



INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

**Simulação numérica de um acidente tipo perda lenta de vazão em um reator nuclear
de pesquisa**

NIKOLAS LYMBERIS SCURO

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Tecnologia Nuclear - Reatores**

**Orientador:
Prof. Dr. Delvonei Alves de Andrade**

São Paulo

2019

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES

Autarquia Associada à Universidade de São Paulo

**Simulação numérica de um acidente tipo perda lenta de vazão em um reator nuclear
de pesquisa**

NIKOLAS LYMBERIS SCURO

**Dissertação apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Mestre em Tecnologia Nuclear - Reatores**

**Orientador:
Prof. Dr. Delvonei Alves de Andrade**

Versão Corrigida

Versão original disponível no IPEN

São Paulo

2019

Fonte de Financiamento: IPEN-CNEN/SP

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho,
para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte

Como citar:

SCURO, N. L. ***Simulação numérica de um acidente tipo perda lenta de vazão em um reator nuclear de pesquisa***. 2019. 123 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN/SP, São Paulo. Disponível em: (data de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema de geração automática da Biblioteca IPEN/USP,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Scuro, Nikolas Lymberis

Simulação numérica de um acidente tipo perda lenta de vazão
em um reator nuclear de pesquisa / Nikolas Lymberis Scuro;
orientador Delvonei Alves de Andrade. -- São Paulo, 2019.
123 p.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em
Tecnologia Nuclear (Reatores) -- Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2019.

1. Simulação Numérica. 2. ANSYS CFX®. 3. Reator Nuclear de
Pesquisa IEA-R1. 4. Convecção Natural. 5. CFD. I. Andrade,
Delvonei Alves de, orient. II. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Autor: Nikolas Lymberis Scuro

Título: Simulação numérica de um acidente tipo perda lenta de vazão em um reator nuclear de pesquisa

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Tecnologia Nuclear da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Data: 18/10/2019

Banca Examinadora

Prof. Dr.: Delvonei Alves de Andrade

Instituição: Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

Julgamento: Aprovado

Prof. Dr.: Edvaldo Angelo

Instituição: Universidade Presbiteriana Mackenzie

Julgamento: Aprovado

Prof. Dr.: José Rubens Maiorino

Instituição: Universidade Federal do ABC

Julgamento: Aprovado

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer ao incentivo e apoio de meus amados pais e irmã, Edison Scuro, Themis Maria Lymberis Scuro e Alessandra Lymberis Scuro, que sempre estiveram prontos para me ouvir, orientar e apoiar independente de qualquer decisão ou situação. Pelo amor, carinho e dedicação como família.

À minha querida namorada Thais Lins, que tanto me deu forças para prosseguir em relação a este trabalho, quanto aos meus objetivos pessoais e profissionais, sempre me motivando a buscar cada vez mais.

Aos meus eternos amigos, Pedro Miranda, Gustavo Assen, Roberto Arcos, Arthur Prestes, Danilo Risegado, Matheus Cavalcante e Luis Ramos pelos incontáveis conselhos, apoio e motivação direta e indireta para conclusão deste trabalho.

Ao Prof. Delvonei Alves de Andrade, orientador desta dissertação, que me recebeu de braços abertos desde o primeiro dia no IPEN e tanto me ensinou sobre a vida profissional e acadêmica.

Ao pesquisador Pedro Ernesto Umbehaun, tanto pelas incontáveis informações da área nuclear, discussões e avaliações sobre os resultados deste e outros trabalhos, quanto pela amizade, companheirismo e conselhos pessoais.

Ao Prof. Gabriel Angelo, que desde a graduação e iniciação científica tanto me ensinou. Pelo exemplo de professor e amigo e pela coorientação acadêmica e profissional.

Aos profissionais do CEN e CRPq, que auxiliaram nos testes no reator. Em especial ao Walmir Máximo Torres, Alberto de Jesus Fernando e Jose Roberto Berretta.

A Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) e ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN), pela concessão de bolsa de estudos, o que permitiu tal estudo ser concluído.

RESUMO

NIKOLAS, L.S. **Simulação numérica de um acidente tipo perda lenta de vazão em um reator nuclear de pesquisa.** 2019 122 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN-CNEN/SP. São Paulo

As simulações numéricas de acidentes em reatores nucleares de pesquisa necessitam de constante aprimoramento, originando metodologias validadas, o que permite aproximar os cálculos numéricos a um comportamento físico. O trabalho proposto consiste em elaborar uma metodologia numérica tridimensional para análise de um acidente tipo perda lenta de vazão, comumente nomeado de SLOFA, do inglês, *slow loss of flow accident*, para o reator nuclear IEA-R1. Utilizando códigos numéricos para escoamentos tridimensionais (ANSYS CFX®) foi possível observar a dinâmica do escoamento, prever a localização da temperatura máxima do revestimento e o instante da inversão do sentido de escoamento. Sete modelos de turbulência foram analisados individualmente para elaboração da metodologia, porém, inúmeras dificuldades foram observadas no processo de solução para os modelos ZE, EVTE, SSG, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST e DES. O modelo que atendeu aos requisitos estabelecidos, entre eles, tempo computacional e solução numérica compatível com solução física, foi o modelo de turbulência $k - \omega$. Entre as justificativas para este resultado pode-se citar a ausência da lei logarítmica de parede e simplicidade na solução das equações de transporte para condição analisada. Os resultados apresentaram alinhamento quantitativo e qualitativo com as curvas de temperatura experimentais. Nas condições de regime permanente quanto para o regime transiente, o desvio máximo observado foi de 3,4°C para temperatura. As curvas de temperatura numérica capturam o mesmo comportamento físico observado nos testes experimentais, tanto no instante da inversão do escoamento, quanto no início da perda dos efeitos do empuxo. Portanto, esta metodologia tridimensional representa um avanço frente aos resultados apresentados pelos códigos unidimensionais reportados na literatura (RELAP, MERSAT, CATHARE) para a mesma base de dados experimental, visto que o desvio médio observado nestes códigos é de 7,2°C.

Palavras-chave: Simulação Numérica, ANSYS CFX®, Reator Nuclear de Pesquisa IEA-R1, Convecção Natural, CFD.

