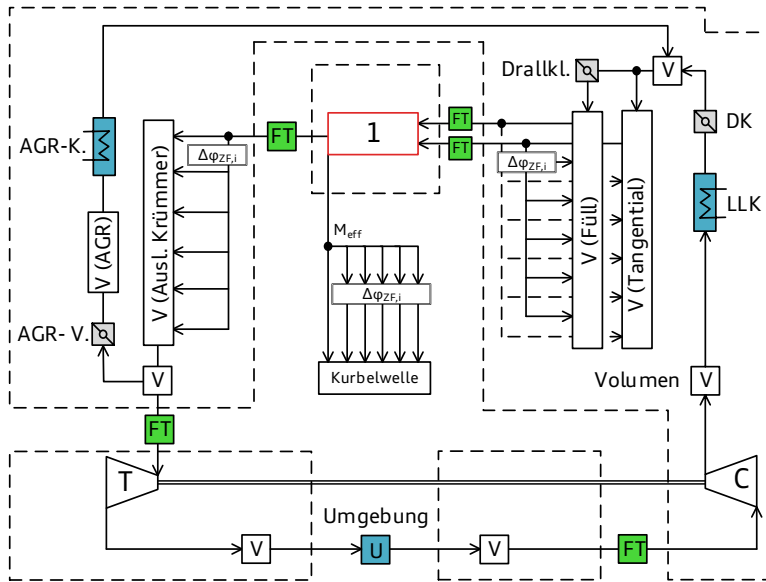


Abbildung 2.23: Aufprägung der Fourier-Koeffizienten an vier definierten Stützstellen

Zur Sicherstellung der Massenkonservierung müssen die Subsysteme wieder miteinander verbunden werden. Dies geschieht über einen Regelungsansatz, der die Informationen von Druck, Temperatur und Massenstrom in den Subsystemen nutzt und einen kontinuierlichen Massenstrom im System einregelt (Abb. 2.24). Durch die Verbindung von zwei Systemen über eine Vorwärts- und eine Rückwärtstemperatur $T_{\text{vorw.}}$, $T_{\text{rückw.}}$ und einem Rückwärtsdruck $p_{\text{rückw.}}$ stellt sich über den Massenstrom als Stellgröße der Druck p_{Sys2} für das System 2 ein. Dadurch wird der thermische Zustand zweier Systeme miteinander vereinheitlicht.

steht nun als eigenständiges und unabhängiges System zur Verfügung. Dadurch kann für jedes die numerische Lösung individuell gewählt werden. Zur Optimierung der Gesamtrechendauer wird eine optimale Kombination von impliziten und expliziten Solvern gewählt. Durch diese Clusterung kann das Potential der Rechengeschwindigkeit viel effizienter genutzt werden, da die jeweiligen Zeitschrittweiten (vgl. Abb. 1.7 im Kapitel 1.5) individuell angepasst werden können. Ein Systemabschnitt, das im Vergleich zu anderen keine geringe Zeitschrittweite erfordert, kann mit einer größeren Zeitschrittweite hinterlegt werden. Untersuchungen haben gezeigt, dass durch diese Methode je nach Betriebspunkt die Rechengeschwindigkeit um bis zu 400 % im Vergleich zu einer Lösung über einen einzelnen, expliziten Solver erhöht werden kann, siehe Abb. 2.26.

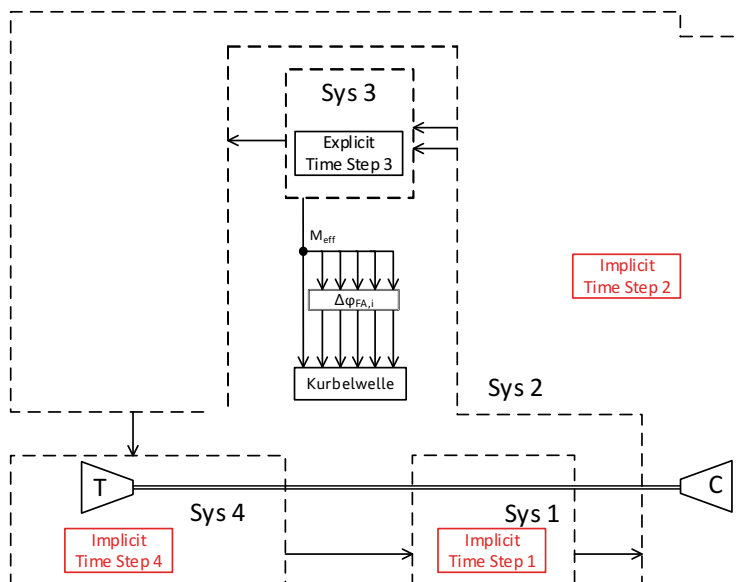


Abbildung 2.26: Wahl von individuellen Solvertypen für jedes Subsystem

2.6 Stationärverhalten

In Abb. 2.27 sind am fertiggestellten FT-Motormodell für einen stationären Betriebspunkt die Pulsationen an den vier definierten Stützstellen abgegriffen. Theoretisch können für die Berechnung von Druckpulsationen beliebig viele Fourier-Ordnungen hinterlegt werden. Mit zunehmender Anzahl an Rechenoperationen nimmt allerdings die Rechengeschwindigkeit ab. Um die Rechenbelastung möglichst gering zu halten, wird die Menge an Ordnungen an jeder Stützstelle soweit begrenzt, dass für alle Betriebspunkte innerhalb des Motorkennfeldbereiches immer eine Abbildungsgüte der Druckpulsationen von mindestens 95 % eingehalten wird, welche bei extremen Betriebspunkten der Anzahl von 19 Ordnungen für die Stützstelle „Vor Zylinder“ entspricht. In diesem Zusammenhang sind im Anhang A.1 und A.2 für die vier Stützstellen Grafen über das gesamte Motorkennfeld aufgespannt, aus denen die Anzahl von notwendigen Ordnungen hervorgeht um eine Abbildungsgüte von $R^2 = 85 \%$, $R^2 = 90 \%$ und $R^2 = 95 \%$ zu erreichen. Weiter sind im Anhang A.3 3D-Kennfelder am Beispiel des Auslasskrümmers hinterlegt, woraus die einzelnen Frequenzspektren in Abhängigkeit der Eingangsgrößen (n , p_{mittel}) hervorgehen.

