

Tabelle 3.1 fasst die benötigten Modellkonstanten zusammen.

A_0	A_1	A_2	A_3	C_{NL1}	C_{NL2}	C_{NL3}	C_{NL4}	C_{NL5}	C_{NL6}	C_{NL7}
0,667	1,25	1,0	0,9	0,75	3,75	4,74	-10,0	-2,0	1000	1,0

Tabelle 3.1: Modellkonstanten für das kubisch-nichtlineare k - ϵ -Modell nach Baglietto und Ninokata [10].

3.1.2 Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Drahtwendeln

Um Ergebnisse, welche mit Hilfe von numerischen Modellen erzielt werden, auf ihre physikalische Plausibilität zu überprüfen, ist es notwendig, diese mit entsprechenden experimentellen Daten zu vergleichen. Eine Verwendung von CFD zur Bestimmung des Strömungsverhaltens in einem Brennelement bedarf einer sehr feinen räumlichen Diskretisierung der Geometrie, um auch lokale Effekte aufzulösen. Zur Verifikation solcher numerischer Simulationen ist somit auch eine sehr hohe Auflösung der lokalen Strömungsstrukturen im Experiment von zentraler Bedeutung, da sich nur so die mit einer hinreichend feinen Diskretisierung berechneten Daten auf ihre physikalische Richtigkeit überprüfen lassen.

Eine Ausnahme von der überwiegend hexagonalen Anordnung der Brennstäbe stellen die Brennelemente des Enrico-Fermi-Reaktors dar. Homeister et al. [68] untersuchten die strömungsmechanischen Charakteristiken dieser Brennelemente im Jahre 1958 experimentell. Die dem angesprochenen Experiment zugrundegelegten Geometrien hatten Abmessungen, wie sie in Tabelle ?? zusammengefasst sind. Gemessen wurden Axialdruckverluste und Mischungsraten durch Injektion von Tracerfluiden in die Wasserströmung. Integrale Ergebnisse, wie durch Homeister et al. [68] beschrieben, sind zur Validierung der nachfolgend erzielten Ergebnisse ungeeignet, weil der durch die Simulationen gewonnene hohe Detaillierungsgrad verloren ginge. Wichtig für die spätere Modellierung ist die Schlussfolgerung der Experimentatoren, dass der Druckverlust durch Drahtwendelabstandshalter nicht von der Form des Drahtquerschnitts abhängig ist, sondern lediglich vom Anstellwinkel Θ zwischen Drahtmittelachse und Stablängsachse. Dies wurde durch einen direkten Vergleich von einem runden und einem rechteckigen Drahtquerschnitt bei gleichen P/D - und H/D -Verhältnissen gezeigt.

1974 hatten Wheeler et al. [154] mit Hilfe von **Laser-Doppler Anemometrie** (LDA) Wasserströmungen in einem hexagonalen 7-Stabbündel mit Drahtwendeln vermessen. Die geometrischen Abmessungen der Teststrecke sind in Tabelle 3.2

aufgeführt. Die gewonnenen Verteilungen von Axialgeschwindigkeiten, Turbulenzintensitäten und Quergeschwindigkeiten dienen zur Kalibrierung von Konstanten des Unterkanalprogramms COBRA IIIC [124]. Da in dieser kleinen Bündelgeometrie der Einfluss von Wandeffekten nicht zu vernachlässigen ist, die Modellierung der gesamten Geometrie jedoch mit den zur Verfügung stehenden Computerressourcen nicht möglich ist, wird dieses Experiment nicht zur Validierung herangezogen.

Ein Jahr später haben Ohtake et al. [108] ebenfalls mit LDA aufwändige Versuche im hexagonalen 37-Stabbündel mit Luft als Strömungsmedium gefahren. Dabei wurden für die aus Tabelle 3.2 zu entnehmenden Abmaße lokale Axial- sowie Quergeschwindigkeitsverteilungen gemessen. Die hierzu veröffentlichten Daten sind jedoch überwiegend qualitativer Natur und damit eher zur Visualisierung als zum Abgleich mit numerischen Berechnungen geeignet. Die Ermittlung solcher detaillierter Informationen wurde von den Autoren mit Bezug auf Sako et al. [126] als notwendig erachtet, da dort von einer Temperaturerhöhung im Bereich des Linienkontakts zwischen Hüllrohr und Drahtwendel von ca. 40°C im Vergleich zur unbedeckten Hüllrohroberfläche berichtet wird. Die Ermittlung dieses verschlechterten Wärmeübergangs und dessen Berücksichtigung durch sogenannte "Hot-Spot"-Faktoren in der Auslegung von Brennelementen bedarf einer genauen Kenntnis der lokalen Strömungsverhältnisse.

Nach Carelli et al. [28] befinden sich die Stellen höchster Temperaturen bei mit Flüssigmetall gekühlten Brennelementen unter dem Draht, wenn dieser sich genau im engsten Spaltquerschnitt befindet. Für die Brenn- bzw. Brutelemente des **Clinch River Breeder Reactor Plant (CRBRP)**, auf welche später in diesem Kapitel noch genauer eingegangen wird, wurden empirische Korrelationen für die Bestimmung der Temperaturen direkt unter den Drähten sowie innerhalb der Hüllrohre in Abhängigkeit der radialen Position ermittelt.

Fenech [47] hat für die typische Geometrie eines mit Gas gekühlten, schnellen Reaktors "Hot-Spot"-Faktoren für die gesamten Unterkanäle in Abhängigkeit der vorherrschenden Reynoldszahl durch beheizte Experimente mit Wasser bestimmt. Dabei waren die einzelnen Drahtwendeln im Vergleich zu denen benachbarter Stäbe um 120° phasenverschoben. Auch hier wurden die Stellen höchster Temperatur in den engsten Spaltquerschnitten erwartet, jedoch in den Unterkanal hinein verschoben gefunden. Dies wurde dem Quermassenstrom über die Spalte zugeschrieben. Der induzierte Queraustausch wird mit zunehmender Reynoldszahl verstärkt und senkt demzufolge die lokale Temperaturerhöhung durch einen verbesserten Wärmeübergang. Ferner wurde berichtet, dass sich vom stromaufwärts befindlichen Staupunkt auf der Druckseite der Drahtwendel über diese hinweg zur stromabwärts gelegenen Saugseite ein scharfer Temperaturabfall aufgrund der dortigen, erhöhten Turbulenz mit dem damit verbundenen, besseren Wärmeübergang einstellte.

Den Experimenten von Arwikar und Fenech [4] lag die gleiche Geometrie wie später bei Fenech [47] zugrunde, also ebenfalls mit phasenverschobenen Drahtwendeln. Es wurde erwähnt, dass sich in einer Stabbündelgeometrie mit Drahtwendelabstandshaltern durch deren kontinuierlichen Einfluss auf das Fluid nirgendwo eingelaufene Strömungsbedingungen einstellen könnten. Die Beobachtung von lokal zugefügtem Tracermittel ergab, dass die Druckseite einer Drahtwendel in einem Randkanal Fluid in den Nachbarkanal verdrängt und es auf der Saugseite zu Strömungsablösung kommt. Es wurde der positive Effekt einer verstärkten Durchmischung innerhalb eines Unterkanals festgestellt, doch blieb die verbesserte Mischung innerhalb einer Ganghöhe auf zwei benachbarte Unterkanäle beschränkt. In dieser Konfiguration herrschte eine deutlich geringere Ausprägung der helixförmigen Strömungsstruktur in den Randkanälen als bei Bündeln mit Drähten in Phase, was die vorangegangene Beobachtung untermauert.

Versuchsdaten aus dem Halbjahresbericht von 1961 zum gasgekühlten Reaktorprojekt der US-amerikanischen Armee [1] belegten, dass Axialdruckverlust und Wärmeübergangskoeffizienten unabhängig von der Windungsrichtung der Drahtwendeln sind. Dort hatten sich die untersuchten Größen nicht verändert, als bei der Hälfte aller Stäbe die Wicklungsrichtung bei einem weiteren Versuchslauf umgedreht wurde.

Zhukov et al. [158] untersuchten experimentell in einem beheizten, hexagonalen 37-Stabbündel die Auswirkungen der Wicklungsrichtung auf die Fluidquervermischung und die Hüllrohrtemperaturen. Es wurde dabei eine Konfiguration realisiert, bei der die Wicklungsrichtungen der Drahtwendeln um einen Zentralstab in Umfangsrichtung alternierten. Der von solchen sechs Stäben umgebene, zentrale Stab war nicht mit einem Draht versehen. Weiterhin wurde eine Anordnung betrachtet, bei der die Wicklungsrichtungen entlang einer Linie benachbarter Stäbe konstant waren. Beim Referenzdesign hatten alle Stäbe die gleiche Wicklungsrichtung. Die geometrischen Abmaße waren dabei $P/D = 1,19$ und $H/D = 12$. In der inneren Region des Bündels entsprach der Drahtdurchmesser einem Verhältnis von $d/D = 0,1875$. Bei den Stäben, welche den Kastenwänden am nächsten waren, war der Drahtdurchmesser halbiert worden und die Querschnittsflächen der Randkanäle demzufolge kleiner als bei anderen Brennelementdesigns. Es konnte gezeigt werden, dass wenn nur der zentrale Stab im Bündel beheizt war, sich bei dem Design mit der gezielt ausgelassenen Umwicklung von Stäben ein deutlich flacheres, radiales Temperaturprofil einstellte als bei der Referenzanordnung. Dieser Effekt wird deutlich ausgeprägter mit zunehmender Wärmezufuhr. Dies lässt sich nur mit signifikanten Unterschieden in der Fluidvermischung erklären. Als beste Konfiguration hat sich die abwechselnd linienweise konstant gehaltene Wicklungsrichtung herausgestellt. Als alle Stäbe beheizt waren, wies besagtes

Design die geringsten Ungleichmäßigkeiten im radialen Temperaturverlauf auf und die einheitliche Wicklungsrichtung die höchsten. Die Überlegenheit im Vergleich zu den beiden anderen Wicklungsarten war besonders in den Randkanälen und etwas geringer in den Eckkanälen ausgeprägt. Die Autoren Zhukov et al. [158] favorisierten somit eine linienweise abwechselnde Wicklungsrichtung, zumal sich diese auch im Hinblick auf den Axialdruckverlust als vorteilhaft erwiesen hatte.

Wei [152] untersuchte mit einem Unterkanalcode, wie sich verschiedene Drahtkonfigurationen bei ansonsten gleicher Wicklungsrichtung und ohne Leistungsgradient auf das Temperaturprofil des hexagonal angeordneten 217-Stabbüdels des CRBRP-Designs auswirken. Bei dem Referenzdesign ($0^\circ-0^\circ-0^\circ$) starteten alle Drähte bei der gleichen Winkelposition und alle Stäbe waren mit Drahtwendeln umwickelt. Ein weiteres Design stellte die sogenannte "versetzte" Anordnung ($0^\circ-30^\circ-60^\circ$) dar. Dabei waren alle Stäbe mit Drähten umwickelt, jedoch waren die Startpositionen der Drähte dreier benachbarter Stäbe wiederkehrend um einen konstanten Winkel von z.B. 30° versetzt. Die sogenannte "versperrte" Variante ($0^\circ-120^\circ-240^\circ$) war analog der "versetzten" Anordnung aufgebaut, nur dass der Winkelversatz hier 120° betrug. Da es hier in bestimmten, axialen Positionen vorkommt, dass sich drei Drahtquerschnitte gleichzeitig in einem Unterkanal befinden, wurde der Drahtdurchmesser hier leicht reduziert, um das P/D -Verhältnis einhalten zu können. Die vierte Konfiguration unterschied sich insofern von allen anderen, als dass in ihr bestimmte, einzelne Stäbe nicht mit Drahtwendeln versehen waren. Sie wurde für die gleiche Startposition aller Drähte untersucht, ließe sich aber auch mit der versetzten Anordnung realisieren. Beim Referenzdesign stützen sich die Stäbe ebenenweise durch die Drähte in einer Linie gegeneinander und gegen die Kastenwände alle Sechstel-Ganghöhe ab. Zwischen diesen Ebenen erfolgt keinerlei Abstützung. Wei [152] wies darauf hin, dass sich im Betrieb der Außenkasten wegen der auf ihn durch die Fluidreibung wirkenden Kräfte helixförmig verwinden würde. Der Autor merkte an, dass bei den drei anderen Konfigurationen eine deutlich geringere Verwindung des Kastens zu erwarten sei, da sich aufgrund der besseren Verteilung der Stützpunkte der Kraftfluss gleichmäßiger einstellt. Es konnte gezeigt werden, dass bis auf die "versperrte" Anordnung alle Konfigurationen ein schiefes Temperaturprofil über den Brennelementquerschnitt am Brennelementausgang aufwiesen. Diese Schiefelage kann von der anfänglichen Startposition der Drahtwendeln abhängen und wurde durch die einseitige Strömungsrichtung in den Randkanälen des Referenzdesigns hervorgerufen. Vor allem beim "versperrten" und in abgeschwächter Weise beim "versetzten" Design ist der die Strömung antreibende Effekt der Drahtwendeln gleichmäßiger über die Kastenwände verteilt und sorgt somit für eine bessere Vermischung innerhalb der jeweiligen Unterkanäle. Dies hat nach Wei [152] den positiven Effekt, dass einige an die Randkanäle angrenzende Zentralkanäle als Senken für lokale Fluktuationen dienen, die beim Beschleunigen der Strömung durch eine im Unterkanal befindliche Drahtwendel auftreten. Als Konsequenz daraus resultiert eine gleich-

mäßigere Quergeschwindigkeitsverteilung in den Randkanälen als bei den anderen untersuchten Konfigurationen. Es bleibt anzumerken, dass diese Studie ohne radiales Leistungsprofil durchgeführt wurde. Liegt ein Leistungsgradient über den Brennelementquerschnitt an, ist zu erwarten, dass starke Querströmungen in den Randkanälen Temperaturspitzen durch Vermischen mit kälteren Regionen abbauen.

Homeister et al. [68] erwähnten auch bei Bündeln mit quadratischer Stabanordnung die Gefahr der Kastenverbiegung aufgrund einer ungleichmäßigen Temperaturverteilung innerhalb des Brennelements. Als Maßnahme zur Vermeidung einer unerwünschten Verwindung der Kastenwände und dadurch des gesamten Brennelements hatten die Autoren eine doppelwandige Ausführung der Seitenwände vorgeschlagen. Diese zwei Kästen sind dabei durch eine helixförmige Drahtwicklung auf Abstand gehalten und erlauben eine Strömung in diesem Kanal in Umfangsrichtung, was zum Temperatenausgleich beiträgt.

In der Versuchsreihe von Fernandez und Carajilescov [49] in einem mit Luft durchströmten, hexagonalen 7-Stabbündel wurden Verläufe des statischen Druckes auf Stab- und Kastenwänden sowie Verteilungen der sich einstellenden Wandschubspannungen auf zwei Stäben ermittelt. In diesem Experiment wurde ein starker Abfall des statischen Drucks in axialer Richtung über den Drahtquerschnitt gemessen, was auf eine Anstauung von Fluid stromaufwärts und ein Nachlaufgebiet mit Strömungsablösung stromabwärts des Drahtes rückschließen lässt. Auf der Druckseite der Drahtwendel wurden hohe Wandschubspannungen ermittelt, was durch die Beschleunigung der Strömung in Wicklungsrichtung der Drahtwendel zu erklären wäre. Wie schon beim Experiment von Wheeler et al. [154] lässt sich die in Tabelle 3.2 näher spezifizierte Geometrie im Rahmen dieser Arbeit nicht modellieren.

Chen et al. [32] haben sehr detailliert beschriebene Messungen mit LDA in einem hexagonalen 61-Stabbündel für zwei verschiedene Drahtwendelganghöhen mit Wasser durchgeführt. In zwei Randkanälen und einem Eckkanal wurden mit hoher lokaler Auflösung Turbulenzintensitäten, Axial- sowie Quergeschwindigkeiten und die Umverteilung der Strömung infolge unterschiedlicher Druckverluste in verschiedenen Unterkanälen in Abhängigkeit der Drahtposition bestimmt. Ferner zeichneten die Autoren Quergeschwindigkeitsprofile über die Spaltquerschnitte auf. Sie berichteten, dass in Bezug auf die Axialgeschwindigkeiten nach der zweiten Ganghöhe bereits von eingelaufenen Strömungsbedingungen auszugehen ist, wohingegen dies für die Quergeschwindigkeitsprofile nicht galt. Chen et al. [32] wie auch Fernandez und Carajilescov [49] gingen davon aus, dass erst nach einer axialen Lauflänge von ca. 40 hydraulischen Durchmessern eines Unterkanals verlässliche Daten ermittelt werden. Es wird auch in naher Zukunft nicht möglich sein, eine Geometrie diesen Ausmaßes mit CFD-Methoden für die vorherrschenden, komplexen Strömungsbe-

dingungen hinreichend genau zu modellieren. Da die drei untersuchten Unterkanäle nicht als unbeeinflusst von den umgebenden Strömungsverhältnissen betrachtet werden können, ist diese Experimenteserie zur Validierung von dreidimensionalen CFD-Rechnungen ungeeignet.

Autor	Anordnung	Stabanzahl	P/D	H/D
Homeister [68]	quadratisch	25	1,09	20,74
Homeister [68]	quadratisch	144	1,28	37,98 & 50,63
Wheeler [154]	hexagonal	7	1,27	55,75
Ohtake [108]	hexagonal	37	1,19	34,81
Fernandez [49]	hexagonal	7	1,2	15
Chen [32]	hexagonal	61	1,25	24 & 48
Patch [111]	hexagonal	48	1,07	7,9
Bartholet [17], [16], [15]	hexagonal	39	1,25	52

Tabelle 3.2: Experimenteserien zur Validierung simulierter Strömungsstrukturen.

1977 hat die **Westinghouse Advanced Reactors Division** (WARD) umfangreiche Experimenteserien für das US-amerikanische, mit Flüssigmetall gekühlte Demonstrationskraftwerk (CRBRP) eines schnellen Brutreaktors mit einer Leistung von $975 MW_{th}$ durchgeführt [123]. Die detaillierte Auflösung der Strömungsverhältnisse in dem mit Luft als Strömungsmedium betriebenen Teil eines Brennelements mit Drahtwendelabstandshaltern diente bereits Basehore und George [18] der Kalibrierung und Verifikation von numerischen Rechenprogrammen wie COBRA IV-I, welche in der thermohydraulischen Auslegung von Brennelementen Anwendung finden [153]. Um bei der Verwendung von Drucksonden zur Datenerfassung möglichst viele Messpositionen abzudecken, wurde eine Skalierung von 11:1 für die Brennelementgeometrie [17], [16] und [15] bzw. 5:1 für die Brutelementgeometrie [111] gewählt. Da lediglich die Daten der Experimente im Maßstab 11:1 hinreichend gut dokumentiert sind, werden diese zur Validierung der anvisierten, numerischen Berechnungen herangezogen. Zum Vergleich mit den berechneten Ergebnissen werden die Messungen von Bartholet et al. [17] für ein zentrales Unterkanalpaar benutzt, da nur Zentralkanäle ohne Einfluss von wandinduzierten Effekten mit vertretbarem, numerischen Aufwand modelliert werden. Die in einem Stabteilung-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis von $P/D = 1,25$ hexagonal angeordneten Stabattrappen besitzen einen Außendurchmesser von $D = 63,5 mm$. Somit besitzen die Drähte, welche helixförmig mit einer axialen Teilung von $H = 3.300 mm$ um jeden Stab gewickelt sind, einen Durchmesser von $d = 15,9 mm$. Das Drahtteilung-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis errechnet sich in dieser Konfiguration zu $H/D = 52$. Abb. 3.1 visualisiert die beschriebene Geometrie:

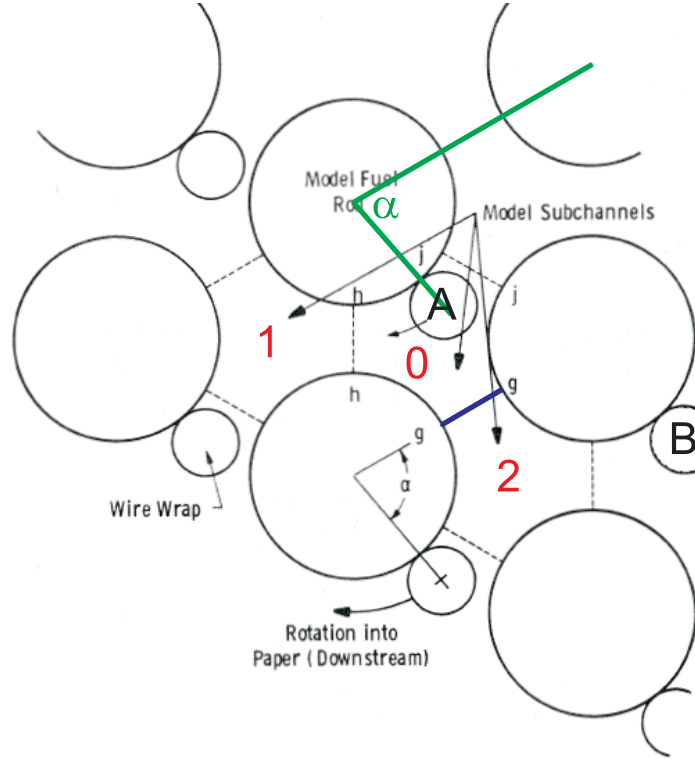


Abbildung 3.1: Konfiguration der untersuchten Geometrie [17].