ABSTRACT

NIKOLAS, L.S. **Numerical simulation of a slow loss of flow accident in a nuclear research reactor.** 2019 122 p. Thesis (Master in Nuclear Technology) – Nuclear and Energy Research Institute – IPEN-CNEN/SP. São Paulo

Numerical analyses for nuclear accidents in research reactors need constant improvement, leading to validate methodologies, bringing numerical calculations closer to physical behaviour. The proposed work consists of the creation of a validated numerical methodology for the analysis of a slow flow loss accident for the IEA-R1 nuclear reactor. To model three-dimensional flows, the numerical code (ANSYS-CFX®), it was possible to observe the flow dynamics and predict the location of the maximum cladding temperature and flow inversion inside the flow channel. Seven turbulence models were individually analyzed to elaborate on the methodology. However, numerous difficulties were observed in the solution process for the ZE, EVTE, SSG, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST and DES turbulence models. The model that met the requirements, including computational time and numerical solution compatible with the physical solution, was the turbulence model $k - \omega$. Among the justifications for this result is the absence of the logarithmic wall law and simplicity in the solution of the transport equations for the analyzed condition. The results presented a quantitative and qualitative alignment with the experimental temperature database. For both steady-state and transient-state, the maximum deviation observed was 3.4°C for temperature. The numerical temperature curves captured the same physical behaviour observed in the experimental tests, as much as in the moment of the flow inversion and at the beginning of the loss of the buoyancy effects. Therefore, the three-dimensional methodology presented in this work represents an advance over the results presented by the one-dimensional codes reported in the literature (RELAP, MERSAT, CATHARE), considering the same experimental database, since the average deviation observed in these codes is 7.2°C.

Key-words: Numerical Analysis, ANSYS CFX®, IEA-R1 Nuclear Research Reactor, Natural Convection, CFD.

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Número de divisões nas arestas do domínio fluido	67
Tabela 2 – Número de elementos do domínio fluido, cerne, revestimento e total	68
Tabela 3 – Discretização temporal e número de Courant máximo durante a convecção natural e tempo computacional requerido por simulação.....	76
Tabela 4 – Comparação de medidas experimentais e numéricas para o regime permanente.....	84
Tabela 5 - Resultados numéricos e experimentais para picos de temperatura do fluido e seus instantes.....	95
Tabela 6 – Resultados numéricos e experimentais corrigidos para picos de temperatura do revestimento e seus instantes.....	100
Tabela 7 – Valores de vazão em massa simulados de acordo com vazão em massa experimental.	116

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Camada limite hidrodinâmica e térmica de uma placa plana aquecida verticalmente.	14
Figura 2 - Comparação de camadas limite hidrodinâmicas para diversas distâncias entre placas. ...	15
Figura 3 - Comparação para temperaturas de pico entre códigos unidimensionais.	20
Figura 4 – Variações de picos de temperatura entre varetas combustíveis durante LOFA.	25
Figura 5 - Comparação de respostas para diferença de temperatura do fluido.	27
Figura 6 - Temperaturas de superfície do termopar TC3	28
Figura 7 - Inversão de fluxo durante acidente tipo FLOFA.	29
Figura 8 - Mapas de cores de temperatura do revestimento e fluido em regime permanente.	30
Figura 9 - Mapas de cores de temperatura em diversas situações de bloqueio de canal durante um FLOFA.	31
Figura 10 – Perspectiva simplificada do núcleo do reator IEA-R1	33
Figura 11 – Configuração N° 243 do reator IEA-R1.	34
Figura 12 – Circuito primário e secundário do IEA-R1.	36
Figura 13 - Distribuição radial de potência média genérica.	37
Figura 14 – Curva logarítmica de decaimento do calor residual.	38
Figura 15 – Distribuição axial de potência normalizada para o ECI-208 na configuração 243.	40
Figura 16 – Curva de desligamento da bomba do circuito primário.	41
Figura 17 – Dimensões do termopar tipo K encapsulado no disco.	42
Figura 18 – Representação do furo passante e não passante no disco.	43
Figura 19 – Esquema simplificado da deformação causada pelo termopar no canal central.	44
Figura 20 – Esquema simplificado da disposição dos termopares no ECI.	44
Figura 21 – Indicação das temperaturas dos termopares em função do tempo para diversas potências de operação.	46

Figura 22 – Resultado experimental para os termopares TF1 e TF14.	48
Figura 23 – Diferença de temperatura dos termopares TF1 e TF14.....	49
Figura 24 – Resultados experimentais para temperaturas da placa lateral com fronteira ao elemento refletor.	50
Figura 25 – Resultados experimentais para temperaturas da placa central.	51
Figura 26 – Resultados experimentais para temperaturas da placa lateral com fronteira ao elemento combustível.	51
Figura 27 – Esquema da disposição do núcleo do reator na piscina.	53
Figura 28 – Variação da densidade da água em função da temperatura para pressão hidrostática média constante.	54
Figura 29 - Detalhe do encravamento suprimido na análise.	61
Figura 30 – Representação simplificada do domínio computacional.....	63
Figura 31 - Esquema de divisão de arestas para construção de malha volumétrica.	65
Figura 32 – Representação das malhas dos domínios sólidos: cerne (azul) e revestimento (cinza).	66
Figura 33 – Representação da razão de crescimento de elementos volumétricos.	67
Figura 34 – Representação da malha volumétrica na região das paredes para o canal do fluido.....	71
Figura 35 - Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial do domínio fluido para regime de convecção forçada para uma potência constante de 6971W.....	72
Figura 36 - Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial do domínio fluido para regime de convecção natural para uma potência constante de 550W.....	73
Figura 37 - Esquema da discretização espacial para captura de camada limite	75
Figura 38 – Comparação de resultados para velocidade no processo de discretização temporal.....	77
Figura 39 - Comparação de resultados para temperatura máxima no revestimento no processo de discretização temporal.....	78
Figura 40 - Ilustração das condições de contorno para o regime permanente.....	80
Figura 41 - Metalografia da placa combustível com efeito de laminação numa extremidade.	82