Folgend wird eine Untersuchung vorgenommen um herauszufinden, inwieweit eine Interpolation innerhalb der Fourier-Koeffizienten zielführend ist. Dies ist genau dann interessant, wenn Betriebspunkte berechnet werden, die innerhalb diskret hinterlegter Punkte liegen, oder etwa bei einer transienten Rechnung, bei der generell die Zwischenräume der diskreten Punkte durchfahren werden. Zur Bewertung der Interpolationsgüte werden beispielhaft zwei extreme Betriebspunkte auf der Zylindereinlassseite gewählt, die in ihrer Drehzahl um 1000 min^{-1} und in ihrem mittleren Druck um 390 mbar voneinander entfernt liegen. In Abb. 2.28 links sind die Interpolationen zur Ermittlung der Amplitude und der Phase über die Ordnungen 0.5 bis 5.5 dargestellt.

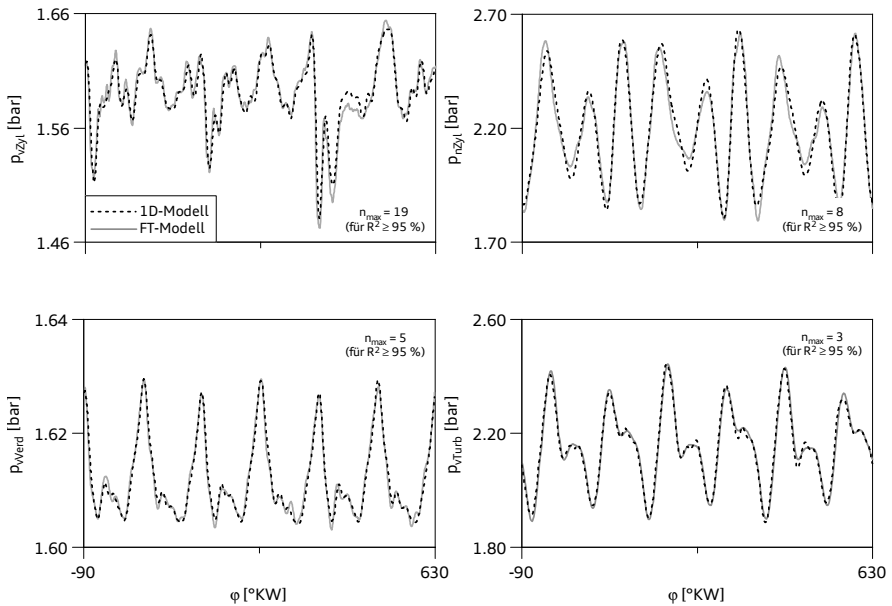


Abbildung 2.27: Stationäre Ergebnisse ($n = 2000 \text{ min}^{-1}$, $p_{\text{mi}} = 10 \text{ bar}$)

Aus der spektralen Interpolation der Fourier-Koeffizienten ist in der rechten Grafik das zeitliche Ergebnis der Druckpulsationen dargestellt. Wie zu erkennen, zeigt die Methodik trotz einer großen Interpolationsweite eine sehr gute Übereinstimmung mit der originalen Druckpulsation, die sich bei 1500 min^{-1} ergibt. Das Bestimmtheitsmaß für die Abbildungsgüte beträgt hier $R^2 = 72 \%$.

Gegenübergestellt ist die punktierte Kurve, die sich aus einer reinen Mittelung der zeitlichen Druckkurven der beiden Randbetriebspunkte ergibt, die mit einer Abbildungsqualität von $R^2 = 48 \%$ hier zu einem deutlich schlechteren Ergebnis führt.⁸

⁸ Die Hinterlegung einer Druckkurve (vermessen über eine Indizierung am Motorprüfstand oder etwa abgegriffen über ein 1D-Modell) über Grad Kurbelwinkel würde die Datenmenge erheblich steigern. (Vergleich für einen Betriebspunkt: **Druckkurve:** Bei einer Auflösung von 1 Datenpunkt/°KW = 720 Datenpunkte, **Fourier-Methode:** Amplitude + Phase = 2 Datenpunkte, Verhältnis für 5 Ordnungen: $720/10 = 72$ -fache Datenmenge pro Betriebspunkt.)

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Interpolation der spektralen Fourier-Koeffizienten einen physikalischen Charakter aufweist und dadurch gegenüber einer reinen Mittelung zu deutlich besseren Ergebnissen führt.⁹