Die Experimente wurden bei einer Temperatur von $T = 24^\circ\text{C}$ und einer mittleren Axialgeschwindigkeit von $\langle v_{ax} \rangle = 33,5\text{m/s}$ durchgeführt, was zu einer Reynoldszahl von ca. $Re = 73.000$ in der Messstrecke führte. Gemessen wurden der Axialdruckverlust, Axialgeschwindigkeitsprofile, Quergeschwindigkeitsverläufe senkrecht zu den Spalten zwischen zwei benachbarten Unterkanälen sowie lokale Konzentrationen von eingedüstem Tracergas.

Damit der durch die Drahtwendeln induzierte Austauschmassenstrom durch den engsten Spaltquerschnitt zwischen zwei Stäben bestimmt werden kann, gilt es, die lokalen Lateralgeschwindigkeitsprofile zu quantifizieren. Um die lokale Quergeschwindigkeit $v_n(\alpha, z)$ als Funktion der Winkelposition α und der damit einhergehenden, axialen Höhe z zu erfassen, werden verschiebbare Drucksonden verwendet. So ist es möglich, zusammen mit der mittleren, axialen Geschwindigkeit $\langle v_{ax} \rangle$ in der Teststrecke eine dimensionslose Variable $\Phi(\alpha, z)$ zu definieren, welche den lokalen Fluidaustausch charakterisiert:

$$\Phi(\alpha, z) = \frac{v_n(\alpha, z)}{\langle v_{ax} \rangle \cdot \tan \Theta}. \quad (3.27)$$

Hierbei beträgt der Winkel zwischen Drahtmittellinie und Stabachse $\Theta = 4,33^\circ$.

Integriert man die Variable $\Phi(\alpha, z)$ über die Spaltweite s , so folgt:

$$\bar{\Phi}(\alpha) = \frac{1}{s} \cdot \int_s \Phi(\alpha, z) dz = \frac{1}{s} \cdot \int_s \frac{v_n(\alpha, z)}{\langle v_{ax} \rangle \cdot \tan \Theta} dz = \frac{\bar{v}_n}{\langle v_{ax} \rangle \cdot \tan \Theta} \quad (3.28)$$

Der Axialdruckverlust kann im Rahmen der experimentellen Genauigkeit folgendermaßen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl korreliert werden:

$$\Delta p = f \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \langle v_{ax} \rangle^2 \cdot \frac{l}{d_h} \quad (3.29)$$

mit:

$$f = 2,284 \cdot Re^{-0,4183} \quad (3.30)$$

Dabei ist f der in [17] bestimmte Druckverlustkoeffizient und $l = H$ die axiale Länge.

Von den in diesem Kapitel vorgestellten Experimenten sind jene von Wheeler et al. [154], Chen et al. [32] und die Experimenteserie von Bartholet et al. [17], [16] bzw. [15] zur Validierung von errechneten Strömungsstrukturen in Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern am besten geeignet. Begründbar ist dies mit der sehr guten Dokumentation der Messaufbauten, der hohen lokalen Datendichte sowie den entsprechend durchgeführten Bestimmungen der Messfehler. Die bei isothermen Bedingungen gewonnenen Messwerte erlauben eine getrennte Betrachtung der Einwirkung der Drähte auf die Fluidströmung von den kumulativen Einflüssen bei zusätzlicher Wärmezufuhr.

Die Daten von Bartholet et al. [17] für zwei zentrale Unterkanäle in hexagonaler Anordnung aus Abb. 3.1 werden in Kapitel 3.4 zum Vergleich mit den ermittelten, numerischen Ergebnissen herangezogen.

3.2 Aufbau des CFD-Modells

Das kommerzielle Software-Paket STAR-CD[©] 3.26 wird für die Durchführung der numerischen Simulationen gewählt, da diese Plattform eine große Auswahl an bereits implementierten Turbulenzmodellen verfügt. Der Fluidraum besteht aus zwei aneinander angrenzenden, zentralen Unterkanälen (0) und (1), wie sie in Abb. 3.1 dargestellt sind. Diese Anordnung erlaubt wegen der hinreichend weiten Entfernung von der Randregion die Verwendung von zyklischen Randbedingungen in lateraler Richtung, worauf später näher eingegangen werden soll. Die Höhe der modellierten Geometrie umfasst eine gesamte, axiale Ganghöhe der Drahtwendeln, wodurch Deckungsgleichheit der Ein- und Auslassfläche erzielt wird. Da der Winkel zwischen der Brennstabmittelachse und der Drahtmittelachse lediglich $\Theta = 4,33^\circ$

beträgt, wird eine besondere Schnittweise in der Spaltregion gewählt, wie sie der Abb. 3.2 zu entnehmen ist. Mit dieser Methode bleibt das Gesamtvolumen der Geometrie erhalten, jedoch werden zu kleine Zellwinkel zwischen den Drahtoberflächen und Schnittflächen vermieden. Aus dem gleichen Grund wird der Linienkontakt zwischen Drahtwendel und Staboberfläche ausgerundet modelliert. Homeister et al. [68] stellten fest, dass die Form des Drahtes einen vernachlässigbaren Einfluss auf Druckverlust und Mischungsraten hat. Um Punktkontakte zwischen Drahtwendeln und benachbarten Brennstäben zu umgehen, wird in dieser Region ein Spalt von 15% des Drahtdurchmessers gewählt. Dabei wird vom Drahtvolumen eine entsprechende Kuppe abgeschnitten. Dies ist in Abb. 3.2 ersichtlich. Der Einfluss dieser Modifikationen der Geometrie wird als vernachlässigbar angesehen, was im Folgenden näher untersucht wird. Alle zitierten Autoren von numerischen Untersuchungen zu Strömungen mit Drahtwendelabstandshaltern, wie Ahmad et al. [2], Gajapathy et al. [53] und Fischer et al. [52], bedienten sich einer ähnlichen Art der Modifikation der Geometrie.

Die Experimentatoren Barholet et al. [17] gingen von hinreichend eingelaufenen Strömungsbedingungen aus, da der Druckverlust nach einer Einlaufstrecke von einer halben Ganghöhe nahezu linear zugenommen hat. Aus diesem Grund ist es ausreichend, eine axiale Ganghöhe zu modellieren. Ferner erlaubt dies die Verwendung von partialzyklischen Randbedingungen in axialer Richtung auf den Ein- und Auslassflächen, wie in Abb 3.2 blau dargestellt. Dabei wird der Massenstrom vorgegeben und über den sich einstellenden Druckverlust iteriert, wobei sich die ansonsten identischen Profile des Druckes auf der Ein- bzw. Auslassebene genau um dieses Inkrement unterscheiden. Skalare Größen wie die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors und turbulente Größen werden ebenfalls gleich gesetzt. Die beiden zentralen Unterkanäle können als hinreichend weit entfernt von den Kastenwänden und somit als von den Wänden induzierten Effekten unbeeinflusst betrachtet werden. Aus diesem Grunde werden in lateraler Richtung "echte", zyklische Randbedingungen aufgeprägt, wobei jeweils die zwei Schnittflächen über die Diagonale ein Paar bilden. Auf diesen Flächen, in Abb. 3.2 hellgrün eingefärbt, wird von allen skalaren Größen Gleichheit gefordert. Auf den rot wiedergegebenen Stab- und Drahtoberflächen gilt die Haftbedingung.

Die eingelaufene Strömung in diesem Fluidraum wird stationär berechnet. Als Iterationsverfahren wird der semi-implizite "SIMPLE"-Algorithmus [110] verwendet, wohingegen bei der räumlichen Diskretisierung die "Quadratic Upstream Interpolation of Convective Kinematics (QUICK)" [29] Anwendung findet, ein Verfahren dritter Ordnung.

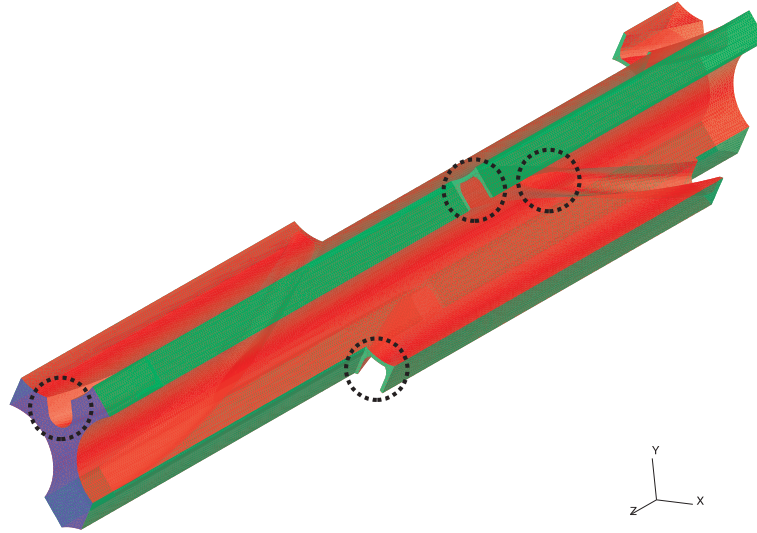


Abbildung 3.2: Fluidraum der 2 Zentralkanäle in hexagonaler Anordnung mit aufgeprägten Randbedingungen.

Aufgrund der komplexen Geometrie des Fluidraums wird von einem blockstrukturierten Rechengitter abgesehen. Den Kern des numerischen Modells bilden sogenannte "trimmed cells". Dabei wird der Fluidraum zunächst grob durch Hexaederelemente angenähert, woraus dann die exakte Geometrie geschnitten wird. Somit entstehen am Rand der Geometrie entsprechend geformte Hexaederelemente. Diese werden in dieser Arbeit von einer einzelnen Schicht Prismenzellen umgeben. Dies vereinfacht die Justierung des dimensionslosen Wandabstands auf Werte von $y^+ \approx 30 - 100$ für die Verwendung von Turbulenzmodellen in der high-Reynolds Formulierung in Verbindung mit Wandfunktionen. Aufgrund der starken, lokalen Beschleunigung der Strömung beim Eintritt des Drahtes in die Spaltregionen kann dieser Wert dort teilweise nicht eingehalten werden. Da die Kopplung zweier Flächen mit vollzyklischen Randbedingungen einer identischen Netztopologie bedarf, wird der Ein- und Auslassbereich jeweils durch eine einzelne Schicht blockstrukturierter Hexaederelemente wiedergegeben, welche an die Prismenschicht gekoppelt sind. Den Berechnungen zugrunde gelegt werden die Stoffwerte $\rho = 1,1918 \text{ kg/m}^3$ und $\mu = 1,827 \text{ kg/ms}$ von Luft bei einer Temperatur von $T = 24^\circ\text{C}$ und der sich daraus für die modellierte Geometrie ergebende Axialmassenstrom von $M_{ax} = 0,084 \text{ kg/s}$. Als Konvergenzkriterium wird eine Änderung der Residuen der berechneten Strömungsgrößen zwischen zwei Iterationen von $Res = 10^{-4}$ festgelegt.

3.3 Datenextraktion durch Volumenmittelung

Zur Quantifizierung der Mischung zwischen benachbarten Unterkanälen ist die Kenntnis des Austauschmassenstroms entlang der axialen Höhe in den einzelnen Spalten zwischen den Brennstäben notwendig. Das unstrukturierte numerische Netz mit der gewählten Schnittweise in den Spaltregionen erschwert jedoch die Bestimmung der Quergeschwindigkeiten im engsten Spaltquerschnitt. Zur Datenextraktion wird eine Gauß'sche Filterfunktion w verwendet, um die in den jeweiligen Zellmittelpunkten gespeicherten Strömungsgrößen gemäß deren Abstand zum engsten Spaltquerschnitt entsprechend zu wichten:

$$w = e^{-\Upsilon c^2} \quad (3.31)$$

mit:

$$c = n - n_0, \quad (3.32)$$

wobei der Parameter Υ , hier in lateraler Richtung zu $\Upsilon_{lat} = 0,05$ gewählt, die Breite der Wichtungsfunktion w justiert und n eine lokale Koordinate senkrecht zum Spalt ist. Sie berücksichtigt den Abstand zwischen Zellmittelpunkt und Spalt. n_0 ist der Abstand des Spaltes in lokalen n -Koordinaten zur globalen z -Achse. Diese Wichtungsfunktion multipliziert die Strömungsgrößen der individuellen Fluidzellen mit einem Wichtungsfaktor entsprechend der jeweiligen Lage des Zellmittelpunkts relativ zum engsten Spaltquerschnitt. Dieser Faktor hat den Wert $w = 1$, falls sich der Mittelpunkt einer Zelle exakt auf dem schmalsten Querschnitt zwischen zwei Stäben befindet, und fällt zu Werten $w = 0$ ab für große n . Abb. 3.3 demonstriert am Beispiel eines Schnittes durch den Fluidraums aus Abb. 3.2 den Effekt der Wichtungsfunktion w .

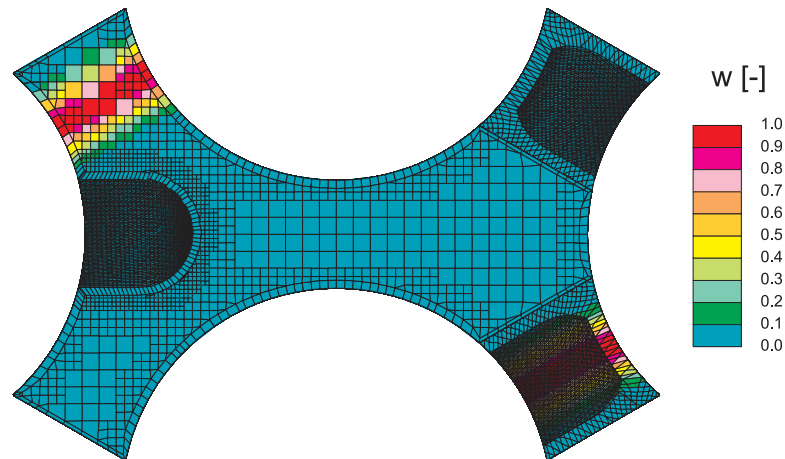


Abbildung 3.3: Gauß'sche Wichtungsfunktion.

Die Integration der Funktion w über die Koordinate n ergibt nach [99]:

$$\int_n w \, dn = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \int_{-\infty}^0 e^{-\Upsilon c^2} \, dn + \int_0^{\infty} e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\Upsilon}} \quad (3.33)$$

mit:

$$\int_{-\infty}^0 e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \int_0^{\infty} e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\Upsilon}} \quad (3.34)$$

Zur Bestimmung der volumengemittelten Quergeschwindigkeiten auf den Spaltflächen wird der Fluidraum in axialer Richtung in äquidistante Kontrollvolumen V unterteilt. Der durch die Drahtwendeln induzierte, mittlere Quermassenstrom pro axialem Kontrollvolumen \widehat{M}_{quer} durch die Spalte zwischen den Brennstäben ist damit über die mittlere Quergeschwindigkeit pro axialem Kontrollvolumen \widehat{v}_n definiert:

$$\widehat{v}_n = \frac{\iiint_V (v_n \cdot w) \, dV}{\iiint_V (w) \, dV} = \frac{\iiint_V (v_n \cdot w) \, dV}{\iint_A \left(\int_n w \, dn \right) \, dA} = \frac{\sum_i (v_{n,i} \cdot w \cdot V_i)}{\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\Upsilon}} \cdot s \cdot \Delta z_{ax}}. \quad (3.35)$$

Somit folgt:

$$\widehat{M}_{quer} = \rho \cdot \widehat{v}_n \cdot s \cdot \Delta z_{ax}. \quad (3.36)$$

Hier sind v_n die lokale Quergeschwindigkeit, V_i die Volumen der einzelnen Zellen des Rechengitters, s die Spaltweite, Δz_{ax} die Höhe eines Kontrollvolumens V , welches symmetrisch um die axiale Auswertehöhe gewählt wird, und ρ die Fluidichte.

Die über die gesamte, modellierte Geometrie gemittelte Axialgeschwindigkeit $\langle v_{ax} \rangle$ wird wie folgt bestimmt:

$$\langle v_{ax} \rangle = \frac{\sum_j (v_{ax,j} \cdot V_j)}{\sum_j V_j}, \quad (3.37)$$

mit $v_{ax,j}$ den individuellen Werten für die Axialgeschwindigkeiten in den j Zellvolumen, welche den Fluidraum abbilden.

3.4 Validierung und Sensitivität der Ergebnisse

3.4.1 Studie der Netzabhängigkeit

Bei numerischen Simulationen kann die Gittertopologie einen Einfluss auf die erzielten Ergebnisse haben. Diese Sensitivität gilt es zu quantifizieren, indem eine systematische Netzverfeinerungsstudie durchgeführt wird. Der Aufbau des Rechenetzes ist allen hier untersuchten Modellen gemein und entspricht dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Aufbau. Lediglich die Anzahl der Tetraeder- und Prismenzellen wird in dieser Studie variiert. Um eine ausreichend hohe Zelldichte zu garantieren, wird die Fluiddomäne vor der Netzgenerierung auf ein Fünftel der Originalgröße komprimiert. Es ist anzunehmen, dass dies einen vernachlässigbaren Einfluss auf die axiale Strömungsstruktur hat. Alle anderen geometrischen Dimensionen werden konstant gehalten. Insgesamt werden nachfolgend fünf verschiedene Anzahlen an Fluidzellen und die daraus resultierenden Zelldichten untersucht. Die generierten, numerischen Modelle sind aus den in Tabelle 3.3 aufgelisteten Fluidelementen zusammengesetzt. Allen Netzen gemein sind zusätzlich jeweils 1.343 Hexaederzellen an den Ein- und Auslassbereichen.

	<i>Fluidzellen</i>	Prismenzellen	Hexaederzellen
Netz 1	<i>175.190</i>	27.671	147.519
Netz 2	<i>269.657</i>	37.945	231.712
Netz 3	<i>386.657</i>	52.332	334.325
Netz 4	<i>713.577</i>	85.552	628.025
Netz 5	<i>900.203</i>	<i>96.580</i>	<i>803.623</i>

Tabelle 3.3: Zusammensetzung der numerischen Modelle.