Figura 42 - Esquema de resistências térmicas associadas ao termopar.....	85
Figura 43 - Ilustração do plano definido para captura da temperatura do fluido distante.....	86
Figura 44 - Mapa de cores para fluxo de calor, temperatura do revestimento e fluido distante em regime permanente.....	87
Figura 45 - Evolução adimensional da CLH para espessura do canal.....	89
Figura 46 - Evolução adimensional da CLH para largura do canal.....	89
Figura 47 - Curvas de temperatura do fluido TF14 e TF1 (Experimental e Numérica).....	91
Figura 48 - Temperatura de inferior durante a inversão do escoamento.....	93
Figura 49 - Observações das curvas de temperatura TF14 e TF1 (Experimental e Numérica).	94
Figura 50 - Comparação de diferenças de temperatura para o fluido com mapa de cores para região mais distante do fluido.....	97
Figura 51 - Resultados para temperaturas TC3, TC6 e TC10 com mapa de cores.....	99
Figura 52 - Regime permanente na convecção natural.....	102
Figura 53 – Representação da localização da linha de captura para velocidade.....	103
Figura 54 – Vetores ilustrativos para inversão do escoamento: Parte 1.....	104
Figura 55 - Vetores ilustrativos para inversão do escoamento: Parte 2.....	105
Figura 56 – Ilustração das condições de contorno utilizada para validação da malha volumétrica.....	116
Figura 57 – Tomadas de pressão no elemento <i>dummy</i> em acrílico de [53].....	117
Figura 58 – Comparação da perda de carga experimental e numérica.....	118
Figura 59 – Ilustração de desvio da vazão com a abertura da válvula de convecção.....	119
Figura 60 - Transiente da vazão do primário e núcleo do reator após desligamento da bomba.....	120
Figura 61 - Estimativa de cálculo para perda de vazão em massa no canal central após abertura da válvula de convecção.....	122
Figura 62 - Curva de queda de pressão no canal de escoamento central para todo transiente simulado.....	123

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	14
1.1 Histórico	17
1.2 Objetivos.....	18
1.3 Motivação e Justificativa do trabalho.....	19
1.4 Revisão Bibliográfica	21
2 EXPERIMENTO DE PERDA LENTA DE VAZÃO (SLOFA).....	32
2.1 Reator nuclear de pesquisas IEA-R1	32
2.2 Circuito primário e secundário	35
2.3 Distribuição radial de potência.....	36
2.4 Curva do calor de decaimento	38
2.5 Distribuição axial de potência	39
2.6 Curva de desligamento da bomba.....	40
2.7 Elemento Combustível Instrumentado	42
2.8 Procedimento experimental	45
3 MATERIAIS E MÉTODOS.....	52
3.1 Equações de Conservação	52

3.2 Modelo de turbulência	55
3.2.1 Modelo de turbulência de duas equações - $k - \omega$ padrão	57
3.3 Verificação e validação do modelo matemático	58
3.4 Domínio Computacional.....	60
3.5 Discretização Espacial	63
3.5.1 Discretização dos domínios sólidos.....	64
3.5.2 Discretização do domínio fluido.....	66
3.5.3 Discretização nas regiões próximas das paredes	74
3.6 Discretização Temporal	75
3.7 Condições de contorno do regime permanente.....	78
3.8 Condições de contorno do regime transiente.....	82
3.9 Condições iniciais da análise transiente	83
3.10 Critérios de solução e convergência numérica	83
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO	84
4.2 Análise dos resultados em regime permanente a 3,5MW	84
4.2.1 Distribuição de temperaturas e balanço térmico.....	84
4.2.2 Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica.....	88

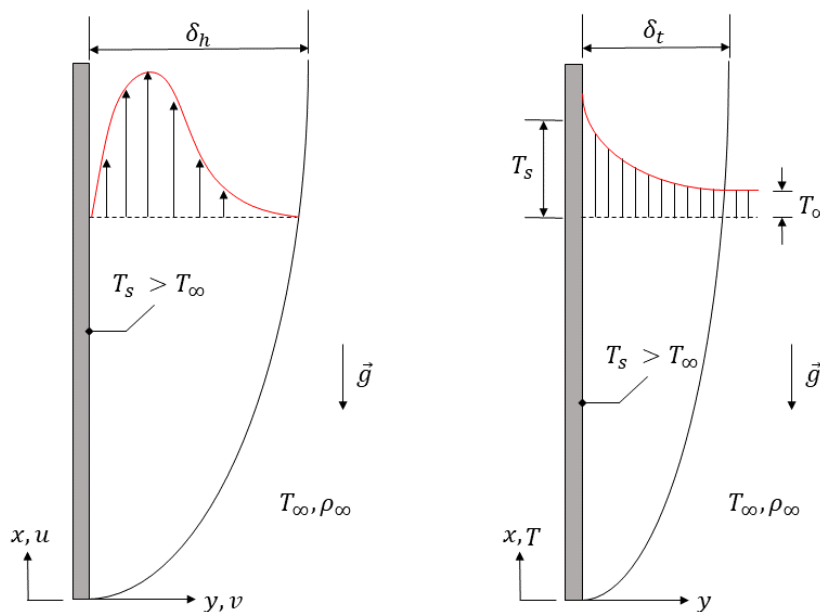
4.3 Análise dos resultados em regime transiente (SLOFA)	91
4.3.1 Temperaturas do fluido.....	91
4.3.2 Temperatura de Revestimento	98
4.3.5 Propriedades do escoamento na convecção natural.....	101
4.3.6 Detalhes da dinâmica do escoamento na inversão.....	103
5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS.....	106
5.1 Conclusões.....	106
5.2 Sugestões para pesquisas futuras	108
REFERÊNCIAS	109
APÊNDICE A – VALIDAÇÃO DA PERDA DE CARGA NO CANAL DE ESCOAMENTO	115
APÊNDICE B – CÁLCULO DA PERDA DE CARGA NO ECI DEVIDO A ABERTURA DA VÁLVULA DE CONVECÇÃO NATURAL.....	119

1 INTRODUÇÃO

A convecção natural (ou livre) ocorre quando forças de campo gravitacional atuam em um meio fluido onde há gradientes de densidade, ocasionados por um diferencial de temperatura, promovendo empuxo e assim induzindo a correntes de convecção natural, (INCROPERA et al., 2011). A Figura 1 ilustra o clássico exemplo de uma placa plana verticalmente aquecida que possui temperatura superficial constante de parede (T_s), imersa em um fluido com temperatura ao longe (T_∞), massa específica ao longe (ρ_∞) e submetida a um campo gravitacional (\vec{g}).