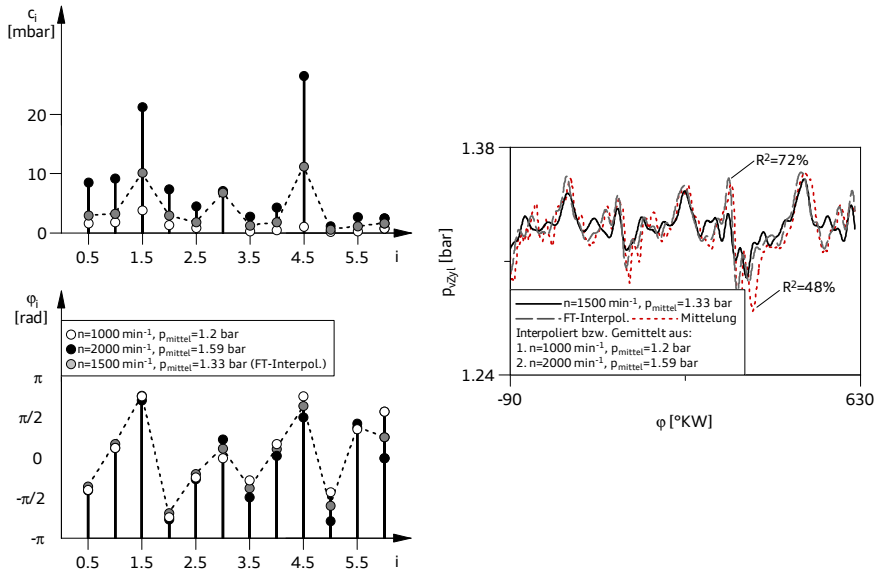


Abbildung 2.28: Qualität einer Interpolation der Fourier-Koeffizienten, spektrale Darstellung der Amplitude (oben links), der Phase (unten links) und der sich daraus ergebenden zeitlichen Darstellung (rechts)

⁹ Trotz der guten Interpolierbarkeit zwischen diskret hinterlegten Fourier-Koeffizienten wurde bereits im Abschnitt 2.5.1 empfohlen, eine feine Auflösung der Drehzahl- und Lastschritte für die Einbettung der Daten vorzunehmen. Insbesondere im Bereich der Saugvollast des Motors sollten die diskreten Punkte nicht zu grob gewählt werden um dort einen etwaigen Effekt des erhöhten Ladedrucks auf den Druckpuls nicht durch eine Interpolation zu verlieren.

2.7 Transientverhalten im Zeitbereich

Das transiente Verhalten mit dem gesonderten Augenmerk auf eine veränderliche Motordrehzahl stellt für das zeitbasierte¹⁰ FT-Motormodell eine spezielle Herausforderung dar. Bei einem stetigen Drehzahlwechsel¹¹ innerhalb eines Arbeitsspiels ändert sich die Kreisfrequenz kontinuierlich. In der Zeitebene bedeutet dies, dass sich auch die Periodendauer ändert und zwar bei jedem Arbeitsspiel. Hierbei ergeben sich folgende Problematiken:

1. Die DFT transformiert eine endliche Anzahl von N Abtastwerten und ist per Definition ein Werkzeug zur periodensynchronen Abtastung. Für die Funktionen der spektralen Transformationen erfolgt keine zeitliche Lokalisierung d. h. die Fourier-Transformation bietet nur dann interpretierbare Ergebnisse, wenn sich die spektrale Zusammensetzung eines Signals über die Zeit nicht ändert [19].
2. Durch eine sich ändernde Kreisfrequenz des Motors im Transienten, ist die Periodendauer eines Arbeitsspiels nicht vorhersehbar. Ein durch die IDFT ermitteltes Signal, das sich aus spektralen Anteilen zusammensetzt, die aus einem periodischen Signal (Ordnungen konstanter Kreisfrequenzen) ermittelt wurden, würde somit an einer falschen Stelle abgeschnitten werden. Die Funktion würde nicht bündig schließen und somit unstetig werden (siehe Abb. 2.29).

¹⁰ Bei einer winkelbasierten Berechnung der DFT ergibt sich die aufgeführte Problematik nicht.

¹¹ Bei einem sprunghaften Drehzahlwechsel, beispielsweise ausgehend von der Eigenfrequenz auf ein Vielfaches der Eigenfrequenz, würden spektrale Komponenten ihre Periode zu Ende führen. Im Rahmen des Anwendungsbereiches für den Motor tritt dieser Fall jedoch auf Grund zu überwindenden Massenträgheiten niemals auf.

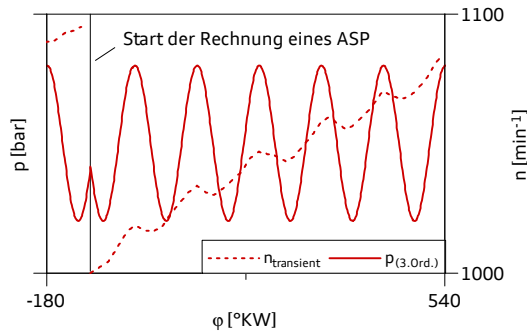


Abbildung 2.29: Unstetigkeit eines Druckpulses (Auslass) bei veränderlicher Drehzahl innerhalb eines Arbeitsspiels

Dennoch gibt es in der Praxis verschiedene Ansätze, um periodische Funktionen mit endlicher Periodendauer, folgend auch als Fensterlänge bezeichnet, aus kontinuierlichen Funktionen abzuleiten:

1. Diese dienen dazu, nichtperiodische Funktionen für ein endliches Zeitfenster durch Multiplikation von vorgefertigten Orthogonalfunktionen (Rechteckfunktionen, Dreiecksfunktionen, Hammingfenster, Gaußfenster etc.) mit Beihilfe des Faltungssatzes bündig mit dem Ende der Periode zu schließen. Ein Nachteil dieser Methode liegt darin, dass dadurch möglicherweise spektrale Anteile wichtiger Ordnungen ausgelöscht werden können, wodurch das Gesamtbild einer pulsatorischen Abbildung verzerrt wird. Speziell beim Ladungswechsel könnte die Auslöschung eines Pulses die Füllung des Zylinders stark beeinflussen. Eine gute Übersicht für Fensterfunktionen (Wichtungsfunktionen) für diskrete Fourier-Transformationen ist in [20] zusammengefasst.
2. Eine andere Möglichkeit, eine periodische Fortsetzung einer Funktion zu gestalten, ist das sogenannte „Zero-padding“. Die Abtastwertzahl N mit der Abtastzeit $\Delta t = \omega/N$ kann dabei auf eine größere Abtastwertzahl $M > N$ mit der Abtastzeit $\Delta t = \omega/M$ projiziert werden. Praktisch werden so viele Nullen an N Abtastwerten drangehängt, bis der neue Abtastwert M erreicht ist [21]. In der zeitlichen Darstellung würde das Ergebnis dem eines gestreckten Signals entsprechen.¹²

¹² Eine Stauchung eines Signals, was beispielsweise notwendig wäre, wenn die Periodendauer sich verkürzt (positive Beschleunigung des Motors), ist mit dieser Methode allerdings nicht umsetzbar.