Besonderes Augenmerk gilt der Netzauflösung in den Spaltregionen, da der Austauschmassenstrom zwischen benachbarten Unterkanälen der zu untersuchende Parameter ist. Links in Abb. 3.4 werden die jeweiligen Netztopologien dargestellt. Auf der rechten Seite in Abb. 3.4 sind die zum jeweiligen Netz gehörenden Profile der Quergeschwindigkeiten entlang der Koordinate c wiedergegeben. Aufgrund der gewählten, automatischen Vernetzung der Geometrie werden Fluidzellen in der Spaltregion durch die Linie engsten Spaltquerschnitts geschnitten. Demzufolge sind die Werte in den Graphen von Abb. 3.4 rechts nicht die exakten Werte der Spaltmittellinie, weil die Strömungsgrößen innerhalb einer Volumenzelle nicht interpoliert werden. Die beiden Modelle "Netz 4" und "Netz 5" besitzen aufgrund der detaillierteren, räumlichen Diskretisierung eine ausreichend hohe Netzauflösung. Somit stehen mehr Daten zur Verfügung, um einen akzeptablen Quergeschwindigkeitsverlauf zu ermitteln. Die anderen Rechengitter werden als zu grob erachtet, da sie im Bereich der Auswertung über zu wenige Gitterzellen verfügen.

3.4. VALIDIERUNG UND SENSITIVITÄT DER ERGEBNISSE

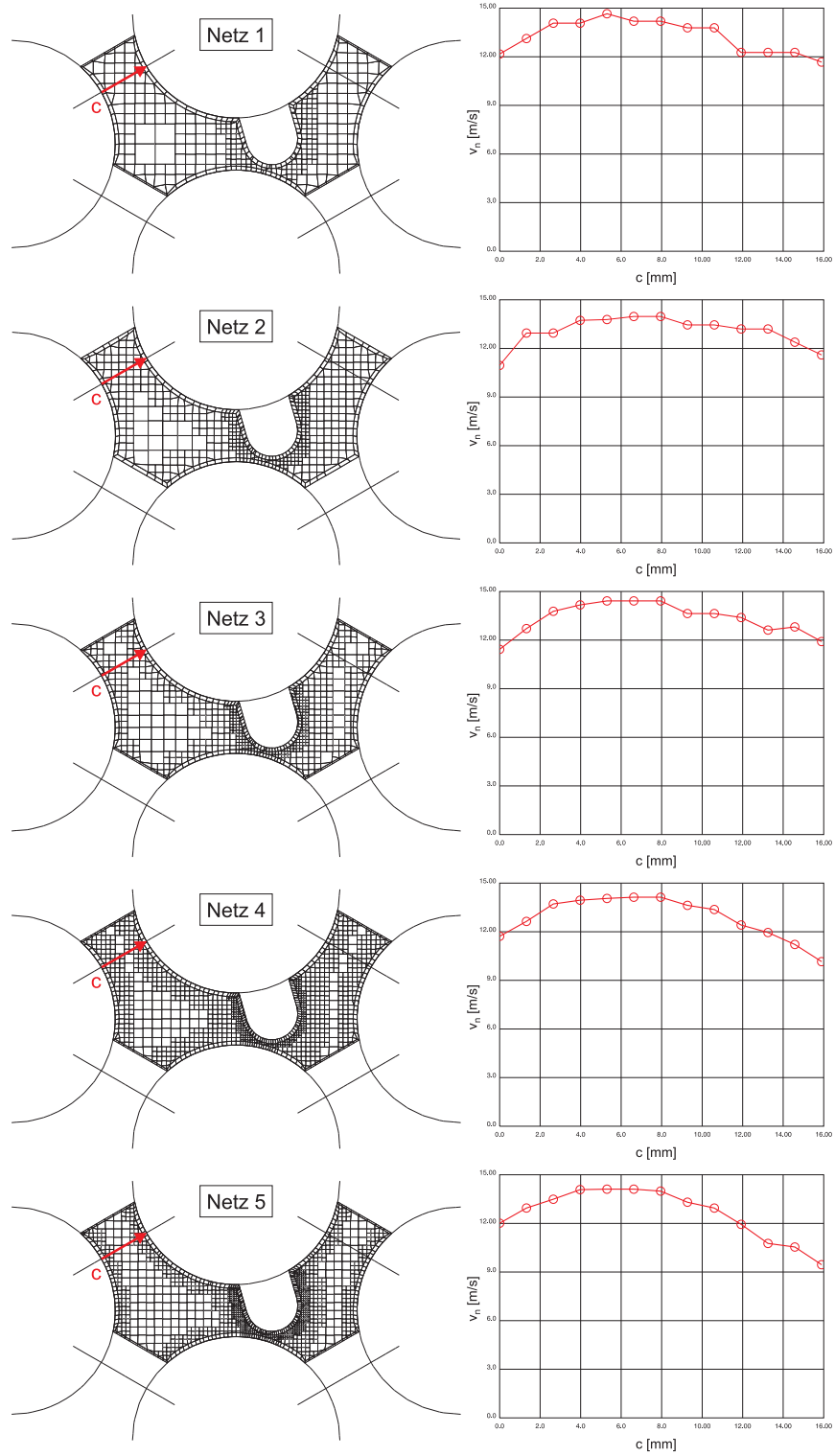


Abbildung 3.4: Verlauf der Quergeschwindigkeit v_n entlang der Koordinate c für $\alpha = 72^\circ$.

Zur Bestimmung der Sensitivität des durch die Drahtwendeln induzierten Quermassenstroms von der Zelldichte ist zunächst die mittlere Zelllänge des Finite Volumen Netzes zu ermitteln. Dazu wird das Gesamtvolumen des Geometriemodells durch die Anzahl der Fluidzellen geteilt, um ein mittleres Zellvolumen zu erhalten. Die mittlere Zelllänge resultiert aus der kubischen Wurzel dieses repräsentativen Zellvolumens. Der sich einstellende Austauschmassenstrom pro halber Drahtwendelganghöhe ist in Abb. 3.5 über der mittleren Zelllänge aufgetragen. Als Turbulenzmodell für diese Berechnungen wird das kubisch-nichtlineare k- ϵ -Modell in der high-Reynolds Formulierung nach Baglietto et al. [14] verwendet.

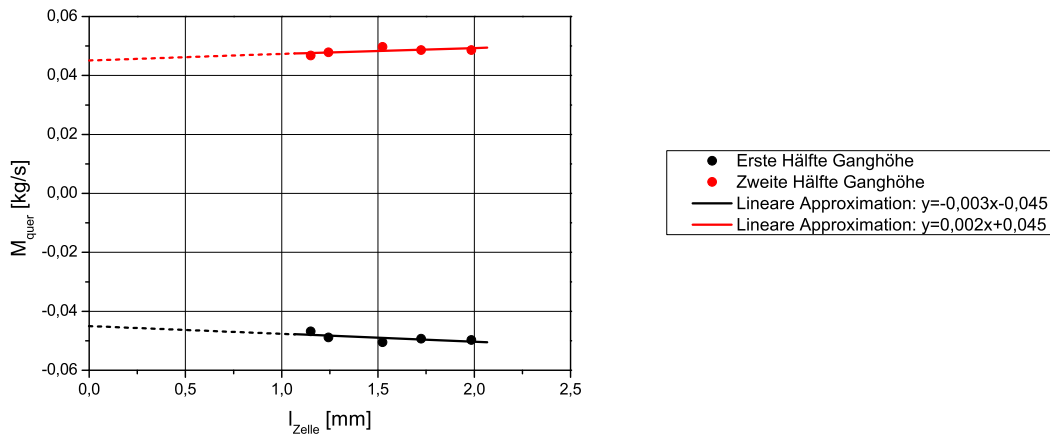


Abbildung 3.5: Durch Drahtwendeln induzierter Quermassenstrom M_{quer} in Abhängigkeit der mittleren Zelllänge l_{Zelle} .

Der vernachlässigbare Gradient in der linearen Näherung weist auf eine geringe Sensitivität des Quermassenstroms von der mittleren Zellgröße und damit von der Netztopologie hin. Durch die Anwendung der "Richardson"-Extrapolation (gestrichelte Geraden in Abb. 3.5) erhält man den gleichen Austauschmassenstrom pro halber Ganghöhe von $M_{quer} = 0,045 kg/s$ für beide Hälften der modellierten Geometrie, was ebenfalls die Netzunabhängigkeit unterstreicht. Nach dieser Extrapolationsmethode wird der sich ergebende Ordinatenwert der linearen Interpolation zwischen den untersuchten, numerischen Modellen als der Wert betrachtet, der sich für eine infinitesimal feine Netzauflösung einstellt.

3.4.2 Variation der Turbulenzmodelle

Die Verwendung von verschiedenen Turbulenzmodellen hat mitunter erheblichen Einfluss auf die Strömungsstruktur. Aus diesem Grund werden im Folgenden unterschiedliche, repräsentative Turbulenzmodelle nach dem RANS-Ansatz in ihrer high-Reynolds Formulierung angewendet, da bei diesen stationären, isothermen Strömungen nicht mit Ablösungen zu rechnen ist. Somit ist die Verwendung von Standard-Wandfunktionen gerechtfertigt. Als Referenzmodell fungiert das isotrope Standard- k - ϵ -Modell nach Launder und Spalding [88]. Das k - ω -SST-Modell nach Menter [98] vermag eventuelle Ablösegebiete genau zu berechnen. Ferner werden das quadratisch-nichtlineare und das kubisch-nichtlineare k - ϵ -Modell nach Baglietto et al. [14] als anisotrope Turbulenzmodelle untersucht, um eventuell auftretende Sekundärströmungen auflösen zu können. Die kubisch-nichtlineare Formulierung ist gerade für Drallströmungen gut geeignet.

Als numerisches Rechengitter wird "Netz 5" gewählt, da es die höchste Zelldichte in der Spaltregion aufweist und eine ausreichend genaue Wiedergabe des Quergeschwindigkeitsprofils erlaubt. Um die gesamte, axiale Länge einer Ganghöhe von $H = 3.300\text{mm}$ mit der in Kapitel 3.4.1 beschriebenen, hohen Auflösung in lateraler Richtung zu simulieren, wird nun das zuvor zu einem Fünftel komprimierte Modell "Netz 5" wieder zur Originallänge gestreckt. Ob diese Methode der Komprimierung mit anschließender Streckung Einfluss auf die numerischen Resultate hat, wird mit einem Referenzmodell überprüft, bei dem der Kern des Fluidraums direkt mit insgesamt 972.256 Zellen (126.206 Prismen- und 846.050 Hexaederzellen) automatisch vernetzt wird. Nach demselben Verfahren wird aus der zu einem Fünftel komprimierten Geometrie zusätzlich ein sogenanntes "Hybrid"-Netz mit insgesamt 513.197 Zellen (112.778 Prismen-, 396.141 Tetraeder-, 1.592 Pyramiden- und 2.686 Hexaederzellen) erzeugt. Da sich bei der späteren Variation der Drahtwendelganghöhe für die Analysen in Kapitel 4 die aus "trimmed-cells" aufgebauten Rechnetze als ungeeignet zur Streckung der bereits vernetzten Geometrie erwiesen, wird dieser Netzaufbau dem bisher verwendeten gegenübergestellt. Für diese Netztopologie wird das zweite Ordnung "**M**onotone **A**dvection and **R**econstruction **S**cheme (MARS)" empfohlen [29]. Ein Vergleich des MARS-Verfahrens mit dem QUICK-Verfahren erlaubt Rückschlüsse auf den Einfluss der Ordnung des verwendeten, räumlichen Diskretisierungsverfahrens. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, existieren Spalte mit einer Breite von 15% des Drahtdurchmessers an den Stellen, an denen die Drahtwendel mit einem benachbarten Brennstab in Berührung kommen würde. Die in der Realität auftretenden Kontaktpunkte werden in einem weiteren Geometriemodell blockiert, da dies die lokalen Druckverhältnisse in diesen Regionen beeinflusst.

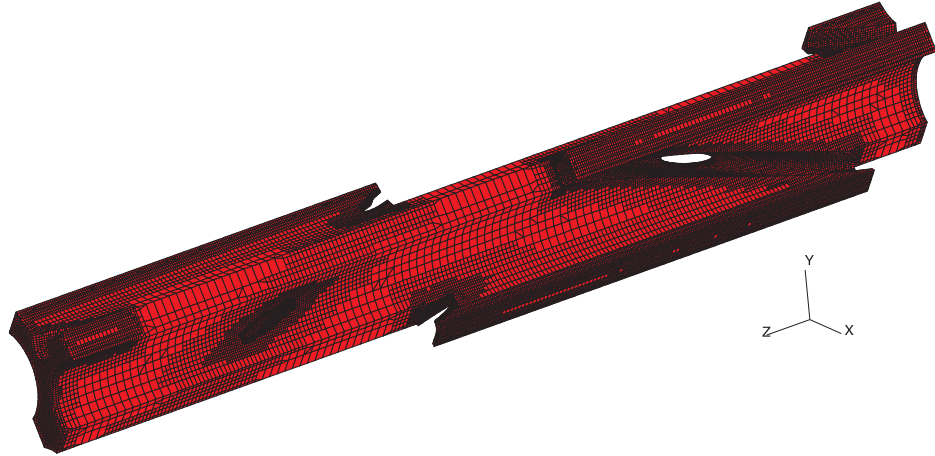


Abbildung 3.6: Geometriemodell mit versperrten Kontaktpunkten zwischen Draht und benachbartem Brennstab.

Wie aus Abb. 3.7 ersichtlich, wird der Druckverlust bei dem Referenzmodell mit dem high-Re Standard- k - ϵ -Modell, repräsentiert durch das rote Dreieck, im Vergleich zum Experiment viel zu gering berechnet.

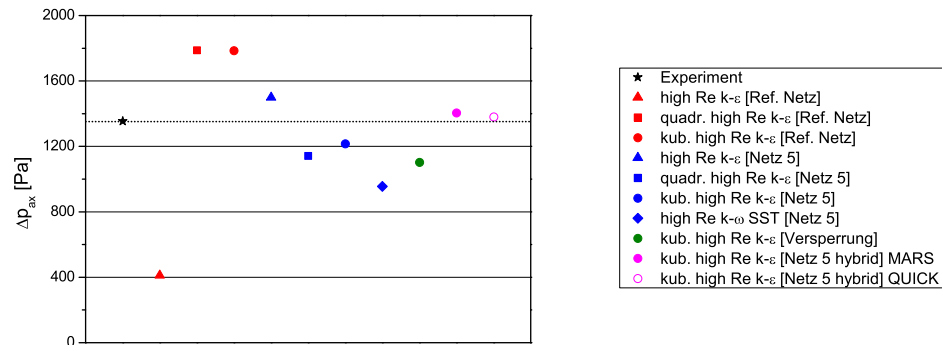


Abbildung 3.7: Axialer Druckverlust Δp_{ax} über eine Ganghöhe.

Im Gegensatz dazu prognostizieren die beiden anisotropen k - ϵ -Modelle, durch ein rotes Quadrat bzw. einen roten Kreis dargestellt, einen deutlich zu hohen Druckverlust über die Ganghöhe. Generell zeigen die blau wiedergegebenen Ergebnisse, welche mit dem "Netz 5" erzielt werden, weniger Abweichungen vom experimentell ermittelten Druckverlust. Hier weist das k - ω -SST-Modell mit dem blauen Karo als Symbol die größten Diskrepanzen zum gemessenen Wert. Das kubisch-nichtlineare high-Re k - ϵ -Modell in Verbindung mit der Standard-Wandfunktion prognostiziert

den Druckverlust mit einer Abweichung von weniger als 10%.

Die Einführung der versperrten Kontaktpunkte führt unter Verwendung des kubisch-nichtlinearen high-Re k - ϵ -Modells zu keinem Gewinn an Genauigkeit bei der Vorhersage des zu erwartenden Axialdruckverlusts, wie der grüne Punkt in Abb. 3.7 zeigt.

Das hybride numerische Modell mit dem ausgefüllten bzw. hohlen, lilafarbenen Kreis als Symbol zeigt die besten Ergebnisse mit nur sehr geringen Abweichungen zwischen numerischem und experimentell ermitteltem Druckverlust.

Daraus folgend wird diese Netztopologie in Verbindung mit dem kubisch-nichtlinearen high-Re k - ϵ -Modell mit Standard-Wandfunktion für die Bestimmung der Mischungsraten in der Geometrie des HPLWR gewählt.

Wie bereits in Kapitel 3.1.2 erläutert, benutzten Bartholet et al. [17] die dimensionslose Variable Φ , um die Strömung durch die Spalte zwischen den Stäben zu charakterisieren. Abb. 3.8 zeigt Φ als Funktion des Winkels α für den Spalt "g-g" aus Abb. 3.1, wobei α mit zunehmender, axialer Höhe ebenfalls anwächst und somit als Maß für die axiale Position angesehen werden kann. Abb. 3.8 visualisiert den gesamten Queraustausch über den betrachteten Spalt über eine halbe Ganghöhe.

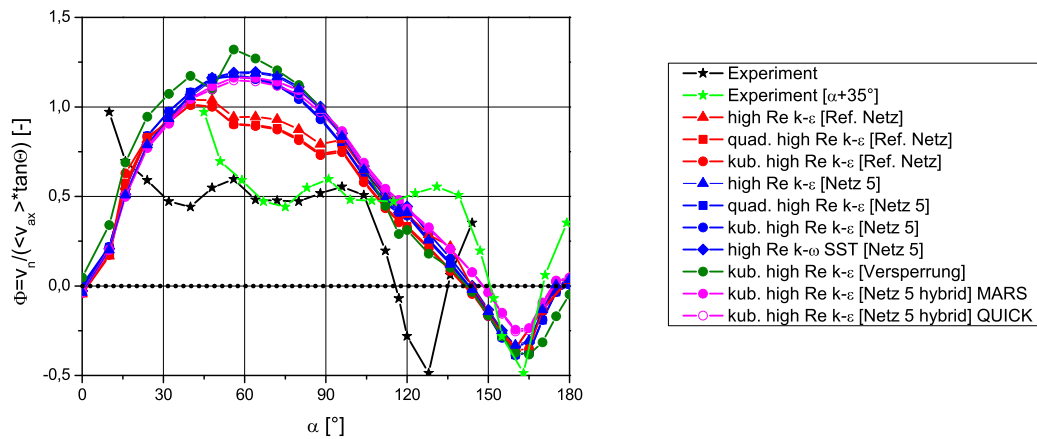


Abbildung 3.8: Variable Φ in Abhängigkeit des Winkels α .

Vergleicht man den in [17] experimentell ermittelten Verlauf mit den numerischen Simulationen, so ist eine relativ große Diskrepanz bemerkbar. Allerdings sind die

numerischen Ergebnisse qualitativ konsistent. Die naheliegende Erklärung hierfür liegt im Unterschied zwischen dem experimentellen Aufbau und dem Geometriemodell für die numerische Analyse begründet. Während die Berechnungen mit dem Softwarepaket STAR-CD[®] voll eingelaufene Strömungszustände voraussetzt, wurden die Messungen im Experiment auf einer Höhe von eineinhalb Ganghöhen durchgeführt. Die Experimentatoren gingen von einer voll eingelaufenen Strömung aus, da der Druckverlust linear angewachsen ist. Obwohl dieser Indikator auf voll ausgebildete Strömungsbedingungen hindeutet, weist deshalb die Strömungsstruktur noch keinen eingelaufenen Charakter auf. Ferner zeigt die Strömung nicht automatisch symmetrische Strukturen, obwohl die geometrischen Randbedingungen symmetrisch sind. Ein bekanntes Beispiel für dieses Phänomen ist die Strömung durch die axialen Verdichterstufen von thermischen Turbomaschinen. Aufgrund der auf den Schnittflächen in den Spaltregionen implementierten, zyklischen Randbedingungen wird die Fluidströmung zur Symmetrie gezwungen.