Os gradientes de velocidade promovidos pelo diferencial de densidade geram um gradiente de tensão de cisalhamento, que são consideráveis nas proximidades da superfície sólida e nulos a partir de uma determinada região (denominado infinito), esta é considerada a camada limite hidrodinâmica. O mesmo comportamento ocorre para o gradiente de temperatura da superfície com o fluido distante, esta é denominada de camada limite térmica. Ambos fenômenos são ilustrados pela Figura 1, que representa um fluido com temperatura T_∞ e superfície T_s , sendo $T_s > T_\infty$.

Figura 1 - Camada limite hidrodinâmica e térmica de uma placa plana aquecida verticalmente.

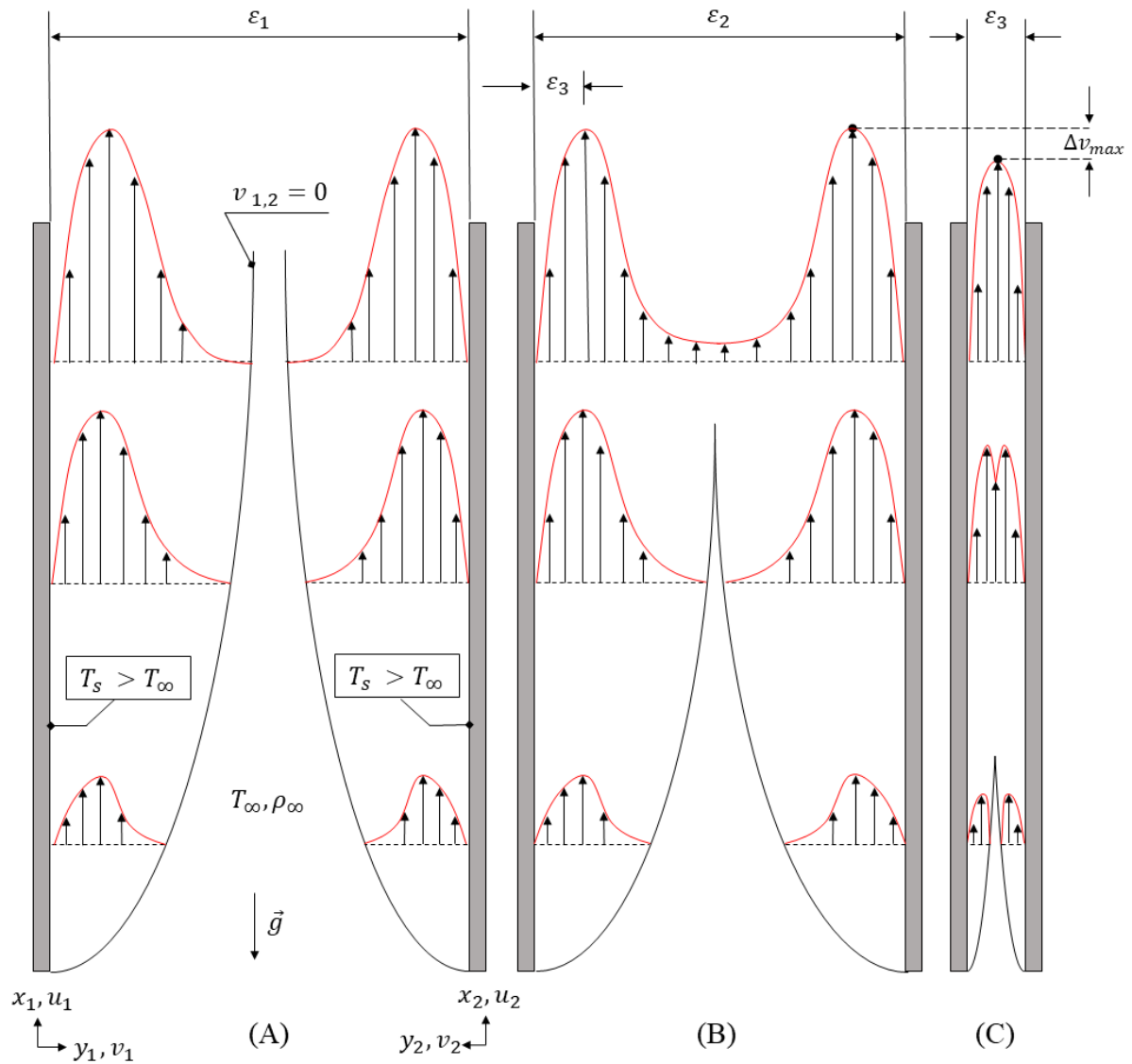


Fonte: Autor

Para o caso da convecção natural, observa-se crescente espessamento da camada limite térmica (δ_t) e hidrodinâmica (δ_h), sendo este comportamento diferente a menos que haja uma barreira física limitando seu crescimento.

Havendo proximidade com outra placa plana aquecida, o desenvolvimento da camada limite pode sofrer influências ou ser limitado pela espessura do canal. Este comportamento pode ser observado na Figura 2, que mostra a existência de canais verticalmente aquecidos em três cavidades que possuem espessura diferentes, sendo estes $\varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_3$

Figura 2 - Comparação de camadas limite hidrodinâmicas para diversas distâncias entre placas.



Fonte: Autor

Na Figura 2(A) é possível observar duas placas suficientemente distantes para que as camadas limite se desenvolvam sem a interferência mútua. Na Figura 2(B), para uma determinada coordenada x , inicia-se o processo de interferência entre as camadas limite, o que proporciona velocidade do fluido diferente de zero na região central do canal (coordenada $y = \varepsilon_2/2$). Na Figura 2(C) a proximidade entre as placas impede o pleno desenvolvimento das camadas limite, o que ocasiona a redução do campo de velocidade do fluido se comparados as condições indicadas nas Figuras 2(A) e 2(B).

Considerando a integração dos perfis de velocidade, a velocidade média do canal (C) comparado aos canais (A e B) possuirá certamente velocidade média menor. Tal comportamento, resultará em redução no coeficiente de transferência de calor por convecção e consequente diminuição da capacidade de transferência de calor total deste determinado canal.