3. Eine dritte Alternative bietet das Themenfeld der nichtstationären Signalklassen. Dort werden Verfahren behandelt, die durch zeitliche Lokalisierung der spektralen Komponenten für eine Aufbaufunktion eine sogenannte „spektrale Dynamik“ mit berücksichtigen. Die spektrale Darstellung nimmt dabei eine Funktion an, die neben der Kreisfrequenz zusätzlich eine zeitliche Abhängigkeit erfährt. Dazu bieten sich unterschiedliche Ansätze wie die Kurzzeit-Fourier-Transformation (STFT) [22,23], Modifikation am Fourier-Integral [24], Wavelet-Transformation [22, 25–31], oder Filterbankanalysen [32–35].

Für alle drei Varianten muss allerdings im Vorfeld die Periodendauer des Signals bekannt sein, welches prinzipbedingt bei einer transienten Simulation nicht möglich ist. Hieraus würden zusätzliche Modellierungsschritte die Anwendbarkeit des Modells erschweren und das bereits in der Rechengeschwindigkeit kritische Transientverhalten durch zusätzliche Rechenprozesse weiter belasten. Für die dritte Variante kommt hinzu, dass eine dynamische Drehzahl während eines ASP unendlich viele Verläufe annehmen kann, die nicht vorhersehbar sind.

Im Folgenden soll ein Ansatz vorgestellt werden, der den technischen Ansprüchen im Zusammenhang des hier behandelten Anwendungsfalles ausreichend gut genügt.

In Anbetracht einer während des Arbeitsspiels veränderlichen Motordrehzahl kann über 720 °KW eine äquivalente, zeitspezifische Periodendauer berechnet werden:

$$T_{ASP,t} = \int_0^{\varphi=720} \frac{1}{6 \cdot n(\varphi)} d\varphi \quad \text{Gl. 2.17}$$

Unter der Annahme eines linearen Drehzahlverlaufs ausgehend von n_0 , ergibt sich die zeitspezifische, mittlere Periodendauer zu:

$$\bar{T}_{ASP,t} = \int_0^{\varphi=720} \frac{1}{6 \left(n_0 + \frac{\Delta n}{720} \varphi \right)} d\varphi \quad \text{Gl. 2.18}$$

Nach Lösen des Integrals ergibt sich für ein gesamtes Arbeitsspiel:

$$\bar{T}_{\text{ASP},t} = \frac{120}{\Delta n} \ln \left(1 + \frac{\Delta n \cdot \varphi}{720 \cdot n_0} \right) \Big|_{\varphi=720} = \frac{120}{\Delta n} \ln \left(1 + \frac{\Delta n}{n_0} \right) \quad \text{Gl. 2.19}$$

Eine entsprechende zeitspezifische, mittlere Motordrehzahl über ein ASP ergibt sich zu:

$$\bar{n}_{\text{ASP},t} = \frac{120}{\bar{T}_{\text{ASP},t}} = \frac{\Delta n}{\ln \left(1 + \frac{\Delta n}{n_0} \right)} \quad \text{Gl. 2.20}$$

Der Logarithmus aus Gl. 2.20 stellt für das Argument Null, also für ein Arbeitsspiel mit stationärer Drehzahl, eine undefinierte Menge dar. Ein erster Ansatz, dieses Problem zu umgehen, ist eine Reihenentwicklung des Logarithmus mit dem Ansatz

$$\ln(1+x) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^{i+1}}{i} \cdot x^i \quad \text{Gl. 2.21}$$

vorzunehmen.

Eine Zerlegung von Gl. 2.20 für n-Taylor-Ordnungen ergibt die zeitspezifische, mittlere Drehzahl:

$$\bar{n}_{\text{ASP},t} = \frac{\Delta n}{\ln \left(1 + \frac{\Delta n}{n_0} \right)} = \frac{\Delta n}{\frac{\Delta n}{n_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta n}{n_0} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta n}{n_0} \right)^3 \dots + \frac{1}{n} \left(\frac{\Delta n}{n_0} \right)^n} \quad \text{Gl. 2.22}$$

Der Reihenterm muss dafür allerdings auf eine endliche Anzahl an Ordnungen begrenzt werden. Dazu stellt sich zunächst die Frage, in welcher Größenordnung Drehzahlsprünge generell im Motor während einer Fahrt auftreten können, um darüber ein Abbruchkriterium der Reihenentwicklung bei einer bestimmten Ordnung definieren zu können.

Am Beispiel des WLTC¹³ wurde hierzu eine Längsdynamiksimulation durchgeführt. Der Beschleunigungsvorgang in Abb. 2.30 stellt dar, dass maximale Drehzahländerungen von $\Delta n / \text{ASP} = 100 \frac{1}{(\text{min-ASP})}$ während des Hochschaltens auftreten können, während der Drehmomentwandler aktiv den Drehzahlunterschied von Antrieb und Abtrieb regelt. Die Größenordnung von 100 hat sich hierbei im Rahmen der Untersuchungen zudem als zyklusunabhängig erwie-

¹³ Worldwide Harmonized Light-Duty Vehicles Test Cycle

sen und gibt daher eine allgemeingültige Abschätzung einer oberen Drehzahl-sprunggrenze.¹⁴