Nach den in Abb. 3.8 dargestellten, axialen Entwicklungen der Variablen Φ aus Gl. (3.28) über eine halbe Ganghöhe induziert die Drahtwendel über einen großen Wertebereich von α einen Massenstrom, der den betrachteten Unterkanal verlässt. Ab einem gewissen Wert von α setzt Strömungsumkehr ein und ein geringerer Fluidstrom fließt in den Unterkanal zurück. Über die zweite Hälfte der Drahtwendelganghöhe ist die Strömung genau spiegelverkehrt. Somit resultiert kein Netto-Massentransfer.

Vergleicht man die berechneten Verläufe von Φ aus Abb. 3.8 untereinander, so weisen die mit dem Rechengitter "Netz 5" erzielten Ergebnisse tendenziell höhere und qualitativ leicht verschiedene Quergeschwindigkeitsverläufe auf als die mit dem Referenznetz bestimmten Funktionen. In beiden Fällen sind die Unterschiede zwischen den verwendeten, anisotropen Turbulenzmodellen gering. Das isotrope Standard- k - ϵ -Modell sagt beim Referenzmodell geringfügig höhere Werte voraus als die anisotropen Schließungsmodelle. Die versperrten Kontaktpunkte haben keinen Einfluss auf die Austauschströmungen zwischen zwei Unterkanälen, führen jedoch zu den höchsten Quergeschwindigkeiten. Zwischen den untersuchten, räumlichen Diskretisierungsverfahren 2. und 3. Ordnung sind keine Unterschiede festzustellen. Die in diesen beiden Fällen verwendete, hybride Netztopologie erzeugt lediglich marginale Differenzen für $\alpha > 130^\circ$.

3.4.3 Vergleich der Strömungsverhältnisse

Abb. 3.9 visualisiert die Geschwindigkeitskomponenten normal zu dem markierten Spalt in dem untersuchten Teil der Geometrie aus Abb. 3.1 für ausgewählte, axiale Positionen. Diese Ergebnisse stammen vom numerischen Modell "Netz 5", wobei das kubisch-nichtlineare high-Re k - ϵ -Modell verwendet wird.

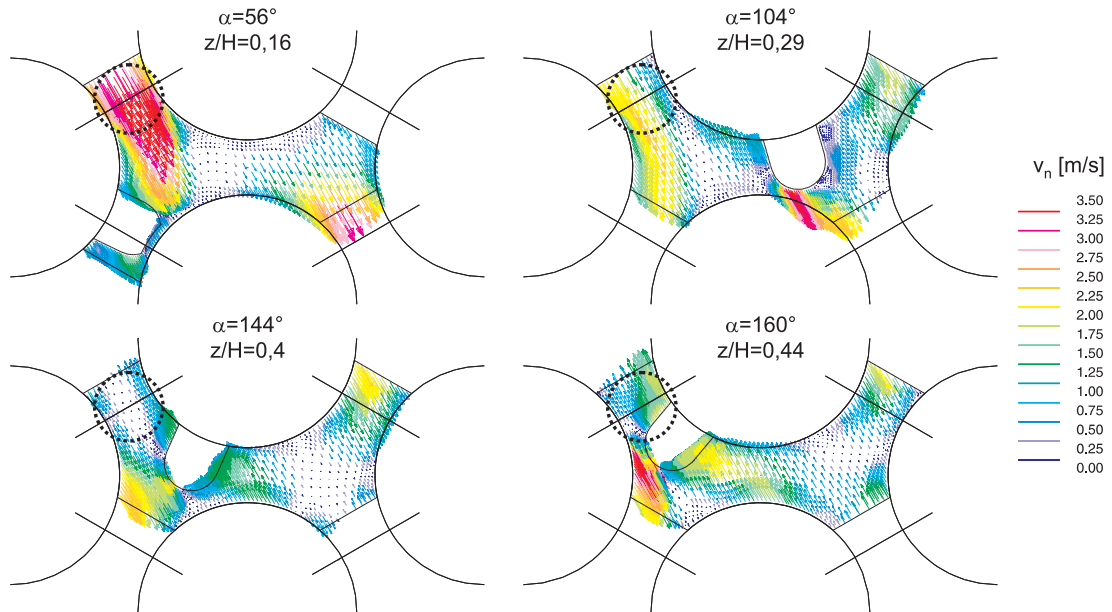


Abbildung 3.9: Laterale Geschwindigkeitsprofile normal zum untersuchten Spalt "g-g" aus Abb. 3.1.

Von besonderem Interesse sind die Quergeschwindigkeiten in der Umgebung des hervorgehobenen Spalts. Durch die bereits beschriebene, besondere Art der Schnittweise in den Spaltregionen befindet sich der besagte Spalt "g-g" im oberen, linken Teil der Fluiddomäne und nicht wie in Abb. 3.1 im unteren, rechten Teil. Bei $\alpha=56^\circ$ wird die maximale Quergeschwindigkeit erreicht. Das Fluid wird aus dem Unterkanal gedrückt, verlässt die Geometrie durch den Spalt rechts unten und strömt wieder durch den Spalt links oben ein. Die Intensität der Einwärtsströmung lässt bei $\alpha=104^\circ$ nach, da der Drahtquerschnitt das Zentrum des Unterkanals passiert und der saugende Effekt der Rückseite des Drahtes der vorherrschenden Strömung entgegenwirkt. Erreicht der Draht die Position $\alpha=144^\circ$, führt dies zu einer lokalen Stagnation der Austauschströmung in der betrachteten Region. Danach kehrt sich die Richtung der Geschwindigkeitsvektoren um und Fluid wird durch den Spalt nach außen gedrückt, veranschaulicht in der Winkelposition $\alpha=160^\circ$.

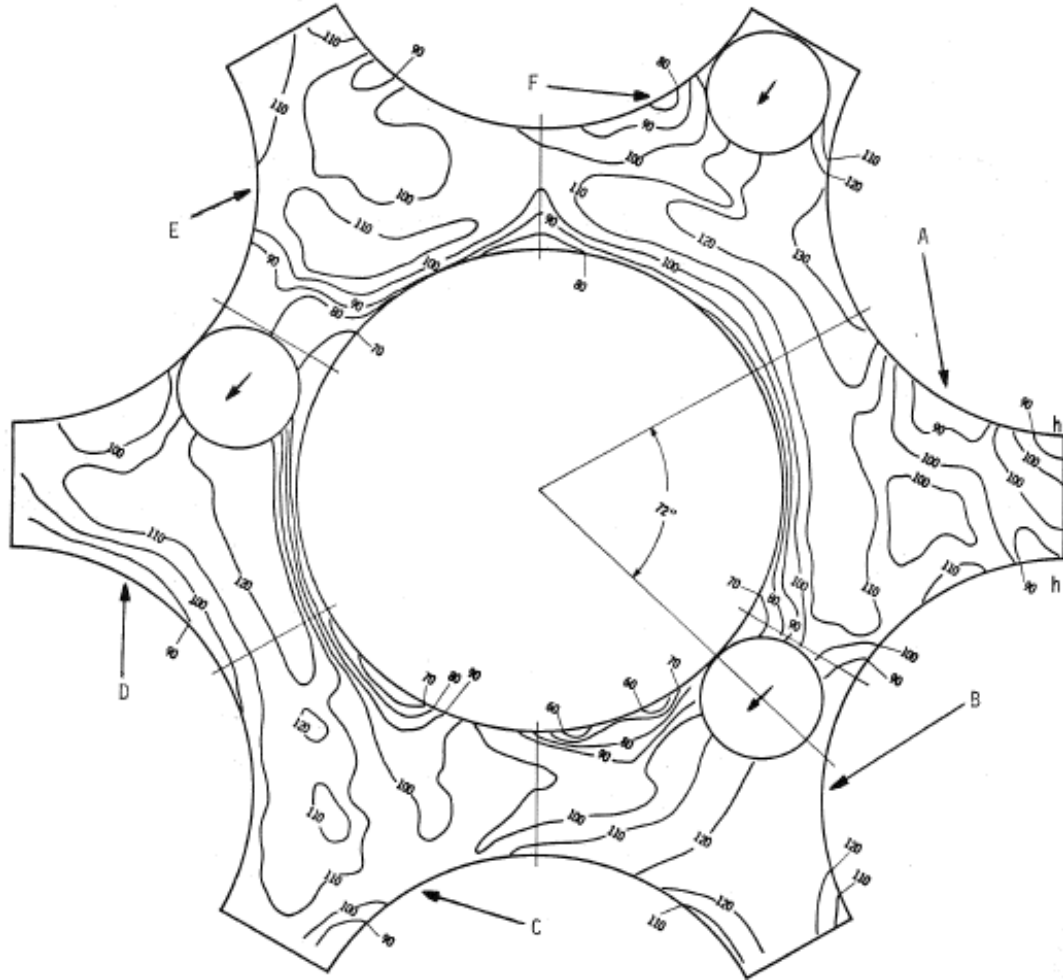


Abbildung 3.10: Instantanes Axialgeschwindigkeitsprofil in [ft/s] für $\alpha=72^\circ$ [17].

Das gemessene, instantane Iso-Geschwindigkeitsprofil für die Drahtposition $\alpha=72^\circ$ ist Abb. 3.10 zu entnehmen. Dabei erfahren die Unterkanäle "A", "C" und "E" sowie die Unterkanäle "B", "D" und "F" die gleichen, geometrischen Randbedingungen. Somit können die in Summe sechs betrachteten Unterkanäle aus Gründen der Symmetrie in drei Unterkanalpaare unterteilt werden. Die Kombinationen "A" und "B", "E" und "D" und "C" sowie "F" bilden besagte Paare. Es ist zu erwarten, dass sich aufgrund der gleichen äußeren Einwirkungen die Strömungsstruktur symmetrisch ausbildet. Nach Abb. 3.10 ist keinerlei Symmetrie in der Durchströmung der sechs Unterkanäle ersichtlich. Die Experimentatoren führen diese Beobachtung auf die möglicherweise nicht präzise, gegenseitige Lage der Stäbe zueinander im experimentellen Aufbau zurück. Ferner waren die Drähte nicht immer exakt in Phase und es gab Schwierigkeiten bei der Positionierung der Pitot-Sonde zur Druckmessung. Lafay et al. [87] konnten nachweisen, dass in lateraler Richtung eine Druckdifferenz von ca. 64% des mittleren Axialdruckverlusts über eine Ganghöhe vorherrscht.

Hervorgerufen wird dies durch die sich in Laufrichtung ändernde Drahtposition innerhalb der jeweiligen Unterkanäle und der daraus resultierenden Asymmetrie in der Bündelkonfiguration pro axialer Ebene. Diese überlagerten Querdruckgradienten wirken sich auf die vorherrschende, axiale Strömung aus und führen zu sehr komplexen Strömungsverhältnissen. Auch Sarno et al. [127] ermittelten aus dem gleichen Grund für alle Unterkanäle im Bündel unterschiedliche Druckverteilungen.

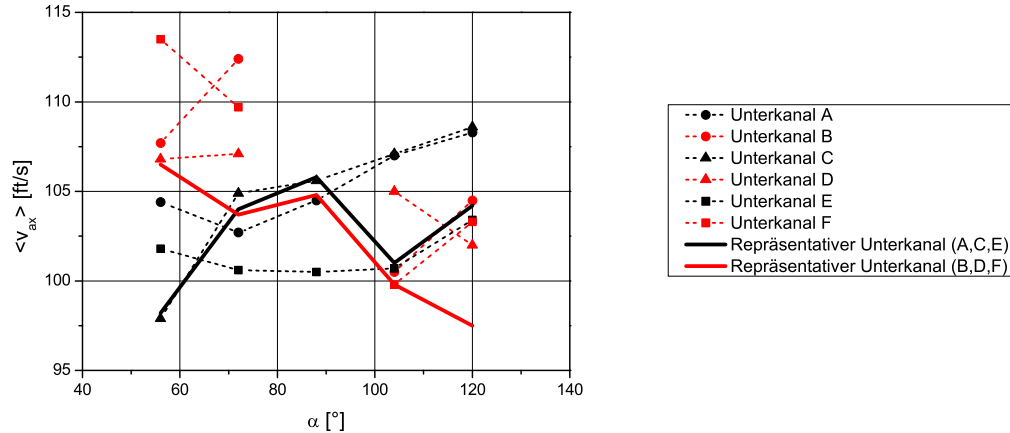


Abbildung 3.11: Gemessene mittlere Axialgeschwindigkeiten in Unterkanälen [17].

Abb. 3.11 bestätigt die Annahme von nicht voll ausgebildeten Strömungsbedingungen. Hier ist die Entwicklung der mittleren Axialgeschwindigkeiten für die sechs Unterkanäle aus Abb. 3.10 für verschiedene Drahtpositionen α aufgeführt.

Indem die gemessenen, instantanen Axialgeschwindigkeitsverläufe der drei bereits genannten Unterkanalpaare aus Abb. 3.10 überlagert werden, können turbulente Schwankungen herausgefiltert werden. Daraus lassen sich sogenannte "repräsentative Unterkanäle" erstellen, wie in Abb. 3.12 beispielhaft für $\alpha=72^\circ$ zu sehen. Diese haben jedoch aufgrund der vorgenommenen Interpolationen interpretierenden Charakter. Dabei entsteht bezüglich der mittleren Geschwindigkeiten in dem aus den Unterkanälen "A", "C" und "E" aus Abb. 3.10 zusammengesetzten rechten Teil des repräsentativen Unterkanalpaares in Abb. 3.12 im Vergleich zu den individuellen Verläufen eine Abweichung von lediglich 2,7%. Der maximale Unterschied bei den Unterkanälen "B", "D" und "F" beträgt zwischen Abb. 3.10 und dem aus diesen Daten gebildeten, linken Teil des Unterkanalpaares von Abb. 3.12 weniger als 4%.

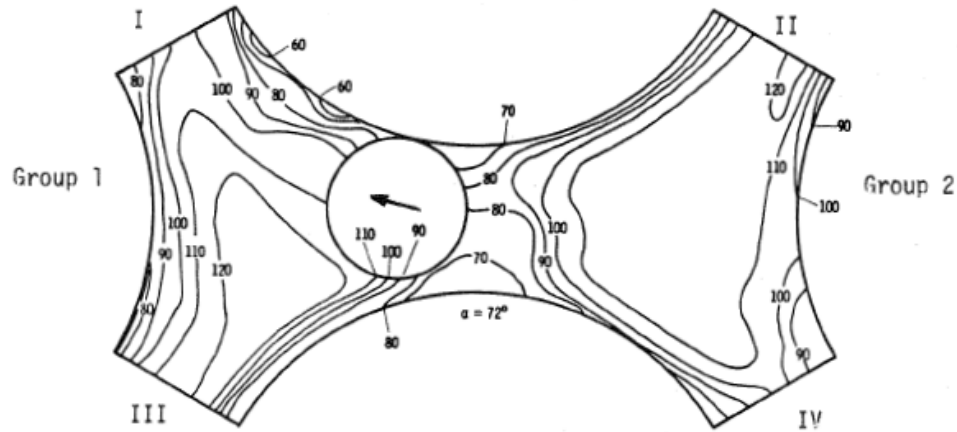


Abbildung 3.12: Iso-Axialgeschwindigkeitsprofil in [ft/s] für ein repräsentatives Unterkanalpaar bei $\alpha=72^\circ$ [17].

Abb. 3.13 zeigt den numerisch ermittelten Iso-Axialgeschwindigkeitsverlauf für die entsprechende Winkelposition von $\alpha=72^\circ$. Diese Ergebnisse beruhen auf der Verwendung des Rechengitters von "Netz 5" und des kubisch-nichtlinearen $k-\epsilon$ Turbulenzmodells. Obwohl sich unterschiedliche Verläufe zwischen Experiment und Simulation erkennen lassen, kann die Grenzschichtdicke zufriedenstellend wiedergegeben werden. Die größten Unterschiede lassen sich in der Nähe des Drahtes beobachten. Jedoch ist dort die Auflösung im Experiment ebenfalls nicht besonders hoch. Die globale Strömungsstruktur wird mit der nötigen Genauigkeit erfasst. Die kleinen Diskrepanzen sind maßgeblich Mängeln bei der Durchführung der Experimente zuzuschreiben.

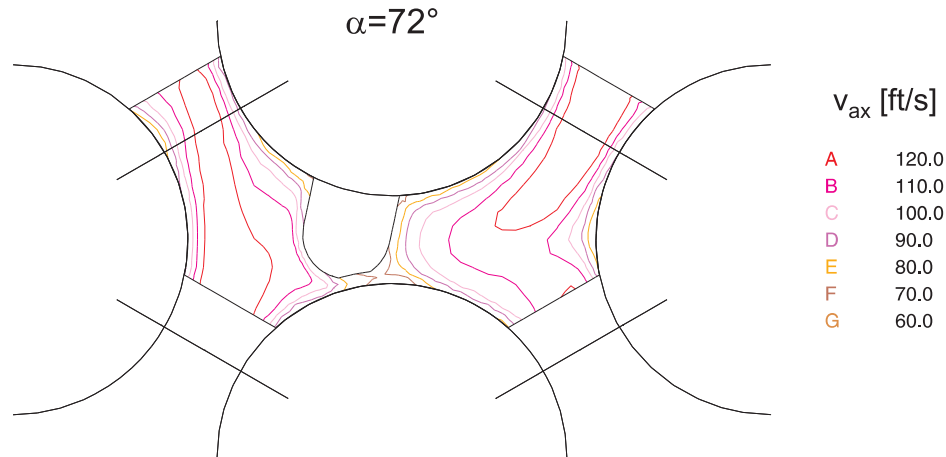


Abbildung 3.13: Berechnete Iso-Axialgeschwindigkeiten im betrachteten Geometrieausschnitt für $\alpha=72^\circ$.

3.4.4 Einfluss der Turbulenzmodellierung

Fischer et al. [52] haben LES zur Berechnung der Strömungsverhältnisse in einem Brennelement unter dem Einfluss von Drahtwendelabstandshaltern verwendet. Die geometrischen Abmaße der modellierten Geometrie sind Kapitel 3.1.1 zu entnehmen. Der Fluidraum entspricht einem Brennstab mit Drahtwendel und den dazugehörigen Anteilen von umgebenden Unterkanälen über eine axiale Ganghöhe, wie es Abb. 3.14 links zu entnehmen ist. Der Linienkontakt ist auch hier mit Ausrundungen versehen. Auf den Schnittflächen der Fluiddomäne werden zyklische Randbedingungen sowohl in lateraler als auch in axialer Richtung verwendet, wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben. Somit wurden hier voll eingelaufene Strömungsbedingungen simuliert.

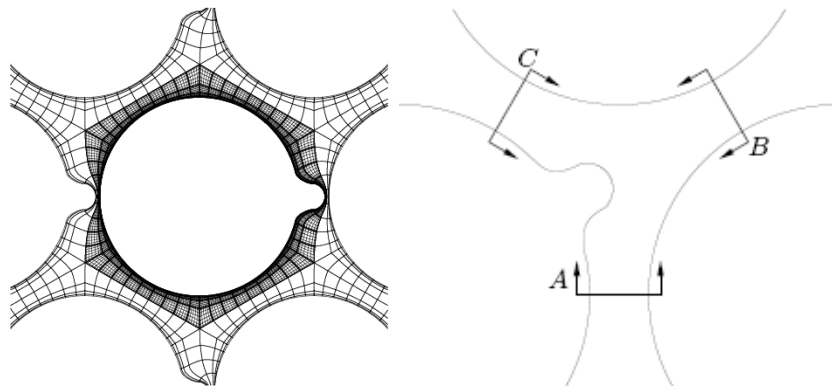


Abbildung 3.14: Netztopologie und ausgewertete Spalte der LES [52].