Um exemplo prático se encontra em reatores nucleares de pesquisa, cujos elementos combustíveis são formados por placas planas paralelas aquecidas dispostas verticalmente e o refrigerante escoava entre as placas em um canal que possui espessura de aproximadamente 3 milímetros.

A diminuta seção transversal dos canais de escoamento destes elementos não apresenta dificuldades no regime de convecção forçada, desde que a velocidade máxima esteja abaixo dos limites estabelecidos pela condição de velocidade crítica, porém, após o desligamento das bombas de circulação forçada, a convecção natural será responsável pela remoção do calor residual no núcleo. A partir deste momento, a distância entre as placas influencia na dinâmica do escoamento nos canais, e em determinados casos, limita a capacidade do fluido em resfriar as placas combustíveis.

A convecção natural é um método de remoção de calor é passivo, ou seja, independe de qualquer sistema mecânico para seu funcionamento, é comum ser utilizado como o principal meio de refrigeração de reatores nucleares após desligamento das bombas (CLEVELAND et al., 2005), sendo em algumas circunstâncias específicas utilizado como principal meio de transferência de calor (INGERSOLL, 2009).

Desta forma, faz-se necessário elaborar metodologia para a verificação dos canais dos elementos combustíveis a fim de garantir que na presença de acidentes do tipo perda lenta da

vazão, do inglês, *Slow Loss of Flow Accident* (SLOFA) ou em situações críticas perda completa do fluido refrigerante, do inglês, *Loss of Coolant Accident* (LOCA) o desempenho da resfriamento não seja comprometido.

1.1 Histórico

Em meados dos anos 80, o Departamento de Engenharia Química da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo construiu um circuito de circulação natural retangular para melhor compreender os fenômenos da convecção natural. Nos anos 90 foram encontrados diversos problemas no sistema de aquisição de dados, o que acarretou na desativação do circuito. Em 2004, uma completa manutenção no circuito implementou novos medidores de temperatura e um novo sistema de aquisição de dados utilizando LabView (CORPORATION, 2001).

Devido à grande contribuição e semelhanças aos estudos em reatores nucleares, o circuito de circulação natural foi transferido integralmente para o Centro de Engenharia Nuclear do IPEN, onde seus estudos culminaram na publicação de diversos trabalhos em diversos meios científicos. Entre eles os trabalhos de ANDRADE et al., 2005; CONTI et al., 2011; SABUNDJIAN et al., 2008; SABUDJIAN et al., 2011 contam com análises unidimensionais para mapear o funcionamento do circuito, assim como o aprimoramento do uso da bancada, possibilitando estudos futuros.

Devida a falta de estudos tridimensionais de circuitos de convecção natural, ANGELO, 2013 mapeou o funcionamento do circuito com o uso do código computacional comercial ANSYS-CFX[®], que utiliza dinâmica dos fluidos computacional. Neste estudo o autor foi capaz de comparar 7 diferentes modelos de turbulências comumente utilizado na literatura e como cada um se comporta na devida aplicação. Apesar do tempo computacional ser muito superior ao tempo demandado por códigos uni e bidimensionais, o modelo mais adequado foi capaz de prever o funcionamento do circuito em regime permanente com um desvio padrão médio de apenas 3,35% em relação aos resultados experimentais, validando a metodologia para estudos da convecção natural em códigos tridimensionais.

Mais tarde, de modo a ampliar os estudos diretamente em reatores nucleares de pesquisa, UMBEHAUN, 2016 instrumentou um elemento combustível padrão com 15 termopares em seu interior, possibilitando a realização de testes de monitoramento da temperatura de superfície e fluido em regime de operação padrão, o que viabilizou aprofundar a base experimental de testes do reator nuclear IEA-R1.

Entre os primeiros testes realizados está o transiente de desligamento do reator pelo desligando da bomba do primário, o que simula um acidente tipo perda lenta de vazão (*SLOFA*). Os resultados permitiram observar o comportamento termo-hidráulico do elemento combustível no processo de inversão de fluxo, ou seja, quando o elemento deixa de ser refrigerado pela convecção forçada descendente e passa a ser refrigerado exclusivamente pela convecção natural ascendente. Este trabalho possibilitou a publicação de um artigo em conjunto com diversos outros centros de pesquisa ao redor do mundo, com intuito de verificar e validar códigos unidimensionais para esta mesma base de dados experimental (HAINOUN et al., 2014). Entretanto, os códigos unidimensionais utilizados não foram plenamente capazes de prever efeitos turbulentos, o que gerou discrepância dos resultados experimentais entre 7% a 20% para as temperaturas de pico do processo de inversão, criando assim, a necessidade de estudos tridimensionais adicionais do experimento.

1.2 Objetivos

Esta dissertação de mestrado teve por objetivo elaborar uma modelagem numérica tridimensional em regime transitório do experimento de parada de bomba do reator IEA-R1.

O estudo consistiu no desenvolvimento de modelos numéricos tridimensionais, objetivando na determinação do padrão de escoamento numa situação análoga a um acidente tipo perda lenta de vazão (*SLOFA*). A concepção de um modelo tridimensional tem função de prover principalmente os campos de temperatura para superfície do revestimento da placa combustível, velocidade, diferença de pressão e um detalhamento da dinâmica de escoamento que se desenvolve, ampliando os conhecimentos do fenômeno normalmente modelado com códigos uni e bidimensionais. Também foi determinado como objetivo adicional, a captura do

momento da inversão de escoamento, assim como este ocorre no interior do canal de escoamento. As análises foram desenvolvidas com o código computacional comercial ANSYS-CFX[®], que utiliza o Método dos Volumes Finitos (MVF).