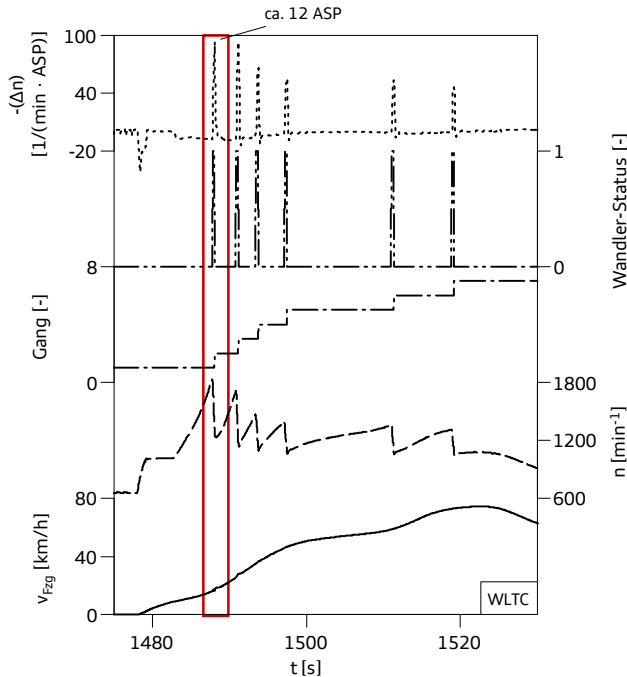


Abbildung 2.30: Maximaler Drehzahlsprung im ASP beim Beschleunigungsvorgang (Beispiel: WLTC)

Abb. 2.31 stellt für die Drehzahlen 750 min^{-1} und 1500 min^{-1} jeweils die zeitspezifische, mittlere Motordrehzahl aus Gl. 2.20 dar und die jeweils dazugehörigen drei ersten Reihenentwicklungen aus Gl. 2.22. Im motorrelevanten Drehzahlbereich - hier das Maximum als $(\Delta n/\text{ASP})_{\text{max}} = 100 \frac{1}{\text{min} \cdot \text{ASP}}$ eingetragen, liefert die 2. Ordnung bereits mit einem relativen Fehler von 0.6 % eine ausreichende Genauigkeit. Die Abschätzung wird bei niedriger Motordrehzahl getroffen, da dort der Fehler am größten ist. Eine Drehzahl von 750 min^{-1} liegt im Allgemeinen im Bereich einer Motor-Leerlaufdrehzahl und kann somit als obere Abschätzung herangezogen werden.

¹⁴ Unter Umständen kann dieser Wert bei großen Unterschieden zwischen den einzelnen Getriebeübersetzungsstufen nach oben abweichen.

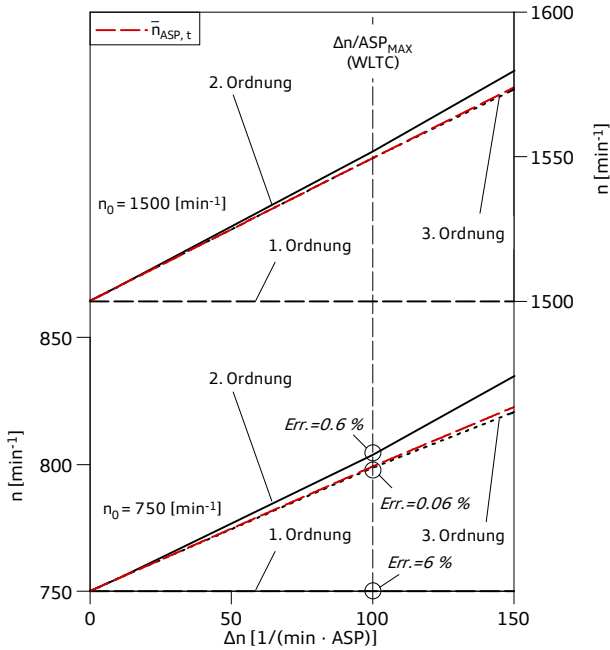


Abbildung 2.31: Anzahl an Taylor-Ordnungen für die Reihenentwicklung zur Bestimmung von $\bar{n}_{ASP,t}$

Neben der zeitspezifischen, mittleren Drehzahl kann alternativ auch eine winkelspezifische, mittlere Drehzahl definiert werden, die sich bei einem Drehzahlanstieg, ausgehend von n_0 mit einem linearen Gradienten $dn_0/d\varphi$ bei 360° ergibt, also bei der örtlichen Mitte eines Arbeitsspiels:

$$\bar{n}_{ASP,\varphi} = n_0 + \frac{dn_0}{d\varphi} \cdot 360 \quad \text{Gl. 2.23}$$

und

$$\bar{T}_{ASP,\varphi} = \frac{2}{\bar{n}_{ASP,\varphi}} \quad \text{Gl. 2.24}$$

In Abb. 2.32 (links) sind die winkelspezifische, mittlere Motordrehzahl $\bar{n}_{ASP,\varphi}$ und die dazugehörige Periodendauer $\bar{T}_{ASP,\varphi}$ dargestellt, die sich aus einem Drehzahlprung innerhalb eines Arbeitsspiels ergeben. Wird die Schnittstelle bei 360° KW als örtliche Mitte betrachtet, so ergeben sich die zeitlichen An-

teile $t_{0^\circ-360^\circ}$, die Zeit, die der Motor benötigt, um von n_0 auf $n_{ASP,\varphi}$ zu beschleunigen, und $t_{360^\circ-720^\circ}$, die Zeit, die der Motor braucht, um von $n_{ASP,\varphi}$ auf n_{720} (Drehzahl bei Abschluss des Arbeitsspiels) zu beschleunigen. Die mittlere Drehzahl in der ersten Hälfte der Beschleunigung des Motors bis 360° KW ist geringer als die in der zweiten Hälfte. Folglich geht daraus hervor, dass für eine positive Beschleunigung des Motors, wie in der Grafik dargestellt, die Zeit $t_{0^\circ-360^\circ}$, die der Motor zum Beschleunigen braucht, größer sein muss als die $t_{360^\circ-720^\circ}$.¹⁵ In Abb. 2.32 (rechts) ist dargestellt, dass für den positiven Beschleunigungsfall eine zeitlich gemittelte Periodendauer $T_{ASP,t}$ über ein Arbeitsspiel gegenüber $\bar{T}_{ASP,\varphi}$ bei einem früheren Winkel $\varphi_{ASP,t}$ liegt. Die Schnittstelle mit der Drehzahl ergibt die zeitspezifische, mittlere Motordrehzahl $\bar{n}_{ASP,t}$. Somit kann festgehalten werden:

- Bei einer positiven Motorbeschleunigung gilt: $n_{ASP,t} < n_{ASP,\varphi}$.
- Bei einer negativen Motorbeschleunigung gilt: $n_{ASP,t} > n_{ASP,\varphi}$.