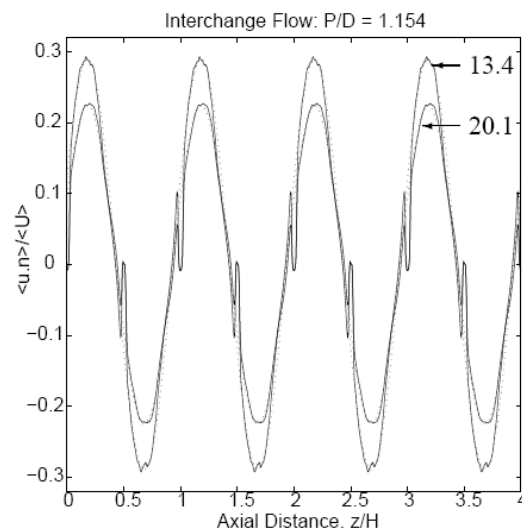


Abbildung 3.15: Normiertes Querschnittsprofil periodisch über vier Ganghöhen expandiert [52].

In Abb. 3.15 ist der zeitlich und räumlich gemittelte Quergeschwindigkeitsverlauf, der mit der Axialgeschwindigkeit normiert ist, über der axialen Höhe aufgetragen und periodisch vierfach fortgeführt. Der abgebildete Verlauf ist der Mittelwert aus den drei sich einstellenden Werten auf den Spaltflächen "A", "B" und "C" in Abb. 3.14 rechts.

Abb. 3.16 stellt ebenfalls den Quergeschwindigkeitsverlauf dar, normiert mit der Axialgeschwindigkeit, über der axialen Höhe für das Modell "Netz 5" mit dem kubisch-nichtlinearen high-Re k - ϵ -Modell. Die sehr gute, qualitative Übereinstimmung der durch LES (Abb. 3.15) und RANS (Abb. 3.16) erzielten Resultate ist offensichtlich.

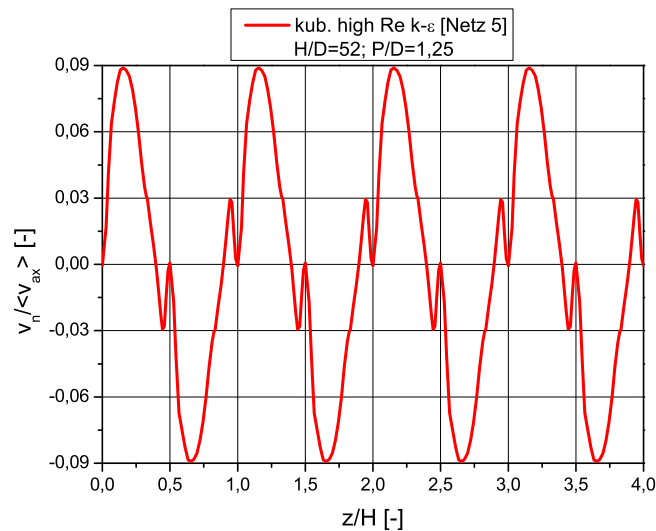


Abbildung 3.16: Normiertes Querschnittsprofil über vier Ganghöhen periodisch expandiert.

Bezugnehmend auf Abb. 3.1, induziert Draht "A" einen Austauschmassenstrom von Unterkanal (1) nach Unterkanal (2) durch den Spalt "g-g" solange, bis eine Winkelposition von $\alpha \approx 140^\circ$ erreicht wird. Danach wird Fluid in Unterkanal (1) durch Draht "A" gesaugt und die Strömungsrichtung durch den untersuchten Spalt wird umgekehrt. Abb. 3.15 sowie Abb. 3.16 zeigen gleichermaßen, dass die maximale Quergeschwindigkeit des den Unterkanal verlassenden Fluidstroms dreimal höher ist als die bei umgekehrten Strömungsverhältnissen. Das äquivalente, jedoch spiegelverkehrte Phänomen ist für die zweite Ganghöhe zu beobachten. Dort treibt Draht "B" das Fluid zurück von Unterkanal (2) nach (0). Da das Quergeschwindigkeitsprofil nach jeder halben Ganghöhe symmetrisch ist und sich

lediglich die Strömungsrichtung des Drahtes ändert, ist die ausgetauschte Fluidmenge konstant und es stellt sich kein Netto-Massentransfer zwischen benachbarten Unterkanälen ein.

Bei genauerem Vergleich von Abb. 3.15 mit Abb. 3.16 ist eine Ähnlichkeit zwischen den dargestellten Graphen abzuleiten. So lässt sich für hinreichend große H/D-Verhältnisse und unter Vernachlässigung der unterschiedlichen P/D-Verhältnisse zeigen, dass das H/D-Verhältnis der beiden Arten von Turbulenzmodellierung dem Verhältnis der mit der jeweiligen mittleren Axialgeschwindigkeit normierten Quergeschwindigkeit entspricht:

$$\frac{(H/D)_{RANS}}{(H/D)_{LES}} \cdot \left(\frac{v_n}{\langle v_{ax} \rangle} \right)_{RANS} = \frac{52}{20,1} \cdot 0,09 \approx 2,33 = \left(\frac{v_n}{\langle v_{ax} \rangle} \right)_{LES} \quad (3.38)$$

Für kleine H/D-Verhältnisse (H/D=13,4) weicht diese Abschätzung um ca. 15% ab. Qualitativ ähnliche Verläufe der Quergeschwindigkeiten über der axialen Höhe wie in Abb. 3.15 und Abb. 3.16 hatten Hishida et al. [65] unter Verwendung der FDM ermittelt. Auch sie konnten zeigen, dass eine Umkehr der Strömungsrichtung innerhalb einer halben Ganghöhe auftritt und der saugende Effekt der Drahtwendeln zu einem höheren Quermassenstrom führt als die verdrängende Wirkung der Druckseite. Dieses Strömungsprofil wiederholt sich alle halbe Ganghöhe periodisch.

3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Validierung

In diesem Kapitel wurde eine numerische Methode zur Berechnung von hexagonal angeordneten Stabbündeln mit Drahtwendelabstandshaltern vorgestellt. Um die numerischen Simulationen bewerten zu können, wurden mehrere Experimenteserien zu Strömungen in Brennelementen mit Drahtwendeln evaluiert. Dieser Literaturstudie zufolge musste mangels Experimenten für quadratische Stabanordnungen ein Versuch mit hexagonaler Anordnung zur Validierung herangezogen werden. Der Vergleich erfolgte mit den experimentellen Daten von Bartholet et al. [17] und den durch LES gewonnenen Resultaten von Fischer et al. [52].

Die Konsequenzen aus der Validierung mit einem Experiment und der Verifikation mit einer anderen numerischen Simulation für die im Anschluss durchgeführten Detailrechnungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Eine Netzabhängigkeitsstudie der numerischen Ergebnisse weist eine vernachlässigbar geringe Sensitivität des Quermassenstroms von der Netztopologie auf, sofern die Spalte hinreichend aufgelöst werden. Für die Evaluation der

Quergeschwindigkeitsprofile sollte die räumliche Diskretisierung vor allem in lateraler Richtung so fein wie möglich gewählt werden. Dies wird durch die Vernetzung des axial komprimierten Fluidraums und dessen anschließender Streckung realisiert.

- In Bezug auf den sich einstellenden Axialdruckverlust zeigt nach einer Variation von sowohl isotroper als auch anisotroper Turbulenzmodelle das kubisch-nichtlineare k - ϵ -Modell nach Baglietto et al. [14] beste Ergebnisse mit einer Abweichung von 10% vom experimentell ermittelten Wert. Zuvor wurde eine umfangreiche Literaturstudie bzgl. der bisher verwendeten Turbulenzmodelle bei Stabbündelströmungen durchgeführt. Das so identifizierte Turbulenzmodell wird in dieser Arbeit somit für alle weiteren numerischen Simulationen verwendet.
- Die Verwendung von Spalten anstelle von Kontaktpunkten zwischen Drähten und Nachbarstäben hat nahezu keinen Einfluss auf die globale Strömungsstruktur. Dies ergibt der Vergleich von Quergeschwindigkeitsprofilen mit denen einer entsprechend modifizierten Geometrie.
- Der Vergleich von numerisch berechneten mit experimentell ermittelten Quergeschwindigkeitsprofilen lässt signifikante Unterschiede erkennen. Diese qualitativen und quantitativen Diskrepanzen werden der Asymmetrie im experimentellen Aufbau sowie den nicht voll eingelaufenen Strömungsbedingungen im Experiment zugeordnet. Die Experimentatoren gingen bereits von einer voll ausgebildeten Strömungsstruktur aus, als der Druckverlust linear angewachsen war. Diese Annahme ist jedoch anzuzweifeln.
- Beim Vergleich der Rechnungen für das ausgewählte Experiment ist die Übereinstimmung der hier durchgeführten RANS-Simulationen mit den durch LES gewonnenen Daten qualitativ sehr gut. Beide Arten der Turbulenzmodellierung liefern den qualitativ gleichen, axialen Verlauf der Quergeschwindigkeiten auf der Spaltquerschnittsfläche im Verlauf einer Ganghöhe. Diese gute Übereinstimmung ergibt sich, da die gleichen Randbedingungen implementiert werden.
- Der Vergleich der Rechnungen mit den Interpolationen gemessener Isolinien der Axialgeschwindigkeiten ergibt, dass die numerischen Rechnungen in der Lage sind, die übergeordnete Strömungsstruktur zu reproduzieren und die Grenzschichtdicke mit ausreichender Genauigkeit vorherzusagen.

Die in diesem Kapitel beschriebene, numerische Methode wird damit als validiert und verifiziert erachtet und deshalb im Folgenden zur Ermittlung der Mischungsraten zwischen den Unterkanälen im quadratisch angeordneten HPLWR-Brennelement mit Drahtwendelabstandshaltern angewendet.

Falls für andere Anwendungen detailliertere Simulationen als notwendig erachtet werden sollten, ist die modellierte Fluiddüse sowohl in axialer als auch in lateraler Richtung zu expandieren. Dadurch ließe sich der Einfluss der Randbedingungen minimieren und die zu erwartende, instationäre Strömungsstruktur auflösen.

Kapitel 4

Bestimmung der detaillierten Strömungsverhältnisse in repräsentativen Unterkanälen

4.1 Simulation der Strömung in Brennelementen

4.1.1 Erhaltungsgleichungen in COBRA IIIC

Im Nachfolgenden werden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie vorgestellt, wie sie im etablierten Unterkanalprogramm COBRA IIIC [124] gelöst werden. Auf eine Herleitung dieser Gleichungen wird an dieser Stelle verzichtet und ist [124] zu entnehmen.

Die Kontinuitätsgleichung zur Massenerhaltung ist wie folgt implementiert:

$$\underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot A_{ax,i})}{\partial t}}_{\langle 1-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i} \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 1-2 \rangle} + \underbrace{\sum_j \rho^* \cdot v_{quer} \cdot s}_{\langle 1-3 \rangle} = 0. \quad (4.1)$$

Der Index i bezeichnet den individuellen Unterkanal, für den die Gleichungen gerade numerisch gelöst werden und der Index j für die mit Unterkanal i kommunizierenden Unterkanäle. Strömungsgrößen und Stoffeigenschaften, welche mit einem "*" Stern versehen sind, besitzen die entsprechenden Werte des Donorkanals. s steht hierbei für die Spaltweite zwischen zwei Brennstäben bzw. zwischen einem Stab und einer Kastenwand.

Der erste Term $\langle 1 - 1 \rangle$ beschreibt die zeitliche Änderung der Masse in dem Kontrollvolumen und die Terme $\langle 1 - 2 \rangle$ und $\langle 1 - 3 \rangle$ bilanzieren die axialen und lateralen Massenströme. Diese beiden Terme sind analog zu $\langle I - I \rangle$ aus Gl. (3.3) zu sehen.

Bei den Impulsbilanzgleichungen wird die axiale Richtung von der lateralen Richtung gesondert beschrieben. Die Gleichung für das erstgenannte Kräftegleichgewicht lautet:

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i} \cdot A_{ax,i})}{\partial t}}_{\langle 2-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i}^2 \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 2-2 \rangle} \\
& + \underbrace{\rho^* \cdot (v_{ax,i} - v_{ax,j}) \cdot v'_{quer} \cdot s}_{\langle 2-3 \rangle} + \underbrace{\rho^* \cdot v_{ax}^* \cdot v_{quer} \cdot s}_{\langle 2-4 \rangle} \\
& = - \underbrace{\frac{\partial (p_i \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 2-5 \rangle} - \underbrace{\rho_i \cdot g \cdot A_{ax,i} \cdot \cos \theta}_{\langle 2-6 \rangle} - \underbrace{\rho_i \cdot v_{ax,i}^2 \cdot A_{ax,i} \cdot \left(\frac{f_i}{2 \cdot d_{h,i}} + \frac{\zeta_{ax,i}}{2 \cdot \Delta z} \right)}_{\langle 2-7 \rangle},
\end{aligned} \tag{4.2}$$

worin v'_{quer} eine turbulente Quergeschwindigkeit repräsentiert, welche den Einfluss der Turbulenz berücksichtigt und geeignet modelliert werden muss. Üblicherweise wird diese Größe als proportional zu den axialen Massenstromdichten zweier benachbarter Unterkanäle gesetzt. Die Proportionalitätskonstante wird als turbulenter Austauschkoefizient β_{turb} bezeichnet. Über diesen Parameter wird auch das ungerichtet periodische Mischen zwischen Unterkanälen, mit Ausnahme des gerichteten Austausches zwischen zwei Randkanälen, beim Einsatz von Drahtwendeln eingearbeitet. Δz beschreibt die axiale Höhe eines Kontrollvolumens. Der Winkel Θ stellt die Neigung der Unterkanäle relativ zur Senkrechten dar, wird aber außer bei der Berechnung von deformierten Brennelementen zu Null gesetzt. Die Variablen f_i und $\zeta_{ax,i}$ beschreiben Koeffizienten für durch Reibung bzw. Form induzierten, axialen Druckverlust und werden durch experimentell bestimmte Korrelationen bereitgestellt. Kommen Drahtwendelabstandshalter zum Einsatz, können diese einzeln oder zusammengefasst wie bei Rehme [116] angegeben werden. Der erste Term auf der linken Seite $\langle 2 - 1 \rangle$ berücksichtigt die zeitliche Änderung und die folgenden drei Terme $\langle 2 - 2 \rangle$, $\langle 2 - 3 \rangle$ und $\langle 2 - 4 \rangle$ beschreiben die konvektiven Anteile. Der erste Term auf der rechten Seite $\langle 2 - 5 \rangle$ ist die axiale Änderung des Druckes. Die folgenden Terme beschreiben auf das Kontrollvolumen wirkende Volumenkräfte, hervorgerufen durch Erdschwere $\langle 2 - 6 \rangle$ und Druckwiderstände durch Reibung und Form $\langle 2 - 7 \rangle$.

Die Bilanzgleichung für Unterkanal i in Querrichtung ist implementiert gemäß:

$$\begin{aligned}
& \underbrace{\frac{\partial (\rho^* \cdot v_{quer} \cdot s)}{\partial t}}_{\langle 3-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho^* \cdot v_{quer} \cdot v_{ax}^* \cdot s)}{\partial z}}_{\langle 3-2 \rangle} \\
& = \underbrace{\frac{s}{l} \cdot (p_i - p_j)}_{\langle 3-3 \rangle} - \underbrace{\frac{s}{l} \cdot \zeta_{lat} \cdot \frac{\rho^* \cdot |v_{quer}| \cdot v_{quer}}{2}}_{\langle 3-4 \rangle},
\end{aligned} \tag{4.3}$$

wobei ζ_{lat} einen im Falle der Verwendung von Drahtwendelabstandshaltern, z.B. durch Suh und Todreas [141] experimentell bestimmten Koeffizienten, für Formdruckverlust in lateraler Richtung ausdrückt. Erneut repräsentiert der erste Term auf der linken Seite der Gleichung $\langle 3-1 \rangle$ die zeitliche Änderung im Kontrollvolumen und der zweite $\langle 3-2 \rangle$ die Konvektion. Die beiden Terme auf der rechten Seite beschreiben den lateralen Druckunterschied zwischen zwei Unterkanälen $\langle 3-3 \rangle$ und den auftretenden Formdruckverlust $\langle 3-4 \rangle$.

Da es sich bei Strömungen entlang enger Stabbündel um axial dominierte Strömungen handelt, ist die Impulsbilanz in lateraler Richtung gemäß Gl. (4.3) weniger aufwändig modelliert als die entsprechende Bilanz in Hauptströmungsrichtung aus Gl. (4.2).

Schließlich wird zusätzlich eine Energieerhaltungsgleichung gelöst:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot h_i \cdot A_{ax,i})}{\partial t}}_{\langle 4-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i} \cdot h_i \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 4-2 \rangle} \\ & + \underbrace{\rho^* \cdot v_{quer} \cdot h^* \cdot s}_{\langle 4-3 \rangle} + \underbrace{\rho^* \cdot v'_{quer} \cdot (h_i - h_j) \cdot s}_{\langle 4-4 \rangle} = \underbrace{Q_{Stab}}_{\langle 4-5 \rangle} - \underbrace{\lambda \cdot (T_i - T_j)}_{\langle 4-6 \rangle}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

Auch hier besteht die linke Seite der Gleichung aus einem Term $\langle 4-1 \rangle$ für die zeitliche Änderung des Enthalpieinhalts eines Kontrollvolumens und je einem Term für die Konvektion der Enthalpie in axialer $\langle 4-2 \rangle$ und lateraler $\langle 4-3 \rangle$ Richtung. Der vierte Term $\langle 4-4 \rangle$ beschreibt den turbulenten Enthalpieaustausch zwischen benachbarten Unterkanälen. In diesem Falle wird die turbulente Quergeschwindigkeit v'_{quer} verwendet, um den durch Turbulenz induzierten Wärmestrom zu modellieren. Eine andere Methode besteht in einem Wirbelviskositätsansatz, welcher z.B. den Effekt thermischer Strahlen berücksichtigen kann. Wie schon in der axialen Impulsbilanzgleichung werden in diese Beziehung die entsprechenden Effekte eingearbeitet, welche bei der Präsenz von Drahtwendeln die Kühlmitteltemperaturen homogenisieren. Auf der rechten Seite stehen ein Wärmequellterm $\langle 4-5 \rangle$ und ein Ausdruck $\langle 4-6 \rangle$ für Wärmeleitungsprozesse zwischen zwei Unterkanälen.

Generell sind die reduzierten Erhaltungsgleichungen nach dem Ansatz der konventionellen Unterkanalberechnung aus Gl. (4.1)-(4.4) im Vergleich zu den in der Finite Volumen Methode verwendeten Bilanzgleichungen aus Gl. (3.3)-(3.8) stark gekürzt. Durch die bei der Formulierung der Gleichungen bereits hineingesteckten Vereinfachungen wird demzufolge auch die sich als Ergebnis einstellende Strömungsform beeinflusst. Zur Schließung dieser Gleichungen sind physikalische Modellannahmen notwendig. Diese hierfür verwendeten, empirischen bzw. semi-empirischen Korrelationen enthalten für das jeweilige Modell spezifische, in der Regel nur durch

aufwändige Experimente zu ermittelnde Parameter. Solche Ansätze können niemals alle physikalischen Phänomene abbilden. Deshalb hängt die Güte der erzielten Ergebnisse in hohem Maße von der Erfahrung des Anwenders von Unterkanalprogrammen bei der Auswahl der zur Verfügung stehenden Korrelationen ab, indem er ihre Stärken und Schwächen abzuschätzen weiß.