1.3 Motivação e Justificativa do trabalho

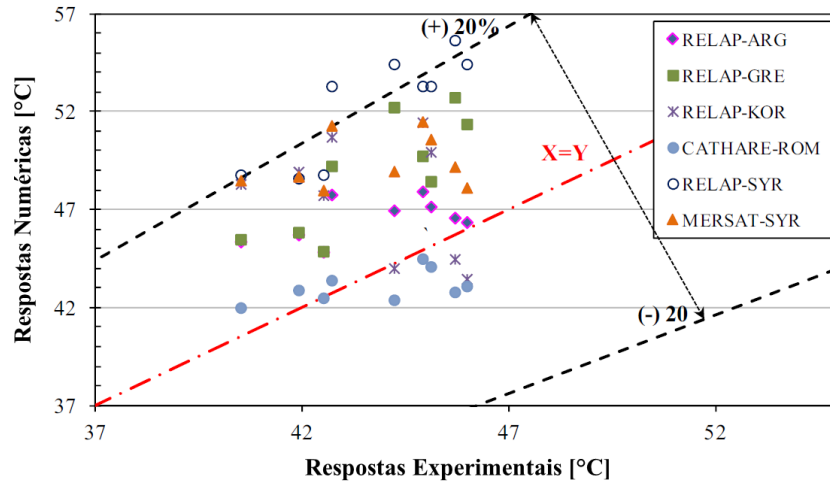
Com o advento da computação e a disponibilidade de processadores de alta capacidade no ambiente doméstico e em centros de pesquisa, surge a liberdade na criação de modelos numéricos em três dimensões. Aliado a este tipo de modelagem está o uso a dinâmica dos fluidos computacional, do inglês, *computational fluid dynamics*, CFD. Este tipo de análise tem se tornado parte do processo produtivo em diversas aplicações industriais, (DOMINGUEZ-ONTIVEROS; HASSAN, 2009). Como por exemplo pode-se encontrar análises em máquinas hidráulicas (AYAD; ABDALLA; EL-AZM ALY, 2015; KIM et al., 2014), válvulas de segurança e alívio (SCURO et al., 2018), circuitos de circulação natural (ANGELO et al., 2012), aerodinâmica (HEO et al., 2016), reatores nucleares (ANGELO et al., 2011), entre outros. Estas modelagens são capazes de apresentar características específicas dentro de um determinado domínio computacional, que muitas vezes só poderiam ser observadas com o uso de laboratórios e equipamentos específicos e muitas vezes inacessíveis a maioria dos centros de pesquisa.

O maior exemplo para motivação deste trabalho está no estudo de HAINOUN et al., 2014, que foca na área de reatores de pesquisa. Neste estudo, seis grupos independentes de pesquisa realizaram uma análise numérica unidimensional do acidente tipo perda lenta de vazão do reator nuclear IEA-R1. O estudo teve por objetivo validar os códigos utilizados para mesma base de dados experimentais. Entretanto, a análise contempla a transição do regime de convecção forçada descendente para convecção natural ascendente, além de diversos outros fenômenos associados a características únicas do reator IEA-R1, o que apresentou ser uma tarefa complexa para os códigos utilizados (RELAP, RELAP-5 mod 3.2 e 3.3, PARET-ANL, MTRCR, CATHARE e MERSAT).

Entre os resultados de HAINOUN et al., 2014, foi possível observar entre diferentes centros de pesquisa, a utilização de um mesmo código (RELAP e RELAP5) e estes apresentaram resultados divergentes entre si, o que demonstra a influência humana em análises numéricas. Além disto, todos os códigos apresentaram resultados conservadores para o regime de

convecção natural, com margem de desvio de $\pm 20\%$ em relação as respostas experimentais. Uma ilustração do desempenho de cada código aos dados experimentais é ilustrada pela Figura 3.

Figura 3 - Comparação para temperaturas de pico entre códigos unidimensionais.



Fonte: Ator, adaptado de “(HAINOUN et al., 2014)”

Sendo, as siglas na legenda da Figura 3, a representação do código utilizado por cada grupo de pesquisa e seu país de origem, sendo, Argentina(ARG), Grécia (GRE), Coreia do Sul(KOR), Romênia(ROM), Síria (SYR).

Entre as justificativas para tal desempenho dos códigos apresentados se dá pela utilização de correlações teóricas e empíricas (ZVIRIN, 1982), o que indica a necessidade de análises mais complexas utilizando códigos tridimensionais e modelos de turbulência.

Contudo, atualmente já é possível encontrar estudos tridimensionais na análise de acidentes em reatores de pesquisa. Entre eles o estudo de SALAMA, 2011, foi responsável por criar uma modelo matemático com o código comercial ANSYS-FLUENT[®], que utiliza o modelo de turbulência SST para analisar o fenômeno da inversão de fluxo durante um acidente tipo perda lenta de vazão rápido, do inglês, *fast loss of flow accident*, FLOFA. Entre os resultados, o modelo foi capaz de prever o fenômeno, todavia, não houve comparação a uma base de dados experimental o que limitou significativamente as conclusões do trabalho.

Logo, conhecida a variabilidade de respostas que um mesmo código unidimensional pode apresentar, e os avanços que análises tridimensionais podem oferecer se faz necessária a

criação de uma metodologia tridimensional validada para que os resultados numéricos sejam mais contundentes com uma solução física. Com isso, devido a disponibilidade de dados experimentais para acidentes tipo SLOFA no reator IEA-R1, este foi utilizado como base para o presente estudo.

1.4 Revisão Bibliográfica

Os acidentes de maior impacto em instalações nucleares são os acidentes do tipo perda de fluido refrigerante (LOCA), acidente de inserção de reatividade, do inglês, *reactivity insertion accident* (RIA) e o de perda de vazão (LOFA). Cada um deles pode ocorrer de maneira lenta, ou abrupta, o que pode resultar em diferentes consequências dependendo da intensidade e tempo que cada situação submete a instalação.

Desta maneira, cada acidente deve ser exaustivamente estudado antes da construção de um novo reator, possibilitando assim, a determinação de critérios de projeto que previam tais condições. Todavia, as pesquisas devem ser continuamente aprimoradas mesmo após a construção do reator, possibilitando a validação de novas metodologias, diminuindo a incerteza aos fatores associados a segurança nuclear.

Nesta revisão bibliográfica são apresentados os principais percursores nos estudos numéricos deste tipo de acidente, e como estes estudos evoluíram ao longo das décadas.