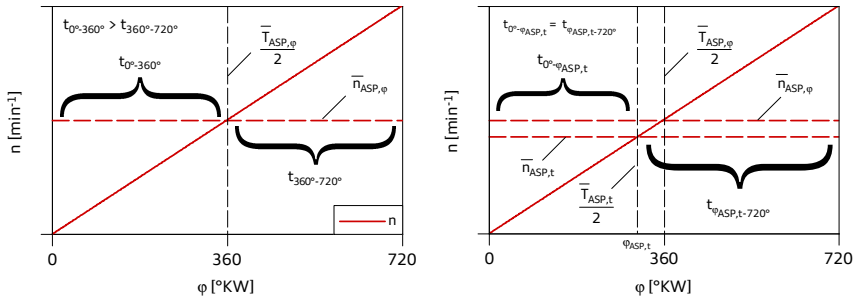


Abbildung 2.32: Definition der Ersatzdrehzahlen $\bar{n}_{ASP,\varphi}$ (links) und $\bar{n}_{ASP,t}$ (rechts)

Eine weitere, elegantere Lösungsmöglichkeit ist die einer Abschätzung aus Gl. 2.20 für den motorrelevanten Drehzahlbereich. Für eine Abschätzung $n_{\min} = n_{\text{Leerlauf}}$, $\Delta n_{\max} = (n_{ASP})_{\max}$ kann folgende Näherung getroffen werden:

$$\bar{n}_{ASP,t}(n_{0,\min}, \Delta n_{\max}) = \frac{\Delta n_{\max}}{\ln\left(1 + \frac{\Delta n_{\max}}{n_{0,\min}}\right)} \sim \bar{n}_{ASP,\varphi} \quad \text{für kleine } \Delta n \quad \text{Gl. 2.25}$$

¹⁵ Bei einer negativen Beschleunigung würde sich das Verhältnis drehen. Dann würde gelten:

$t_{0^\circ-360^\circ} < t_{360^\circ-720^\circ}$

In Abb. 2.33 sind $\bar{n}_{ASP,t}$, $\bar{n}_{ASP,\varphi}$ und die entsprechenden Periodendauer $\bar{T}_{ASP,t}$ und $\bar{T}_{ASP,\varphi}$ für unterschiedliche n_0 in Abhängigkeit vom Drehzahlanstieg Δn während eines Arbeitsspiels grafisch dargestellt. Es lässt sich an der Markierung $\Delta n/ASP_{\max}$ erkennen, dass die Abschätzung aus Gleichung 2.25 im motorrelevanten $\Delta n/ASP$ -Bereich legitim ist.

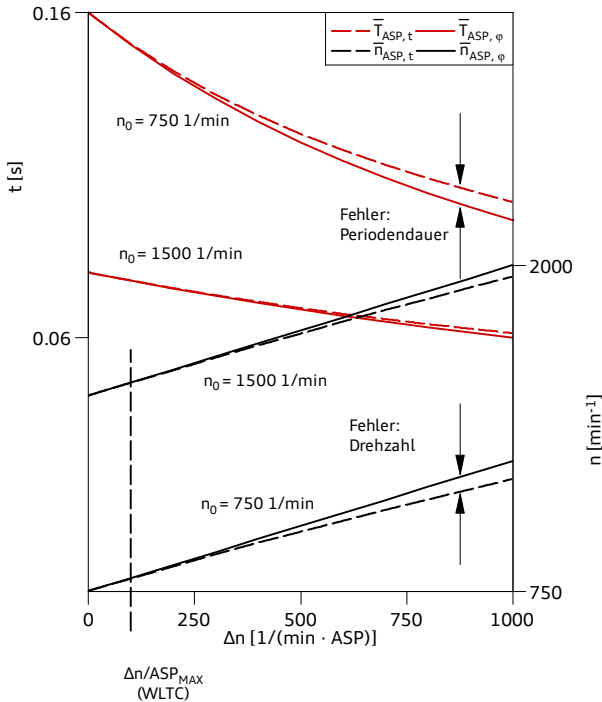


Abbildung 2.33: Zeitlich- und winkelspezifisch gemittelte Periodendauer und Drehzahl

Unter der Annahme einer konstanten, repräsentativen Drehzahl während eines Arbeitsspiels wird somit das Problem umgangen, dass ein Signal über die gesamte Periode unstetig wird. Ein transienter Drehzahlverlauf wird demnach als eine Aneinanderreihung einzelner Arbeitsspiele mit stationärer Drehzahl mit dem Wert $\bar{n}_{ASP,\varphi}$ betrachtet.

Zur Validierung dieser Methode wird am FT-Modell eine transiente Simulation durchgeführt, bei der sowohl die Motordrehzahl, als auch die Last angehoben werden. Dabei wird der sich ergebende Auslassdruck p_3 dem Ergebnis eines

1D-Modells gegenübergestellt. In Abb. 2.34 (oben links) ist der transiente Verlauf dargestellt. Zu drei unterschiedlichen, markierten Zeitpunkten ist jeweils ein Arbeitsspiel abgegriffen:

1. Erreichen der Saugvolllast (p_3 const., n steigend)
2. p_3 steigend, n steigend
3. p_3 fallend, n steigend

In den kurbelwinkelaufgelösten Abbildungen der jeweiligen Arbeitsspiele A-C kann gezeigt werden, dass die Druckpulsationen aus dem FT-Modell sehr gut mit den 1D-Ergebnissen übereinstimmen.