4.1.2 Quantifizierung der drahtwendelinduzierten Quervermischung

Wie bereits in Kapitel 3.1 erläutert, existieren nur sehr wenige Daten über das Mischungsverhalten der Kühlmittelströmungen in quadratisch angeordneten Brennstabgeometrien mit Drahtwendelabstandshaltern. Existierende, empirische Korrelationen zur Quervermischung sind zumeist auf hexagonale Anordnungen beschränkt. Cheng [36] hatte 122 bis zum Jahre 1984 durchgeführte Experimente zur Fluidvermischung evaluiert und auf der Basis dieser Daten Modelle für Axialdruckverlust und Quervermischung aufgestellt. Die Übertragbarkeit dieser gewonnenen Korrelationen auf die quadratische Stabreihenordnung im Design des HPLWR ist jedoch fraglich. Weiterhin besitzt das HPLWR-Brennelement nach Hofmeister et al. [67] durch seine relativ kleinen Abmessungen und dem zentralen Moderatorkasten einen hohen Anteil an Rand- und Eckkanälen. Damit unterscheidet es sich erheblich von den in der Regel großen, hexagonalen Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern.

Nach Bishop und Todreas [22] kann man numerische Rechenprogramme zur Unterkanalanalyse in zwei Klassen unterteilen: Codes der COBRA-Familie, wie z.B. COBRA IIIC [124], lösen die gekoppelten Gleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung für die einzelnen Kontrollvolumen. Dabei werden in der Regel der sich einstellende Axialdruckverlust für die verschiedenen Unterkanaltypen sowie der durch die Drahtwendeln induzierte Queraustausch zwischen den Unterkanälen durch empirische bzw. semi-empirische Korrelationen berücksichtigt. Im Gegensatz dazu lösen Programme wie COTEC und ENERGY ausschließlich die Energieerhaltungsgleichung. Sie benötigen ebenfalls Korrelationen für die durch Drahtwendeln hervorgerufene Fluidvermischung zwischen den unterschiedlichen Unterkanälen. Es müssen bei diesem Ansatz zusätzlich die individuellen Massenströme durch die einzelnen Unterkanäle bestimmt werden. Ein sogenannter Massenstromverteilungsfaktor X_k gibt dabei das Verhältnis des jeweiligen Massenstroms eines spezifischen Unterkanals vom Typ k im Verhältnis zum Gesamtmassenstrom durch das Brennelementbündel an. Zumeist wird für die Berechnung des Massenstromverteilungsfaktors eine Korrelation für den Axialdruckverlust des gesamten Stabbündels benutzt.

4.1.2.1 Korrelationen zum axialen Druckverlust in den Unterkanälen

Die Energiegleichung lässt sich gemäß Chiu et al. [41] folgendermaßen formulieren:

$$X_i \cdot \rho_i \cdot A_{ax,i} \cdot \overline{v_{ax,B}} \cdot \frac{\partial h_i}{\partial z} = \sum_j (-w_{ij} \cdot h_i + w_{ji} \cdot h_j) + \frac{\kappa \cdot \lambda \cdot s}{\eta} \cdot (T_j - T_i). \quad (4.5)$$

Dabei sind ρ_i die Fluidichte im Unterkanal i , $A_{ax,i}$ die axiale Querschnittsfläche, $\overline{v_{ax,B}}$ die mittlere Axialgeschwindigkeit im gesamten Bündel und $\frac{\partial h_i}{\partial z}$ die Änderung der Enthalpie h_i mit der axialen Höhe z . w_{ij} ist der Austauschmassenstrom pro Länge mit den j benachbarten Unterkanälen, welcher alle zum Queraustausch beitragenden Effekte der Drahtwendeln und der turbulenten Vermischung beinhaltet. λ ist die Wärmeleitfähigkeit des Fluids, s die Spaltweite zwischen zwei Brennstäben, η der Abstand der Mittelpunkte der Unterkanäle und T_i bzw. T_j sind Fluidtemperaturen. Die Variable κ ist ein Formfaktor zur Berücksichtigung der Geometrie bei der Wärmeleitung:

$$\kappa = 0,66 \cdot \left(\frac{P}{D}\right) \cdot \left(\frac{s}{D}\right)^{-0,3} \quad (4.6)$$

Zwar wurde die Herleitung für Stabbündel ohne Abstandhalter durchgeführt, aber laut Cheng und Todreas [34] behält sie aufgrund des geringeren Einflusses von Wärmeleitungsprozessen im Vergleich zu konvektivem Queraustausch auch bei der Verwendung von Drahtwendelabstandhaltern ihre Gültigkeit. Gemäß den Autoren dominieren im Bereich niedriger Reynoldszahlen Umverteilungsprozesse den Queraustausch, bei Mischkonvektion, in der Auftriebseffekte eine Rolle spielen, geschieht der Fluidtransfer durch heiße Strähnen und bei turbulenten Strömungsbedingungen mit $Re > 6000$ überwiegt der verdrängende bzw. saugende Effekt der Drahtwendeln.

Nachfolgend wird die Bestimmung des Massenstromverteilungsfaktors X_k nach Cheng und Todreas [35] näher erläutert.

$$X_k = \frac{v_{ax,k}}{v_{ax,B}} \quad (4.7)$$

Dieser Faktor errechnet sich für den Unterkanaltyp k aus dem Verhältnis von Axialgeschwindigkeit $v_{ax,k}$ zur mittleren Axialgeschwindigkeit im Brennelement $\overline{v_{ax,B}}$. Hierbei beschreibt der Index $k = 1$ einen Zentralkanal, $k = 2$ einen Randkanal und $k = 3$ einen Eckkanal. Unter der Voraussetzung, dass der Druckverlust über alle drei Unterkanaltypen gleich ist und somit dem Druckverlust für das gesamte Bündel entspricht, lässt sich dieser schreiben als:

$$\Delta p_B = \Delta p_k = f_k \cdot \frac{l}{d_{h,k}} \cdot \frac{\rho \cdot v_{ax,k}^2}{2} + \rho \cdot g \cdot l, \quad (4.8)$$

mit den spezifischen Druckverlustkoeffizienten f_k , l der axialen Länge, den individuellen, hydraulischen Durchmessern $d_{h,k}$ und der Erdbeschleunigung g .

Unter Verwendung von Gl. (4.7) ergibt sich:

$$\frac{f_B}{d_{h,B}} = \frac{f_1}{d_{h,1}} \cdot X_1^2 = \frac{f_2}{d_{h,2}} \cdot X_2^2 = \frac{f_3}{d_{h,3}} \cdot X_3^2. \quad (4.9)$$

Die verschiedenen Druckverlustkoeffizienten f_k lassen sich durch einen Exponentialansatz folgendermaßen ausdrücken:

$$f_k = \frac{C_{f,k}}{Re_k^m}, \quad (4.10)$$

worin $C_{f,k}$ und m von der Geometrie und den Strömungsverhältnissen abhängige Konstanten sind. Cheng [36] hat auf der Grundlage von 122 Experimenten den mittleren Wert des Exponenten zu $m = 0,18$ bestimmt.

Aufgrund der Massenerhaltung muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$S_1 \cdot X_1 + S_2 \cdot X_2 + S_3 \cdot X_3 = 1 \quad (4.11)$$

mit:

$$S_k = N_k \cdot \frac{A_{ax,k}}{A_{ax,B}}. \quad (4.12)$$

N_k ist dabei die Anzahl der jeweiligen Unterkanaltypen, $A_{ax,k}$ deren axiale Querschnittsflächen und $A_{ax,B}$ die Querschnittsfläche des Bündels.

Der mittlere Druckverlustkoeffizient für das gesamte Brennelement lässt sich mit nachfolgender Gleichung darstellen:

$$C_{f,B} = d_{h,B} \cdot \left[\sum_{k=1}^3 S_k \left(\frac{d_{h,k}}{d_{h,B}} \right)^{\frac{m}{(m-2)}} \left(\frac{C_{f,k}}{d_{h,k}} \right)^{\frac{1}{(m-2)}} \right]^{(m-2)} \quad (4.13)$$

Durch Umstellen von Gl. (4.11) erhält man:

$$X_2 = \frac{1}{\left(S_2 + \left(\frac{X_1}{X_2} \right) \cdot S_1 + \left(\frac{X_3}{X_2} \right) \cdot S_3 \right)} \quad (4.14)$$

Mit Kenntnis der Konstanten $C_{f,1}$, $C_{f,2}$ und $C_{f,3}$ lassen sich die Massenstromverteilungsfaktoren für die drei Unterkanaltypen bestimmen zu:

$$\frac{X_1}{X_2} = \left(\frac{d_{h,1}}{d_{h,2}} \right)^{\frac{(1+m)}{(2-m)}} \left(\frac{C_{f,2}}{C_{f,1}} \right)^{\frac{1}{(2-m)}} \quad (4.15)$$

und:

$$\frac{X_3}{X_2} = \left(\frac{d_{h,3}}{d_{h,2}} \right)^{\frac{(1+m)}{(2-m)}} \left(\frac{C_{f,2}}{C_{f,3}} \right)^{\frac{1}{(2-m)}}. \quad (4.16)$$

Cheng und Todreas [35] berücksichtigten für ihre Formulierung des Druckverlustkoeffizienten $C_{f,1}$ für die Zentralkanäle Form- und Reibungswiderstände. Für $C_{f,2}$ und

$C_{f,3}$ in den Rand- und Eckkanälen ist aufgrund der unilateralen Strömungsrichtung der Formdruckverlust im Vergleich zum reibungsinduzierten Druckverlust zu vernachlässigen.

Novendstern [106] verwendete analoge Beziehungen für Gl. (4.7) und Gl. (4.11) für den Massenstromverteilungsfaktor wie Cheng und Todreas [35], jedoch benutzte er einen Wert $m = 0,25$ anstelle von $m = 0,18$. Anstatt für die drei verschiedenen Unterkanaltypen individuelle Korrelationen zu verwenden, bezog er den Druckverlust des gesamten Bündels auf den eines Zentralkanals. Um diesen zu bestimmen, hatte er den Druckverlustkoeffizienten nach Blasius [129] für Strömungen in einem glatten Zylinder eingesetzt, wobei die Effekte der Drahtwendeln durch einen zusätzlichen Multiplikator N_{Draht} berücksichtigt wurden.

$$\Delta p_1 = f_{Blasius} \cdot N_{Draht} \cdot \frac{H}{d_{h,1}} \cdot \frac{\rho \cdot v_{ax,1}^2}{2} \quad (4.17)$$

mit:

$$f_{Blasius} = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad (4.18)$$

und:

$$N_{Draht} = \left[\frac{1,034}{\left(\frac{P}{D}\right)^{0,124}} + \frac{29,7 \cdot \left(\frac{P}{D}\right)^{6,94} \cdot Re^{0,086}}{\left(\frac{H}{D}\right)^{2,239}} \right]^{0,885} \quad (4.19)$$

Unter der vereinfachenden Annahme, dass die drei Konstanten $C_{f,1}$, $C_{f,2}$ und $C_{f,3}$ den gleichen Wert haben, ließen sich unter Verwendung der Gl. (4.14), (4.15) und (4.16) die Massenstromverteilungsfaktoren X_k bestimmen und schließlich mit Gl. (4.7) die jeweiligen Axialgeschwindigkeiten. Somit waren lediglich die genauen Strömungsverhältnisse in einem Zentralkanal zu ermitteln.

Carajilescov [27] hatte halbempirische Formeln für die Druckverluste der drei Unterkanaltypen vorgestellt, welche eine Abhängigkeit zusätzlich zu den Verhältnissen H/D und P/D von der Stabanzahl im Brennelement berücksichtigten und somit allgemeingültiger waren.

Die verschiedenen Autoren unterscheiden sich in der Formulierung der verschiedenen Druckverlustkoeffizienten f_k . Sowohl für hexagonale als auch für quadratische Stabanordnungen lassen sich die Formeln für die Druckverlustkoeffizienten nach Rehme [116] aus Gl. (4.53) anwenden. Setzt man das Verhältnis $(U_{be,Stab\&Draht}/U_{be,B}) = 1$ in Gl. (4.52), so lassen sich die Axialdruckverluste für die einzelnen Unterkanaltypen bestimmen. Darauf soll jedoch erst in Kapitel 4.2 näher eingegangen werden.

Chun und Seo [43] kamen nach einer vergleichenden Untersuchung der etablierten Druckverlustkorrelationen nach Cheng und Todreas [35], Novendstern [106] und

Rehme [116] zu dem Schluss, dass die Formulierungen der erstgenannten Autoren sowohl bei laminaren und turbulenten Strömungsbedingungen als auch im Übergangsbereich die besten Resultate im Vergleich zu Experimenten erzielen.

Den lateralen Druckverlust für Stabbündel mit Drahtwendelabstandshaltern haben Suh und Todreas [141] experimentell und Shimizu et al. [133] auf numerischem Wege evaluiert.

4.1.2.2 Modelle zum Fluidqueraustausch

Es wurde bereits erwähnt, dass beide Gruppen von Unterkanalprogrammen Informationen über die durch die Drahtwendeln initiierte Fluidquervermischung benötigen. Nach Bishop und Todreas [22] lassen sich verschiedene Arten von Modellen für die gerichtete Strömungsstruktur in den Randkanälen unterscheiden. Nachfolgend entspricht die Spaltweite s dem Drahtdurchmesser d . So kann die Querströmung wie bei Fenech und Bennett [48] durch einen von der axialen Höhe und der Geometrie abhängigen, lokalen Impuls auf die Strömung modelliert werden:

$$\frac{M_{quer}}{s} = \pi \cdot (D + d) \cdot \frac{M_{ax}}{A_{ax}} \cdot \frac{\Delta z_{ax}}{H}, \quad (4.20)$$

mit dem Quermassenstrom M_{quer} und dem Axialmassenstrom M_{ax} . Die axiale Höhe eines Kontrollvolumens Δz_{ax} ist zu einem Sechstel der Ganghöhe H zu wählen. Dabei liegt die Annahme zugrunde, dass die Drahtwendel nur einen Quermassenstrom induziert, wenn sich der Drahtquerschnitt genau im Spalt zwischen zwei Stäben befindet.

Des Weiteren wird bei anderen Modellen evaluiert, welchen Anteil des Axialmassenstroms die Drahtwendeln in einen benachbarten Unterkanal transferieren. Bei dem von Chen et al. [31] beschriebenen Modell werden sechs Positionen unterschieden, bei denen sich der Drahtquerschnitt vollständig in einem der sechs einen Brennstab umgebenden Zentralkanälen befindet. Dabei wird davon ausgegangen, dass eine Änderung des hydraulischen Durchmessers Fluid gleichmäßig über die drei Spalte in die angrenzenden Unterkanäle verdrängt. Der hierbei pro axialer Länge, in diesem Fall dem Sechstel einer Ganghöhe, ausgetauschte Massenstrom w_{ij} lässt sich angeben als:

$$w_{ij} = \frac{M_{quer}}{\Delta z_{ax}} = \frac{\frac{1}{3} \cdot \rho \cdot (A_{ax,0} \cdot v_{ax,0} - A_{ax,c} \cdot v_{ax,c})}{\frac{1}{6} \cdot H}, \quad (4.21)$$

wobei A_{ax} die axiale Querschnittsfläche und v_{ax} die Axialgeschwindigkeit sind. Dabei bedeutet der Index "0", dass sich der Drahtquerschnitt nicht im Unterkanal befindet, und der Index "c", dass der Draht im Unterkanal präsent ist. Das Verhältnis aus Quermassenstromdichte zu Axialmassenstromdichte wird durch die die Mischung

beschreibende Stanton-Zahl St_{ij} beschrieben:

$$St_{ij} \cdot \rho \cdot \overline{v_{ax}} = \frac{w_{ij}}{d}, \quad (4.22)$$

mit:

$$\overline{v_{ax}} = \frac{(v_{ax,0} + v_{ax,c})}{2}. \quad (4.23)$$

Diese dimensionslose Kennzahl lässt sich je nach Anwendungsgebiet auf verschiedene Weise definieren, wird aber in der Regel zur Charakterisierung oszillierender Prozesse verwendet. Sie lässt sich durch Umformen und Einsetzen mit den vorangegangenen Gleichungen ausdrücken als:

$$St_{ij} = \frac{4 \cdot A_{ax,0} \cdot \left[1 - \left(\frac{A_{ax,c} \cdot v_{ax,c}}{A_{ax,0} \cdot v_{ax,0}} \right) \right]}{H \cdot d \cdot \left[1 + \left(\frac{v_{ax,c}}{v_{ax,0}} \right) \right]}. \quad (4.24)$$

Unter der Annahme eines gleichmäßigen Druckgradienten über den Bündelquerschnitt und eines Druckverlustkoeffizienten nach Gl. (4.10) ergibt sich folgendes Verhältnis der Axialgeschwindigkeiten:

$$\frac{v_{ax,c}}{v_{ax,0}} = \left(\frac{d_{h,c}}{d_{h,0}} \right)^{\frac{(1-m)}{(2+m)}}. \quad (4.25)$$

Die Stanton-Zahl St_{ij} ist dann in nachfolgender Formulierung ausschließlich von der Geometrie abhängig:

$$St_{ij} = \frac{4 \cdot A_{ax,0}}{H \cdot d} \cdot \left[1 - \frac{A_{ax,c}}{A_{ax,0}} \left(\frac{d_{h,c}}{d_{h,0}} \right) \right]^{\frac{(1-m)}{(2+m)}} \cdot \left[1 + \left(\frac{d_{h,c}}{d_{h,0}} \right) \right]^{-\frac{(1-m)}{(2+m)}}. \quad (4.26)$$

Häufig wird auch eine sogenannte Effektivität δ verwendet, um die von der Drahtwendel verursachte Querströmung zu ermitteln. Sie stellt eine Beziehung zwischen dem sich einstellenden Strömungswinkel φ und dem Anstellwinkel Θ der Mittelachse der Drahtwendel relativ zur Stabmittelachse her. Hoffmann und Baumgärtner [66] geben nachfolgende Formel zur Beschreibung der Strömung in den Randkanälen an:

$$\frac{w_{ij}}{M_{ax}} = \delta \cdot \frac{\pi \cdot D}{A_{ax}} \cdot \frac{s}{H}. \quad (4.27)$$

Diese lässt sich umformen zu:

$$\frac{v_{quer}}{v_{ax}} = \delta \cdot \frac{\pi \cdot D}{H}. \quad (4.28)$$

Mit den Definitionen des Strömungswinkels φ :

$$\tan \varphi = \frac{v_{quer}}{v_{ax}} \quad (4.29)$$

und des Anstellwinkels Θ :

$$\tan \Theta = \frac{\pi \cdot D}{H} \quad (4.30)$$

folgt:

$$\tan \varphi = \delta \cdot \tan \Theta. \quad (4.31)$$

Wei [152] benutzt bei der Darstellung des Quermassenstroms im FULMIX-Code:

$$M_{quer} = \delta \cdot \pi \cdot d \cdot (D + d) \cdot \frac{\Delta z_{ax}}{H} \cdot \frac{M_{ax}}{A_{ax}} \quad (4.32)$$

eine geringfügig andere Definition des Anstellwinkels Θ :

$$\tan \Theta = \frac{\pi \cdot (D + d)}{H}. \quad (4.33)$$

Die Repräsentation des Austauschmassenstroms im Programm COBRA IIIC [124] ist auf die axiale Höhe eines Kontrollvolumens bezogen:

$$w_{ij} = \frac{M_{quer}}{\Delta z_{ax}} = \delta \cdot \pi \cdot (D + d) \cdot \frac{s}{\Delta z_{ax}} \cdot \frac{M_{ax}}{A_{ax}} \quad (4.34)$$

Sie unterscheidet sich aber ansonsten nicht von den obigen Definitionen.

Heinecke [131] verwendet das Verhältnis der von der Drahtwendel versperrten Querschnittsfläche A_{Draht} in rot zu der cyanfarbenen, unversperrten Querschnittsfläche eines Unterkanals ohne Draht gemäß Abb. 4.1 für seinen Ausdruck des Quermassenstroms:

$$M_{quer} = \delta \cdot \frac{A_{Draht}}{A_{ax}} \cdot \frac{M_{ax}}{0,25 \cdot H}. \quad (4.35)$$

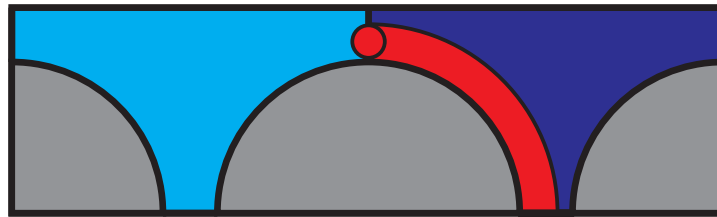


Abbildung 4.1: Skizze zur Definition des Quermassenstroms nach Heinecke [131].