Segundo AMES et al., 2012, sendo estes originados da base de dados da Agência Internacional de Energia Atômica, do inglês, *International Atomic Energy Agency* (IAEA), atualmente existem 226 reatores nucleares de pesquisa em plena operação, sendo que, 60% destes possuem mais de 40 anos de operação e 43% possuem mais de 50 anos de operação, logo, foram construídos entre a década de 70 e 80.

Nesta época, os códigos unidimensionais estavam entre as ferramentas disponíveis para otimização de projetos e continuaram a ser aprimorados até os tempos atuais. Os códigos unidimensionais são ferramentas valiosas, que possibilitam estimar o comportamento de toda uma instalação através da nodalização de cada equipamento e utilização de correlações empíricas, permitindo estimar acidentes e outras condições adversas, porém, justamente pela

sua metodologia unidimensional, este é incapaz de prever os efeitos tridimensionais, gerando desvios da ordem de 20% em relação a dados experimentais (Figura 3).

A quantidade de códigos unidimensionais atualmente relativamente vasta, porém os mais frequentes na literatura são RELAP5, COBRA, MERSAT, CATHARE, PARET, entre outros. Até os anos 2000 a quantidade de estudos na área de acidentes nucleares que utilizem estes códigos é abundante devida sua praticidade e capacidade para viabilizar estudos mais detalhados. Desta maneira, é necessário apresentar os principais estudos, conclusões e limitações que permearam esta época de pesquisa.

Entre os primeiros estudos para um acidente tipo SLOFA em reatores de pesquisa que operam em fluxo descendente está o estudo de HIRANO; SUDO, 1986. Foi constatado que na presença deste acidente há o surgimento de um pico de temperatura no revestimento durante a troca do regime de convecção forçado descendente para a convecção natural ascendente, logo, esta temperatura foi determinada como constante alvo de investigação para eventual surgimento de comportamento bi-fásico ou um facilitador da corrosão em placas combustíveis.

Em 2004, o pesquisador Tewfik Hamidouche publicou um comparativo entre as consequências de acidentes tipo RIA e LOFA, tanto para condição de surgimento lento, quanto para condição abrupta. O mesmo utilizou de *benchmarks* disponíveis do reator da IAEA, de 10MW de potência tipo MTR, (HAMIDOUCHE et al., 2004). Cada situação foi modelada considerando placas de baixo e alto enriquecimento de urânio, visando mapear as diferenças nos valores máximos de temperatura de superfície e se em alguma situação há proximidade ou até mesmo condição que ultrapasse o limite de temperatura para surgimento de pontos de ebulição nucleada, do inglês, *onset of nucleat boiling* (ONB). Os resultados foram comparados com respostas de outros centros de pesquisa para as mesmas condições de operação. As modelagens realizadas por HAMIDOUCHE et al., 2004 utilizaram o código RELAP5/MOD 3.2.

Concluiu-se que estes códigos unidimensionais possuem dificuldades em prever comportamentos bi-fásicos através de correlações lineares devido à grande complexidade tridimensional que este tipo de escoamento apresenta.

Foi constatado que o acidente de rápida inserção de reatividade, do inglês, *fast reactivity insertion accident* (FRIA) foi o mais crítico em placas de alto enriquecimento de urânio, obtendo

temperaturas de superfície próximas de 155°C para diversos códigos unidimensionais, como (RELAP5/3.2, PARET, RETRAC-PC, COSTAX-BOIL, EUREKA-PT, COBRA III-C). Porém, somente os códigos RELAP5, PARET e RETRAC foram capazes modelar o fenômeno de convecção natural, e conseqüentemente apresentar resultados qualitativos para os valores máximos de temperatura na superfície.

Deste modo, foi possível observar que apesar da gravidade de acidentes tipo RIA, os acidentes tipo SLOFA e FLOFA apresentam picos de temperatura semelhantes aos acidentes de inserção de reatividade, o que justifica a contínua investigação do tema para aprimoramento quantitativo das respostas numéricas.

Em 2005, BOUSBIA-SALAH e HAMIDOUICHE, 2005 realizaram um estudo análogo ao de HAMIDOUICHE et al., 2004 utilizando o código RETRAC-PC, que utiliza do método implícito das diferenças finitas para cálculo das equações de conservação. Entre os resultados apresentados foi possível observar que o código é capaz de prever o surgimento da convecção natural, assim como a considerável diferença de temperatura na superfície das placas com alto enriquecimento para o de baixo enriquecimento, porém, há dificuldade na previsão dos efeitos de empuxo após a ascensão da convecção natural. Salienta-se que os acidentes tipo SLOFA e FLOFA são menos agressivos quando comparados os acidentes tipo RIA modelados.

Outro pesquisador de notável presença na análise de acidentes nucleares chama-se A. Hainoun, que, entre suas primeiras publicações sobre análise de acidentes em reatores de pesquisa, destaca-se o uso do códigos unidimensionais desde 1996 até 2011, (HAINOUN; HICKEN; WOLTERS, 1996) (HAINOUN; SCHAFFRATH, 2001). Em 2010, Hainoun utilizou o código MERSAT para análise de acidente de reatividade (HAINOUN; GHAZI; MANSOUR ABDUL-MOAIZ, 2010) e acidente tipo perda de vazão para o reator IAEA 10MW, conforme (HAINOUN; GHAZI; ABDUL-MOAIZ, 2010). Em ambos os estudos foi possível visualizar o fenômeno da inversão de fluxo em acidentes tipo RIA e LOFA, e entre os resultados observou-se que o acidente RIA apresentou temperaturas de revestimento mais elevadas que as promovidas pelo acidente tipo LOFA. Outro estudo realizado sobre este reator, contemplou o uso de um código desenvolvido pelos autores, levando em conta o balanço entre as forças viscosas e forças de empuxo e com isso, prever a fenomenologia da inversão de fluxo. Seus

resultados foram capazes de mostrar o fenômeno da convecção natural, assim como o amortecimento do escoamento após a inversão, (AL-YAHIA et al., 2013).