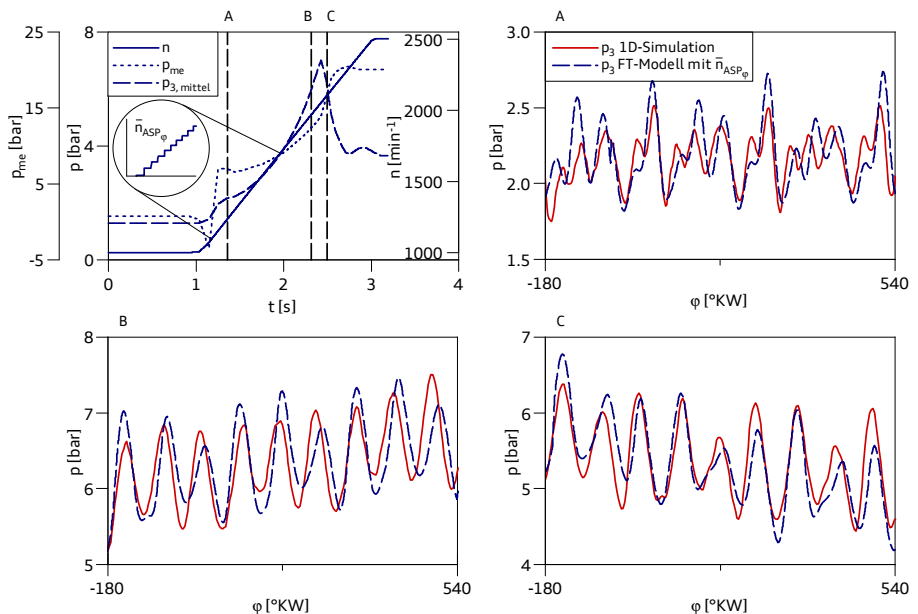


Abbildung 2.34: Transientes Verhalten bei Last- und Drehzahlwechsel

2.8 Zusammenfassung FT-Modell

Abb. 2.35 soll an dieser Stelle schrittweise eine gesamtheitliche Übersicht über das Vorgehen zur Erstellung des FT-Modells geben.

Ebene I:

Die Ausgangsbasis bildet ein bereits in seiner Strömung und Verbrennung abgestimmtes 1D-basiertes Motormodell, so wie es im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Alternativ dazu kann ein automatisierter Prozess über einen Motorenprüfstand als Datenlieferant realisiert werden. Dazu ist für Druckmessungen die erforderliche Sensorik an den jeweiligen Messstellen anzubringen. Die Drücke werden in der

Ebene II:

an den interessanten Stützstellen, an denen eine Auflösung der Druckpulsationen erwünscht ist, über das gesamte Motor-Kennfeld an stationären Punkten aufgezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden für eine realistische Erfassung des Ladungswechsels die Stützstellen „vor Zylinder“ und „hinter Zylinder“ und für eine realistische Erfassung des pulsierenden Verdichter- und Turbinenwirkungsgrades die Stützstellen „vor Verdichter“ und „vor Turbine“ gewählt. Die Stützstellen können allerdings nach Belieben erweitert werden. Für eine spätere, gute Interpolationsfähigkeit sollte das Motorkennfeld gemäß empfohlener Schrittweite abgetastet werden (vgl. Kapitel 2.5.1).

Ebene III:

Die aufgezeichneten Druckverläufe werden nun mit Hilfe der Fourier-Transformation in ihre spektrale Darstellung überführt. Die daraus erworbenen Fourier-Koeffizienten (Phasen und Amplituden) werden für die

Ebene IV:

in Abhängigkeit der Ordnung i gegliedert. Hierbei ist insbesondere darauf zu achten, dass die Phasen-Koeffizienten auf ein gemeinsames Fenster $(-2\pi, 2\pi)$ projiziert werden (vgl. Abb. 2.19 im Abschnitt 2.5.1), sodass innerhalb seiner Grenzen eine Interpolation möglich ist. Diese Darstellungsweise ist notwendig, um folglich in

Ebene V:

für jede Stützstelle ein 2D-Kennfeld mit 3 Ausgangsgrößen aufzuspannen (vgl. Tab. 2.1 im Abschnitt 2.5.1). Der Darstellbarkeit halber sind hier zwei 2D-Kennfelder mit jeweils 2 Ausgangsgrößen abgebildet. Dazu werden aus dem Basismodell bzw. aus der Basismessung die zu den Druckmessungen zugehörigen Drehzahlen und anliegenden, mittleren Drücke an den Stützstellen benötigt. Sind die Daten aufbereitet, können diese für die

Ebene VI:

in das FT-Modell, mit der vorgestellten Modellarchitektur (siehe Abb. 2.21 im Kapitel 2.5.1) eingebettet werden. Nach dem Prinzip eines Füll- und Entleermodells werden die mittleren Drücke in den Behältern berechnet (vgl. Kapitel 1.4.1). Innerhalb des FT-Modells wird dann mit Hilfe der in den Kennfeldern hinterlegten Fourier-Koeffizienten eine IDFT durchgeführt, aus der, der auf Nullniveau basierte Druckverlauf errechnet und auf den mittleren Druck aufaddiert wird.

Zur Berücksichtigung von Eingriffen in die Steuerzeiten (variable Steuerzeiten vgl. Kapitel 2.4.1) und für den speziellen Fall vom Scavenging-Konzept (vgl. Kapitel 2.4.2) für die ottomotorische Verbrennung, werden die vorgestellten Ansätze im FT-Modell hinterlegt. Zusätzlich wird für die Abbildung transienter Vorgänge (vgl. Kapitel 2.7) der vorgestellte Ansatz im FT-Modell implementiert.