Magee [96] benutzt eine zu Gl. (4.35) im Aufbau analoge, jedoch leicht abweichende Formulierung:

$$M_{quer} = \delta \cdot M_{ax} \cdot \frac{A_{Draht}}{A_{ax}} \cdot \frac{\Delta z}{H}. \quad (4.36)$$

Weiterhin kann der Quermassenstrom kontinuierlich und von der lokalen Winkelposition des Drahtes abhängig beschrieben werden. Graves und Catton [54] gehen ebenfalls davon aus, dass die Drahtwendeln mit ihrer stromaufwärts gelegenen Druckseite Fluid durch die übrigen beiden Spalte in die benachbarten Unterkanäle verdrängen, wenn sie in einen Unterkanal eindringen. Im Gegensatz zu auf spezielle axiale Positionen limitierten, lokalen Impulse wird mit der nachfolgenden Formel die Quergeschwindigkeit $v_{quer,Zentral}$ zwischen zwei Zentralkanälen kontinuierlich und in ihrer Intensität von der Höhe abhängig beschrieben:

$$v_{quer,Zentral} = \delta \cdot v_s \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{H} \cdot z + \gamma\right) \quad (4.37)$$

mit der durch die Druckseite des Drahtes induzierten Quergeschwindigkeitskomponente v_s :

$$v_s = \pi \cdot \frac{D + d}{H} \cdot \overline{v_{ax,B}}. \quad (4.38)$$

γ ist ein für die drei Spalte jeweils verschiedener Phasenwinkel.

Wie bereits diskutiert, bildet sich stromaufwärts der Drahtwendel ein Gebiet erhöhten Druckes aus und aufgrund des Druckverlusts, wenn die Strömung über den Draht fließt, stromabwärts eine Region geringeren Druckes. Nach Hanson und Tordreas [58] ist die Druckabsenkung ungefähr dreimal stärker als der Druckaufbau. Chiu et al. [40] entwickelten deshalb ein Modell, welches die saugende Wirkung des Nachlaufgebietes als maßgeblichen Effekt für die Querströmung berücksichtigt. Mit der Annahme, dass der Formdruckverlust über die Drahtwendel dem lateralen Druckgradienten zwischen zwei Unterkanälen entspricht, erhielten die Autoren folgende Beziehung:

$$= C_{Chiu} \cdot \left(\frac{A_{Draht,ell.}}{A_{ax,0}}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{P - D}{P}\right)_{Chiu}^n \cdot \frac{\frac{w_{ij} \cdot H}{M_{ax}} \cdot P}{\sqrt{(\pi \cdot P)^2 + H^2}} \cdot \frac{(P - D) \cdot H}{A_{ax,0}}. \quad (4.39)$$

Hierbei sind $A_{Draht,ell.}$ die projizierte, elliptische Querschnittsfläche des Drahtes und $A_{ax,0}$ die axiale Querschnittsfläche des Unterkanals ohne Berücksichtigung des Drahtes. In Tabelle 4.1 sind die jeweiligen Werte für die Konstanten C_{Chiu} und n_{Chiu} für den Austausch zwischen zwei Zentralkanälen bzw. zwischen zwei Randkanälen aufgelistet. Diese Konstanten haben Gültigkeit für $1,06 < P/D < 1,31$ und $4 < H/D < 52$.

	Zentral \Leftrightarrow Zentral	Wand \Rightarrow Wand
C_{Chiu}	0,562	10,5
n_{Chiu}	-0,5	0,35

Tabelle 4.1: Experimentell bestimmte Konstanten für Gl. (4.39) nach [40].

Graves und Catton [54] lösen in ihrem Programm zur Unterkanalanalyse ausschließlich die nachfolgend aufgeführte Formulierung der Energiegleichung mit der Enthalpie als der zu erhaltenden Größe:

$$\nabla \cdot (\rho \cdot \vec{v} \cdot h) = \nabla \cdot (\lambda + \rho \cdot c_p \cdot \epsilon_h) \nabla T + Q. \quad (4.40)$$

Unter Vernachlässigung der Wärmeleitung in axialer z-Richtung lässt sich Gl. (4.40) in differentieller Schreibweise ausdrücken als:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot v_{ax} \cdot h)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x} (\lambda + \rho \cdot c_p \cdot \epsilon_h) \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} (\lambda + \rho \cdot c_p \cdot \epsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} \\ &- \frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot v_{quer,x} \cdot h) - \frac{\partial}{\partial y} (\rho \cdot v_{quer,y} \cdot h) + Q, \end{aligned} \quad (4.41)$$

mit dem Ausdruck für die kinematische Wirbelviskosität ϵ_h :

$$\epsilon_h = (B_1 \cdot Re^{B_2} + B_3) \cdot \overline{v_{ax}} \cdot (P - D) \quad (4.42)$$

Dabei sind B_1 , B_2 und B_3 empirische Konstanten und $\overline{v_{ax}}$ die mittlere Axialgeschwindigkeit. Die Quergeschwindigkeiten für die Zentralkanäle $v_{quer,Zentral}$ berechnen sich nach Gl. (4.37) und die Daten für die Randkanäle zu:

$$v_{quer,Rand} = \sum B_4 \cdot v_{quer,Zentral} + B_5. \quad (4.43)$$

Durch die Summation wird der Tatsache Rechnung getragen, dass in Abhängigkeit der Lage der jeweiligen Unterkanäle entweder Fluid vom Zentrum in die Randregion geleitet wird oder umgekehrt. Von den beiden Konstanten justiert B_4 die Quergeschwindigkeit und B_5 sorgt dafür, dass eine gewisse Mindestgeschwindigkeit vorherrscht.

Nach Cheng und Todreas [35] besitzt die von ihnen verwendete, dimensionslose Wirbelviskosität ϵ^* aus Gl. (4.57) die gleiche physikalische Bedeutung wie die Stanton-Zahl nach Todreas und Turi [143]:

$$\epsilon^* = St_{ij} = \frac{w_{ij}}{m_i \cdot s}. \quad (4.44)$$

Der häufig für die Beschreibung des ungerichteten Queraustauschs infolge Turbulenz oder makroskopischer Pulsationen zwischen benachbarten Unterkanälen verwendete Austauschkoefizient β_{turb} lässt sich für die durch Drahtwendeln induzierten, alternierenden Querströmungen ein analoger Koeffizient β_{Draht} über w_{ij} oder St_{ij} definieren als:

$$\beta_{Draht} = \frac{w_{ij}}{\frac{1}{2} \cdot (m_i + m_j) \cdot s} = St_{ij} \cdot \frac{m_i}{\frac{1}{2} \cdot (m_i + m_j)} \quad (4.45)$$

Dabei gilt $\beta_{Draht} = St_{ij} = St_{ji}$ für den Austausch zwischen 2 Zentralkanälen, da hier $m_i = m_j$ gilt. Jedoch ist $\beta_{Draht} \neq St_{ij} \neq St_{ji}$ für den Austausch zwischen

einem Zentral- und einem Randkanal, da dann $m_i \neq m_j$ ist.

Auf Millhollen und Sutey [101] geht die einzige Korrelation für β_{Draht} zurück, welche während des Betriebs eines Reaktors, in diesem Fall dem EBR-II (**E**xperimental **B**reeder **R**eactor), ermittelt wurde:

$$\beta_{Draht} = 0,0124 \cdot \frac{d_h}{s} \cdot Re^{-0,1} \quad (4.46)$$

Rogers und Tarasuk [122] führen nachfolgende Formel für die Stanton-Zahl ein:

$$St_{ij} = \left(4 \cdot \frac{f_i}{\zeta_{lat}} \cdot \frac{y_{ij}}{d_{h,i}} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (4.47)$$

mit dem axialen Druckverlustkoeffizienten f_i , der Distanz zwischen den zwei Mittelpunkten benachbarter Unterkanäle y_{ij} und einem lateralen Druckverlustkoeffizienten ζ_{lat} gemäß:

$$\zeta_{lat} = K_1 \cdot \left(\frac{H}{D} \right)^{K_2}. \quad (4.48)$$

K_1 und K_2 sind von der Geometrie abhängige Konstanten. Suh und Todreas [141] haben experimentell laterale Druckverluste für quadratische und hexagonale Anordnungen bestimmt.

Besonders bei vorherrschender Mischkonvektion werden thermische Strahlen dominant. Nishimura et al. [105] hatten folgende Wirbelviskosität ϵ_M für die Berücksichtigung solcher Strahlen angegeben:

$$\epsilon_M = \epsilon_M^* \cdot v_{ax} \cdot \eta_{lat}, \quad (4.49)$$

mit der lateralen Mischungslänge η_{lat} und der dimensionslosen Wirbelviskosität ϵ_M^* :

$$\epsilon_M^* = 0,1 \cdot \left(\frac{s}{D} \right)^{-0,5} \cdot \left(\frac{Gr_{\Delta T}}{Re_B} \right). \quad (4.50)$$

Dazu wurde die Reynolds-Zahl des gesamten Bündels Re_b verwendet und die Auftriebseffekte charakterisierende, dimensionslose Grashof-Zahl in der nachfolgenden Schreibweise:

$$Gr_{\Delta T} = \frac{g \cdot \rho^2 \cdot \beta_{th} \cdot \left(\frac{\Delta T_B|_0^L}{L} \right) \cdot d_{h,B}^4}{\mu^2}. \quad (4.51)$$

β_{th} ist in diesem Fall der thermische Ausdehnungskoeffizient des Fluids, g die Erdbeschleunigung und $\Delta T_B|_0^L$ der axiale Temperaturgradient über das gesamte Bündel.

4.2 Modellierung des Fluidraums

Drahtwendeln als Abstandshalterkonzept beeinflussen die Formgebung eines Brennelements. So muss der Spalt zwischen einem Brennstab und einer Kastenwand die gleichen Abmessungen haben wie der Spalt zwischen zwei benachbarten Stäben. Eine Konsequenz davon ist, dass die durchströmte, axiale Querschnittsfläche in den Randkanälen etwas größer ist als notwendig. Demzufolge stellen sich in den Randkanälen im Vergleich zu den Zentralkanälen geringere Axialdruckverluste ein. Als Folge davon wird Fluid in die Randkanäle gesaugt und erhöht damit den Massenstrom in diesen Regionen. Diese Umverteilung der Strömung und die zusätzlichen Wärmeverluste durch die Brennelement- bzw. Moderatorkastenwände bewirken eine geringere Aufheizung des Kühlmittels in den Randkanälen als in den Zentralkanälen.

Um diesem Nachteil bei der Verwendung von Drahtwendeln im HPLWR-Brennelement entgegenzuwirken, wird ein Design mit zu den Brennstäben hin eingewölbten Kastenwänden vorgeschlagen. Dieses inhärente Problem ist bei quadratischer Stabanordnung gravierender als bei der hexagonalen Variante, da hier die Unterschiede in den Querschnittsflächen zwischen Rand- und Zentralkanälen größer sind als im letzteren Fall. Bereits in der Entwicklung von Brüterbrennelementen wurden eingewölbte Kastenwände untersucht, wie die Geometrien zeigen, welche der Arbeit von Cevolani [30] zugrunde lagen. Bei der den numerischen Untersuchungen von Dearing et al. [46] mit zwei verschiedenen Unterkanalprogrammen in einem mit Natrium gekühlten Brennelement zugrundeliegenden Geometrie wurden ebenfalls die Querschnittsflächen der Randkanäle durch gezielte Einwölbungen angepasst. Yang et al. [156] konnte zeigen, dass sich eine gleichmäßigere Kühlmitteltemperaturverteilung durch die Einführung von zusätzlichen Blockaden, welche den durchströmten Querschnitt verringern, erwirken lässt.

In dieser Arbeit wird der hydraulische Durchmesser und damit einhergehend die Querschnittsfläche der Randkanäle entsprechend modifiziert, um den sich dort gemäß der Druckverlustkorrelation von Rehme [116] einstellenden Druckverlust dem der Zentralkanäle anzugleichen. Diese für hexagonale wie für quadratische Anordnungen gleichermaßen gültige, empirische Korrelation ist nachfolgend aufgeführt:

$$\Delta p_{ax} = f_{Rehme} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{l}{d_h} \cdot \overline{v_{ax,B}}^2 \cdot F_{Rehme} \cdot \frac{U_{be,Stab\&Draht}}{U_{be,B}} \quad (4.52)$$

mit:

$$f_{Rehme} = \frac{64}{Re'} + \frac{0,0816}{Re'^{0,133}} \quad (4.53)$$

und

$$Re' = \overline{v_{eff}} \cdot \frac{\rho \cdot d_h}{\mu} = \overline{v_{ax,B}} \cdot \frac{\rho \cdot d_h}{\mu} \cdot \sqrt{F_{Rehme}}. \quad (4.54)$$

Dabei beschreiben Δp_{ax} den axialen Druckverlust, f_{Rehme} einen Druckverlustkoeffizienten, welcher über eine modifizierte Reynoldszahl Re' definiert ist. Diese lässt sich mit einer mittleren, effektiven Geschwindigkeit $\overline{v_{eff}}$, der Fluidichte ρ , dem hydraulischen Durchmesser d_h und der dynamischen Viskosität μ des Fluids berechnen. Die effektive Geschwindigkeit $\overline{v_{eff}}$ wird aus dem Produkt der mittleren Axialgeschwindigkeit im Bündel $\overline{v_{ax,B}}$ und der Wurzel eines Geometriefaktors F_{Rehme} gebildet. In diesen Faktor:

$$F_{Rehme} = \left(\frac{P}{D}\right)^{0,5} + \left[7,6 \cdot \frac{P}{H} \cdot \left(\frac{P}{D}\right)^2\right]^{2,16} \quad (4.55)$$

gehen als charakteristische Größen die Stabteilung, der Stabdurchmesser und die Ganghöhe der Drahtwendel ein. Die axiale Länge ist in diesem Fall gleich der Ganghöhe, $U_{be,Stab\&Draht}$ ist der benetzte Umfang des Stabbündels (Stäbe und Drähte) und $U_{be,B}$ der gesamte, benetzte Umfang des Brennelements einschließlich der Kastenwände.

Abb. 4.2 links präsentiert das HPLWR-Brennelement mit geraden Seitenwänden nach Hofmeister et al. [67] mit Drahtwendelabstandshaltern, Abb. 4.2 rechts die Geometrie mit den vorgeschlagenen, eingewölbten Kastenwänden. Bei dem gewellten Design sind die axialen Querschnittsflächen der Randkanäle auf ca. 75% der entsprechenden Querschnittsflächen aus Abb. 4.2 links reduziert und der sich in Abb. 4.2 rechts einstellende, hydraulische Durchmesser ist somit ca. 27% geringer als beim Referenzdesign mit geraden Wänden.

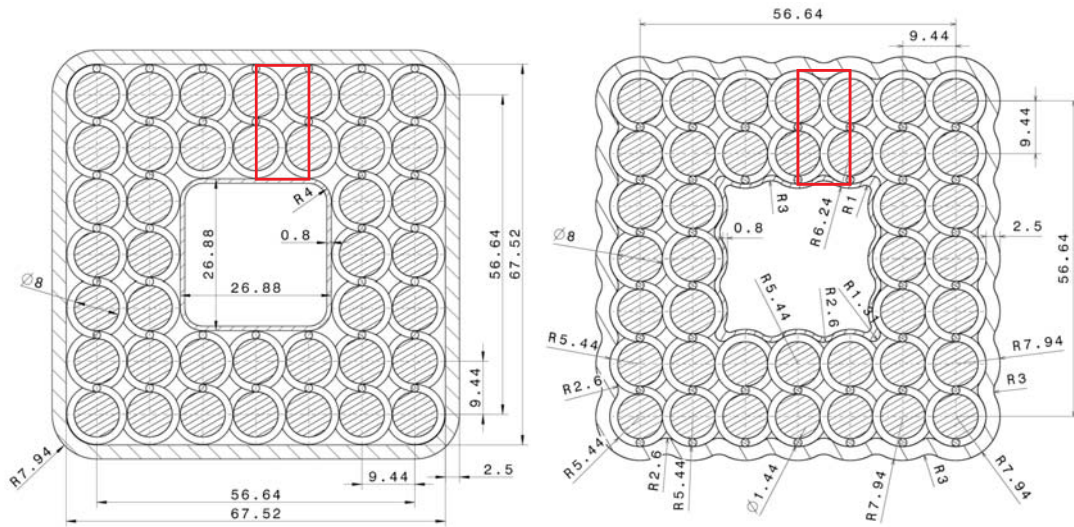


Abbildung 4.2: Links: Referenzdesign mit geraden Kastenwänden; Rechts: Vorgeschlagenes Design mit gewellten Kastenwänden.

P [mm]	D [mm]	H_{ref} [mm]	d [mm]	P/D	H_{ref}/D	d/D	
9,44	8	200	1,34	1,18	25	0,168	4,58

Tabelle 4.2: Geometrische Daten des HPLWR-Brennelements.

Tabelle 4.2 fasst die wichtigsten, geometrischen Daten und Verhältnisse des HPLWR-Brennelements mit Drahtwendelabstandshaltern zusammen.

In den nachfolgenden Untersuchungen werden die jeweils markierten Ausschnitte der beiden vorgeschlagenen Bündelgeometrien aus Abb. 4.2 links und Abb. 4.2 rechts für das HPLWR-Brennelement verwendet.

4.3 Aufbau des CFD-Modells

Die im Folgenden modellierten Fluidräume bestehen aus jeweils einem zwischen zwei Randkanälen eingebetteten Zentralkanal. Hierbei sind die Stäbe mit einem Durchmesser von $D = 8\text{mm}$ bei einer Stabteilung von $P = 9,44\text{mm}$ quadratisch angeordnet. Dies resultiert in einer Spaltweite von $s = 1,44\text{mm}$ und $P/D = 1,18$. Da es während des Betriebes zu Wärmedehnungen und strahlungsinduziertem Schwellen der Drähte und Hüllrohre kommt, wird der Drahtdurchmesser zu $d = 1,34\text{mm}$ etwas kleiner als die Spaltweite gewählt, um ein Verklemmen zu vermeiden. Da sich das Drahtdurchmesser-zu-Spaltweite-Verhältnis mit $d/s = 0,93$ als kleiner eins ergibt, ist es im Gegensatz zu den in Kapitel 3.2 beschriebenen Modellen nicht notwendig, Kuppen an der Stelle aus dem Draht zu schneiden, an der ein Draht einen Nachbarstab berühren würde. Wiederum ist der Übergang zwischen Draht- und Staboberfläche vereinfacht wiedergegeben, um zu kleine Zellwinkel in diesen Regionen zu vermeiden. Die axiale Länge erstreckt sich über eine axiale Ganghöhe der Drahtwendeln, welche in Kapitel 4.4.3 variiert wird. Für die Referenzganghöhe von $H_{ref} = 200\text{mm}$ errechnet sich ein Verhältnis von $H_{ref}/D = 25$. Wie schon im Falle der Simulationen zur Verifikation der numerischen Methode wird großer Wert auf eine möglichst hohe Zelldichte in lateraler Richtung gelegt. Dies dient der genauen Reproduktion der Quergeschwindigkeitsprofile auf den Spaltquerschnittsflächen. Mit ihrer Kenntnis lassen sich die Mischungsraten zwischen den untersuchten Unterkälen quantifizieren. Dazu wird zunächst analog zu Kapitel 3.2 die Geometrie auf ein Fünftel der axialen Referenzlänge komprimiert. Ein hybrides Volumennetz, bestehend aus Tetraederzellen im Kern, umgeben von einer einzelnen Schicht Prismenzellen, wird anschließend automatisch erzeugt. Diese Netztopologie bietet im Gegensatz zu "trimmed cells" Vorteile beim Strecken einer bereits vernetzten Geometrie, wie es bei einer Variation der Ganghöhe erforderlich wird. Auf die Ein- und Auslassflächen sowie hier auch auf die seitlichen Schnittflächen in den Spaltregionen

wird zusätzlich jeweils eine blockstrukturierte Hexaederschicht gekoppelt. Die Netztopologie sowie die aufgeprägten Randbedingungen sind identisch für das Design mit geraden Seiten wie für die gewellte Variante. Tabelle 4.3 fasst den Aufbau der beiden beschriebenen Fluiddomänen zusammen:

	Fluidzellen	Tetraeder	Prismen	Hexaeder
gerade Wände	948.311	839.853	89.178	19.280
gewellte Wände	794.198	686.074	88.496	19.628

Tabelle 4.3: Aufbau der untersuchten numerischen Modelle.

Die Prismenschicht ist notwendig, um die y^+ -Werte im Hinblick auf die Verwendung des kubisch-nichtlinearen high-Reynolds Turbulenzmodells nach Baglietto et al. [14] in Verbindung mit der Standard-Wandfunktion entsprechend einzustellen. Dieses Schließungsmodell hat sich in Kapitel 3.4.2 als am geeignetsten herausgestellt, die Strömungsstruktur und insbesondere den Axialdruckverlust akkurat wiederzugeben.

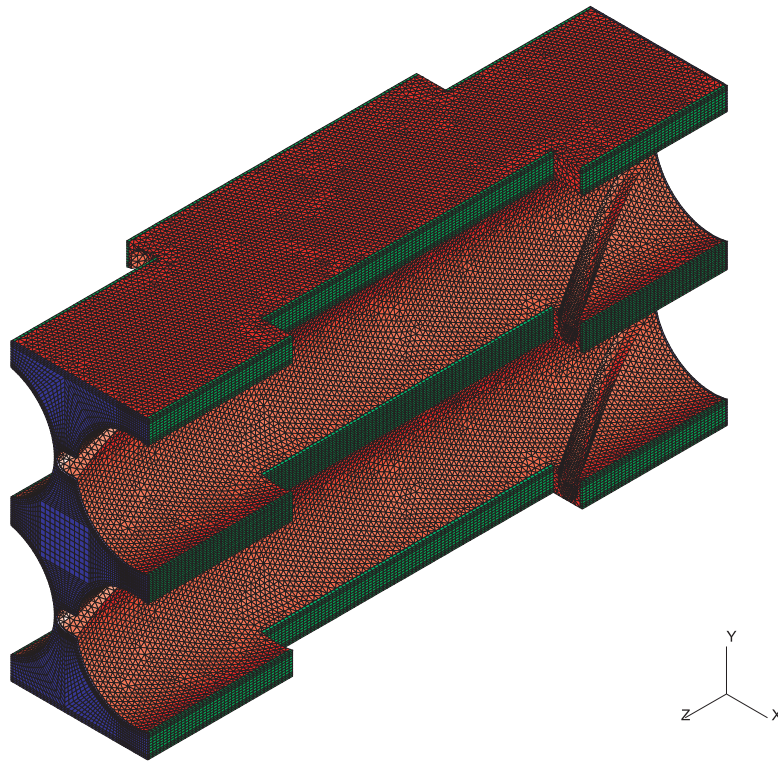


Abbildung 4.3: Zelltypen des numerischen Rechengitters am Beispiel des Modells mit geraden Kastenwänden.

In Abb. 4.3 sind die verschiedenen Zelltypen entsprechend eingefärbt. Rot wiedergegeben sind die Prismenzellen um den Tetraederkern, blau die Hexaederzellen. Grün

dargestellt sind die seitlich angeordneten blockstrukturierten Hexaederzellen, welche die Implementierung von partialzyklischen Randbedingungen ermöglichen.

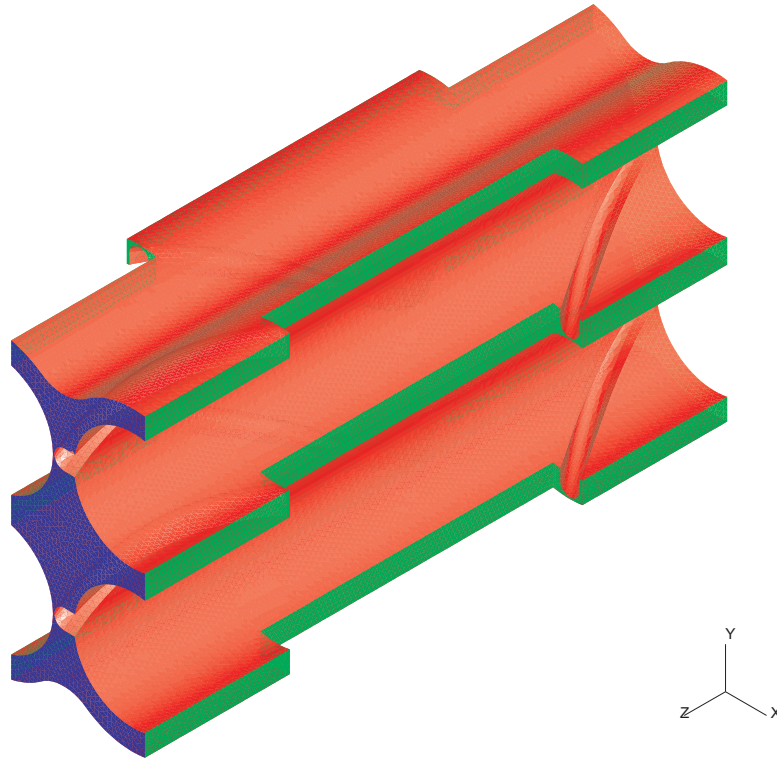


Abbildung 4.4: Implementierte Randbedingungen am Beispiel des Modells mit gewellten Kastenwänden.

Die farblich gekennzeichneten Randbedingungen sind Abb. 4.4 zu entnehmen. Rot sind die Stab- und Drahtoberflächen sowie die Kastenwände zu erkennen, auf denen die Haftbedingung gilt. Die Ein- und Auslassflächen mit ihren partialzyklischen Randbedingungen sind blau hinterlegt. Für sie wird in Analogie zu Kapitel 3.2 der eintretende bzw. der austretende Massenstrom vorgegeben und damit stellt sich der Axialdruckverlust im Fluidraum entsprechend ein. Um den Einfluss lateraler Druckgradienten auf die vorherrschenden Strömungsverhältnisse untersuchen zu können, sind die grün hervorgehobenen Schnittflächen in den seitlichen Spaltregionen ebenfalls mit partialzyklischen Randbedingungen beaufschlagt. Über sie lässt sich damit eine beliebige Druckdifferenz, analog zu dem vorgegebenen Massenstrom in axialer Richtung, anlegen. Somit besitzen die gegenüberliegenden Seitenflächen identische skalare Größen wie Geschwindigkeitskomponenten und turbulente Größen sowie gleiche, sich lediglich um die angelegte Druckdifferenz unterscheidende Druckprofile.

Für diese stationären Berechnungen wird wie schon in Kapitel 3.2 der "SIMPLE"-Algorithmus zur zeitlichen Diskretisierung verwendet. Zur räumlichen Diskreti-

sierung findet das MARS-Verfahren Anwendung, wie vom Benutzerhandbuch der Software STAR-CD[©] empfohlen [29].

Als Kriterium, bei dem von einer konvergierten Lösung ausgegangen werden kann, wird eine Änderung der Residuen der berechneten Strömungsgrößen zwischen zwei Iterationen von $Res = 10^{-4}$ festgesetzt. Eine deutliche Herabsetzung dieses Kriteriums um zwei Größenordnungen führt zu einem schwingenden Verhalten der Residuen im Bereich der Größenordnung $Res = 10^{-6}$. Dieses Verhalten ist auf die Verwendung der großen Anzahl an Tetraederzellen zurückzuführen und es ist zu erwarten, dass das Konvergenzkriterium bei ausschließlicher Verwendung von Hexaederzellen weiter gedrückt wird. Die jeweils erzielten Ergebnisse unterscheiden sich jedoch nur marginal und demzufolge wird für die nachfolgenden Sensitivitätsstudien eine Änderung der Residuen von $Res = 10^{-4}$ als ausreichend erachtet.

Die Stoffeigenschaften sind als konstant angenommen, was insbesondere für die Überhitzerregionen eine akzeptable Vereinfachung darstellt. In Verdampferbrennelementen ist es nahe dem pseudo-kritischen Punkt eine eher grobe Abschätzung. In allen nachfolgenden Simulationen wird die modellierte Geometrie aus einem Zentralkanal mit zwei benachbarten Randkanälen von einem konstanten Massenstrom von $M_{tot} = 0,124 kg/s$ durchströmt. Etwaige Modifikationen in der Massenstromverteilung, hervorgerufen durch die Einführung von Blenden an den Brennelementeinlässen, werden in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt.

4.4 Fluidaustausch zwischen benachbarten Unterkanaltypen

4.4.1 Mathematische Beschreibung der Quervermischung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Modelle zur Evaluation der Kühlmittelvermischung zwischen aneinandergrenzenden Unterkanälen benötigen detaillierte Quergeschwindigkeitsverläufe über den Spaltflächen. Da wie schon zur Verifikation der numerischen Methode unstrukturierte, numerische Rechengitter Anwendung finden, wird die in Kapitel 3.3 beschriebene Methode der Volumenmittelung zur Datenextraktion benutzt.

Nach Cheng und Todreas [35] kann der Wärmetransport zwischen zwei Unterkanälen durch die nachfolgende Gleichung approximiert werden:

$$q_{ij} \cdot s = \overline{M_{quer}} \cdot (h_i - h_j) = \frac{\rho \cdot s \cdot \epsilon \cdot (h_i - h_j)}{P}. \quad (4.56)$$

Dabei ist q_{ij} die Wärmestromdichte durch die Spaltquerschnittsfläche, $\overline{M_{quer}}$ ein Quermassenstrom pro axialer Länge, welcher aus den Mittelwerten der Quermassenströme $\overline{M_{quer}}$ aus Gl. (3.36) gebildet wird, und h die Enthalpie des Fluids. Die durch die Drahtwendel verbesserte Durchmischung der Strömung wird durch eine erhöhte Wirbelviskosität ϵ modelliert. Diese lässt sich als ϵ^* dimensionslos schreiben zu:

$$\epsilon^* = \frac{\epsilon}{\langle v_{ax} \rangle \cdot P} = \frac{\overline{M_{quer}}}{\rho \cdot \langle v_{ax} \rangle} \begin{cases} > 0 \text{ für : } \overline{M_{quer}}^+ \\ < 0 \text{ für : } \overline{M_{quer}}^- \end{cases} \quad (4.57)$$

mit:

$$\overline{M_{quer}} = \begin{cases} \overline{M_{quer}}^+ = \frac{\rho \cdot s}{k^+ \cdot \Delta z_{ax}} \cdot \left(\sum_k \max(0, \widehat{v}_{n,k}) \cdot \Delta z_{ax} \right) \\ \overline{M_{quer}}^- = \frac{\rho \cdot s}{k^- \cdot \Delta z_{ax}} \cdot \left(\sum_k \max(0, -\widehat{v}_{n,k}) \cdot \Delta z_{ax} \right). \end{cases} \quad (4.58)$$

Der Tatsache, dass die Strömungsrichtung durch die Spaltquerschnitte über der Höhe alterniert, wird durch positive und negative Werte für ϵ^* Rechnung getragen. Das Vorzeichen von ϵ^* ist abhängig vom Vorzeichen der Quermassenströme $\overline{M_{quer}}^+$ und $\overline{M_{quer}}^-$ in den lokalen Koordinatensystemen der modellierten Geometrien aus Kapitel 4.3. Diese Massenströme lassen sich bestimmen, indem man zunächst den Fluidraum in axialer Richtung in äquidistante Kontrollvolumen der Anzahl k unterteilt. Die nachfolgend definierten Variablen k^+ und k^- bestimmen dabei die Kontrollvolumen der jeweilig vorherrschenden Strömungsrichtung:

$$k^+ = \sum_k \max(0, \text{sgn}(\widehat{v}_{n,k})) \quad (4.59)$$

bzw.

$$k^- = \sum_k \max(0, \text{sgn}(-\widehat{v}_{n,k})). \quad (4.60)$$

$\overline{\langle v_{ax} \rangle}$ ist die über die gesamte Anzahl der Kontrollvolumen gemittelte Axialgeschwindigkeit:

$$\overline{\langle v_{ax} \rangle} = \frac{1}{k} \cdot \sum_k (\langle v_{ax} \rangle_k), \quad (4.61)$$

gebildet aus den volumengemittelten Werten $\langle v_{ax} \rangle$ für die jeweiligen Kontrollvolumen k , ermittelt gemäß:

$$\langle v_{ax} \rangle = \frac{\sum_i (v_{ax,i} \cdot V_i)}{\sum_i V_i} \quad (4.62)$$

aus den individuellen Werten der Axialgeschwindigkeiten v_{ax} in den Zellvolumen.

In den Randkanälen erzeugen die Drahtwendeln eine übergeordnete, helixförmige Strömung. Da sich hier keine alternierenden Strömungen einstellen, ist die Transferate C ein Maß für den innerhalb einer Ganghöhe transferierten Netto-Massenstrom über die entsprechenden Spalte zwischen zwei Randkanälen:

$$C = \frac{\overline{\widehat{v}_n}}{\langle v_{ax} \rangle} \quad (4.63)$$

mit den analog zu Gl. (4.61) gemittelten Werten für die volumengemittelten Quergeschwindigkeiten \widehat{v}_n für die Kontrollvolumen.

In längsdurchströmten Stabbündeln ohne Abstandshalter induzieren die aufgrund von Reibung hervorgerufenen Wandschubspannungen Sekundärströmungen. Renksizbulut und Haller [118] hatten dieses Phänomen für eine der hier verwendeten Geometrie sehr ähnlichen Konfiguration aus Rand- und Zentralkanälen experimentell untersucht. Dass solche Strömungsstrukturen auch im HPLWR-Brennelement ohne Abstandshalter zu erwarten sind, konnten Laurien und Wintterle [89] numerisch nachweisen.

Rogers und Tahir [121] hatten den Zusammenhang zwischen Sekundärströmungen innerhalb von Unterkanälen und Strömungspulsationen über Spaltquerschnitte studiert. Die als Sekundärströmungen bezeichneten Strömungszirkulationen begünstigen die Fluidvermischung innerhalb eines Unterkanals, indem sie Turbulenz vom Inneren des Unterkanalquerschnitts zur Spaltregion transportieren und auf dem Rückweg den Wärmeübergang von dem Hüllrohr an das Kühlmedium verbessern. Dabei wird jedoch der engste Spaltquerschnitt nicht überquert. Vonka [148] hatte diese Sekundärwirbel in einem hexagonalen Stabbündel mit LDA experimentell nachweisen können. Maßgeblich zum Queraustausch zwischen benachbarten Unterkanälen tragen periodische Pulsationsströmungen bei, wie Rowe et al. [125] nachweisen konnten. Diese Querströmungen werden durch großskalige Wirbelballen hervorgerufen, die sich an einer Grenzfläche, hier dem engsten Spaltquerschnitt zwischen zwei Stäben bzw. einem Stab und einer Wand, abschälen und somit einen Fluidaustausch zur Folge haben. Diese Grenzflächen trennen Gebiete verschiedener Relativgeschwindigkeit, basierend auf unterschiedlicher Reibung oder durch ungleiche Wärmezufuhr entstehende Dichteunterschiede in benachbarten Unterkanälen. Beide dieser für Stabbündel typischen Phänomene treten verstärkt bei kleinen Spaltweite-zu-Stabdurchmesser-Verhältnissen auf und reduzieren nach Rogers und Tahir [121] die Länge des axialen Mischungswegs. In den Experimenten von Meyer [100] gelang es, diese Wirbelstraßen visuell aufzulösen. Baglietto [8] sowie Vogt et al. [147] hatten dieses Strömungsverhalten mit Hilfe von URANS-Simulationen (**U**nsteady **R**eynolds **A**veraged **N**avier **S**tokes) analysiert.

In der vorliegenden Arbeit soll der Einfluss dieser turbulenten Fluktuationen durch

die Verwendung einer Pécletzahl Pe bewertet werden. Diese dimensionslose Kennzahl beschreibt das Verhältnis aus konvektiv transportierter Wärme Q_{konv} zum durch turbulente Wärmeleitung induzierten, diffusiven Wärmetransport Q_{diff} :

$$\begin{aligned}
Pe &= \frac{Q_{konv}}{Q_{diff}} \\
&= \frac{\rho \cdot \left(\frac{1}{k^+} \cdot \sum_k \max(0, \widehat{v_{n,k}}) \right) \cdot A_{Spalt} \cdot c_p \cdot \Delta T}{\overline{\lambda_t} \cdot \left(\frac{A_{Spalt}}{P} \right) \cdot \Delta T} \\
&\quad + \frac{\rho \cdot \left(\frac{1}{k^-} \cdot \sum_k \max(0, -\widehat{v_{n,k}}) \right) \cdot A_{Spalt} \cdot c_p \cdot \Delta T}{\overline{\lambda_t} \cdot \left(\frac{A_{Spalt}}{P} \right) \cdot \Delta T} \\
&= \frac{P}{\overline{a_t}} \cdot \left(\frac{1}{k^+} \cdot \sum_k \max(0, \widehat{v_{n,k}}) + \frac{1}{k^-} \cdot \sum_k \max(0, -\widehat{v_{n,k}}) \right).
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Die Variable A_{Spalt} ist dabei die engste Spaltquerschnittsfläche, c_p die spezifische Wärmekapazität des Fluids, ΔT eine Temperaturdifferenz und $\overline{a_t}$ die über den Fluidraum gemittelte, turbulente, thermische Diffusivität. Sie lässt sich gemäß nachfolgender Gleichung als Funktion der turbulenten Wärmeleitfähigkeit $\overline{\lambda_t}$ ausdrücken:

$$\overline{a_t} = \frac{\overline{\lambda_t}}{\rho \cdot c_p} = \frac{\overline{\mu_t}}{\rho \cdot Pr_t}. \tag{4.65}$$

Mit der als konstant angenommenen, turbulenten Prandtlzahl $Pr_t = 0,9$ lässt sich $\overline{\lambda_t}$ aus der turbulenten dynamischen Viskosität $\overline{\mu_t}$ bestimmen:

$$\overline{\lambda_t} = \frac{\overline{\mu_t} \cdot c_p}{Pr_t}. \tag{4.66}$$

$\overline{\mu_t}$ stellt den Mittelwert aus den volumengemittelten Werten $\widehat{\mu_t}$ für die einzelnen Kontrollvolumen dar und wird gemäß Gl. (4.61) ermittelt. Die für die Berechnung von $\widehat{\mu_t}$ notwendigen Daten der lokalen, turbulenten Viskositäten μ_t sind analog der Methode der Volumenmittelung Gl. (3.35) extrahiert worden. Die Werte dieser Strömungsgrößen sind direkt vom verwendeten Turbulenzmodell abhängig, da bei der Turbulenzmodellierung gerade die turbulente Viskosität explizit modelliert wird.

4.4.2 Visualisierung der Strömungsverhältnisse

Aufgrund des unterschiedlichen Effektes der Drahtwendeln auf die Strömung in den beiden Unterkanaltypen stellen sich demzufolge verschiedene Quergeschwindigkeitsprofile über die Spalte ein. Der Graph mit den schwarzen Quadraten in Abb.