Ein Geschwindigkeits-Benchmark, dass an dieser Stelle durchgeführt wird, soll helfen das FT-Modell in seiner Rechengeschwindigkeit einem klassischen 1D-Modell gegenüberzustellen. Für die untere Drehzahl von 1000 min^{-1} kann diese von einem Echtzeitfaktor von 56 auf 0.4, also um den Faktor 140 und bei 4000 min^{-1} von 184 auf 1.9, also um den Faktor 97, erhöht werden (siehe Abb. 2.36). Die Ergebnisse wurden an einem Rechner mit einem i7-2.80 GHz-Prozessor ermittelt.

Zusammenfassend soll Tabelle 2.2 das FT-Modell in seinen Eigenschaften anderen konventionellen Simulationsmethoden gegenüberstellen. Aus der Darstellung wird ersichtlich, dass ein FT-Modell im Grunde eine optimale Kombination aus einem detaillierten 1D-Modell und einem Mittelwertmodell hinsichtlich der Ergebnisqualität ist. Bezüglich der Rechengeschwindigkeit steht es gemeinsam mit einem klassischen Mittelwertmodell auf einem Niveau. Zusätzlich kann es die Strömungsdynamik des Luftpfades abbilden. Allerdings bleibt es für Geometrieoptimierungen eingeschränkt, da der Luftpfad in Form von Behältern abgebildet wird. An dieser Stelle sei zu erwähnen, dass bei einer Veränderung der Luftpfadgeometrie des Motors (Rohrdurchmesser, Rohrlängen, Krümmungen etc.), so wie es während einer Motorentwicklungsphase häufig der Fall ist, es notwendig ist, die strömungsbedingten Druckpulsationen auf Basis von Indizierungen am Motorprüfstand (sofern Veränderung in der

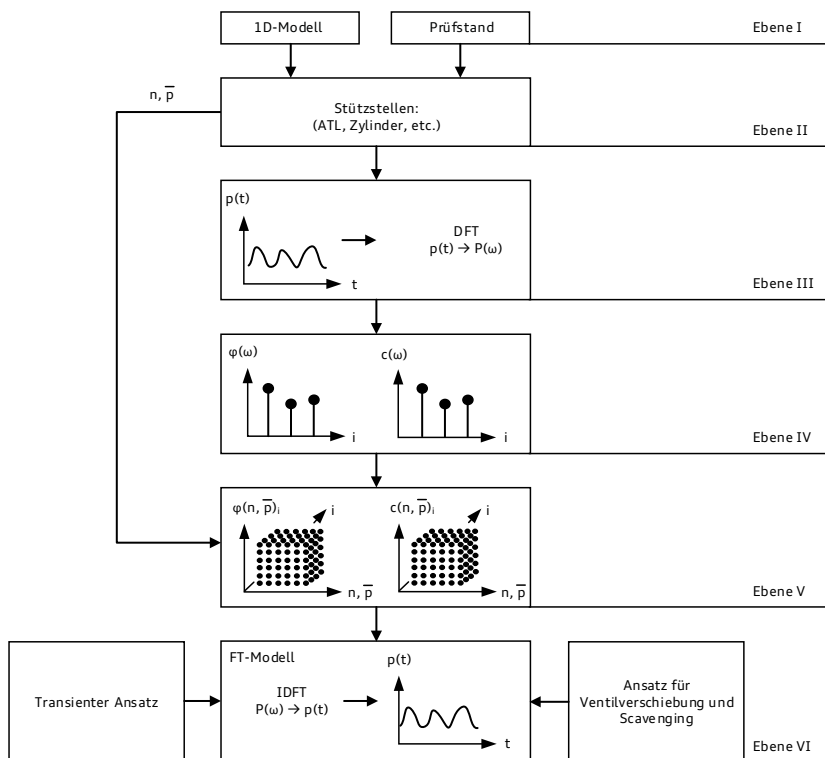


Abbildung 2.35: Schematische Anleitung zur Erstellung eines FT-Modells

Hardware umgesetzt sind) oder etwa am neu abgestimmten Basis 1D-Strömungsmodell zu überprüfen. Sollten die Veränderungen die Charakteristik der Druckpulsationen verändern, so ist es notwendig die Fourier-Koeffizienten erneut abzugreifen und im FT-Modell neu zu implementieren.

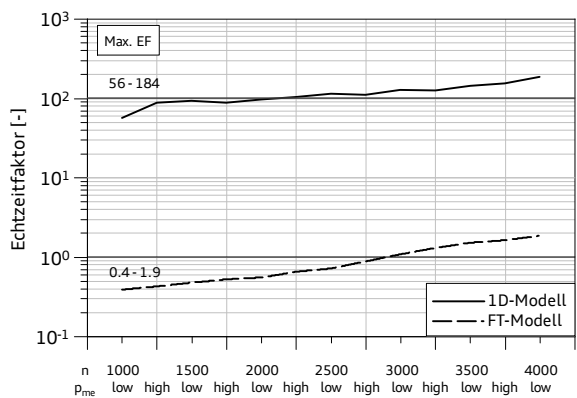


Abbildung 2.36: Rechengeschwindigkeit (Prozessor: i7-2.80 GHz)

Tabelle 2.2: Modell-Detaillierungsgrade

Eigenschaft \ Modell	1D Geometrie- optimierung	Strömungs- dynamik	Luftpfad- Volumen	Rechen- Geschwindigk.
1D	✓	✓	✓	✗
Mittelwert	✗	✗	✓	✓
Fourier- Methode	✗	✓	✓	✓

Entwicklung eines echtzeitfähigen Motorströmungs-
und Stickoxidmodells zur Kopplung an einen
HiL-Simulator

Mirfendreski, A.

2017, XVIII, 156 S. 92 Abb., Softcover

ISBN: 978-3-658-19328-7