O estudo de EL-MORSHEDY, 2011 relata que mesmo em reatores de pesquisa de fluxo ascendente é possível observar uma inversão de fluxo numa eventual perda total de energia na instalação. Este cenário é caracterizado pela combinação de alguns fatores, entre eles pelo desligamento simultâneo da bomba do primário e secundário, o que promove um aumento acentuado na temperatura do primário e pela diferença de temperatura entre a tubulação do primário e da piscina do reator. Foi constatado que, caso a estimativa da curva do calor de decaimento promovida for otimista, ou seja, que gere um valor abaixo do esperado, a densidade de água no circuito primário pode ser inferior a da piscina devida a diferença de temperatura, promovendo uma inversão de fluxo momentânea nos elementos combustíveis, o que resulta em picos de temperatura. A principal conclusão deste estudo é reforçar o fato de que a curva do calor de decaimento é atrelada a diversas incertezas, o que pode incapacitar uma análise em prever os fenômenos citados.

Por este motivo, a *Draft Decay Heat Standard* (ANS) declara que as incertezas associadas ao cálculo do calor de decaimento são de grande relevância para os primeiros 1000 segundos após o desligamento do reator, pois podem apresentar uma variação de +20% a -40%, o que nestas condições, sugere-se o uso de até três condições de operação para uma mesma potência, evitando a possibilidade de ausentar a observação de algum fenômeno, (ANS, 1971).

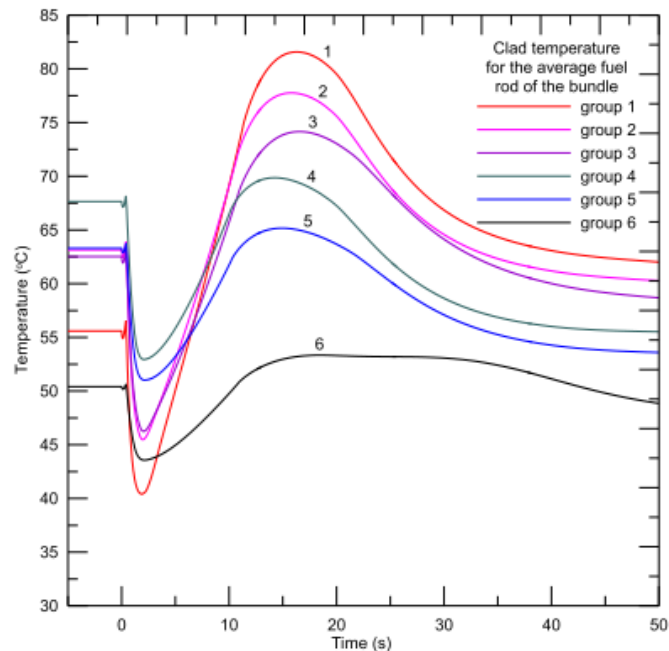
Outro fator variante na determinação da potência de cada elemento combustível é sua posição no núcleo do reator. Pois, uma vez alocado mais ao centro do núcleo, este está mais susceptível a um maior fluxo de neutros e conseqüentemente, uma maior taxa de fissões por unidade de tempo, gerando assim, mais calor. Este efeito diminui nas periferias do reator devido ao espalhamento de nêutrons, ocasionando que os elementos mais distantes do centro tenham uma menor geração de calor. Desta maneira, é possível prever o desvio em relação a uma geração média de calor. Tal fator é denominado fator radial de potência.

Para investigação da influência do fator radial de potência, o estudo de EL-MORSHEDY, 2012 mapeou para diversos grupos de elementos combustíveis seu comportamento termo-hidráulico em acidente tipo SLOFA. O estudo foi realizado utilizando códigos unidimensionais, para um reator de pesquisa de 2MW de fluxo descendente. Entre as

conclusões, pode-se afirmar que para fatores radiais elevados (denominados de canais quentes), os valores máximos para temperatura durante a inversão são superiores ao próprio regime permanente, o que não se observa em fatores radiais diminutos (canais frios).

Para ilustração de seus resultados, a Figura 4 é apresentada. Os elementos combustíveis dos grupos 1,2 e 3 estão localizados em canais quentes, logo, o valor máximo de temperatura no momento da inversão é superior ao regime permanente, efeito este ausente ou equivalente nos demais grupos (canal frio).

Figura 4 – Variações de picos de temperatura entre varetas combustíveis durante LOFA.



Fonte: “EL-MORSHEDY, 2012”

Posteriormente, de modo a ampliar as pesquisas com códigos unidimensionais, centros de pesquisa se unem para modelar um mesmo problema, tendo uma mesma base experimental para validação, o que proporciona a comparação de desempenho entre códigos e testar a influência de cada usuário na definição de diferentes condições de contorno, equações e critérios de convergência.

Neste cenário se encontra o estudo de CHATZIDAKIS et al., 2014, onde 5 grupos de pesquisa localizados entre Argentina, Grécia e Síria, analisaram o comportamento termo hidráulico de um reator de pesquisas durante um acidente tipo LOFA. Este estudo foi

contemplado com a comparação dos resultados numéricos com experimentos realizados no próprio reator com um elemento combustível instrumentado. Os autores do trabalho relatam que apesar da boa equivalência nas respostas numéricas aos resultados experimentais, há grande sensibilidade nos resultados devida às incertezas associadas as condições de contorno. Por exemplo, (i) propriedades mecânica dos materiais, (ii) curva de queda de vazão nos elementos combustíveis com a abertura da válvula de convecção, (iii) tempo exato do início da inversão, (iv) curva do calor de decaimento logarítmico e outras.

Os resultados foram declarados como satisfatórios, sendo, para o regime de convecção forçada foram observados desvios de até 10°C e de até 20°C para o regime de convecção natural. Três grupos utilizaram o mesmo código (RELAP5) e apresentaram resultados divergentes entre si, demonstrando a dificuldade de captura do fenômeno físico por códigos unidimensionais e a influência humana no uso do código numérico.

Dando enfoque nas pesquisas realizadas no reator IEA-R1 durante a mudança do regime de operação de 2MW para 5MW em 1997, estudos foram conduzidos para demonstrar a segurança do reator. Entre os estudos publicados encontra-se o de HAINOUN; GHAZI; ALHABIT, 2008, que demonstra modelagem unidimensional com o código MERSAT para um acidente tipo LOFA. As condições de contorno utilizadas foram providas pelas condições de projeto do reator e relatórios de segurança já disponíveis. Os resultados indicavam a existência de dois picos de temperatura durante o processo de inversão e a necessidade de constante investigação do fenômeno.

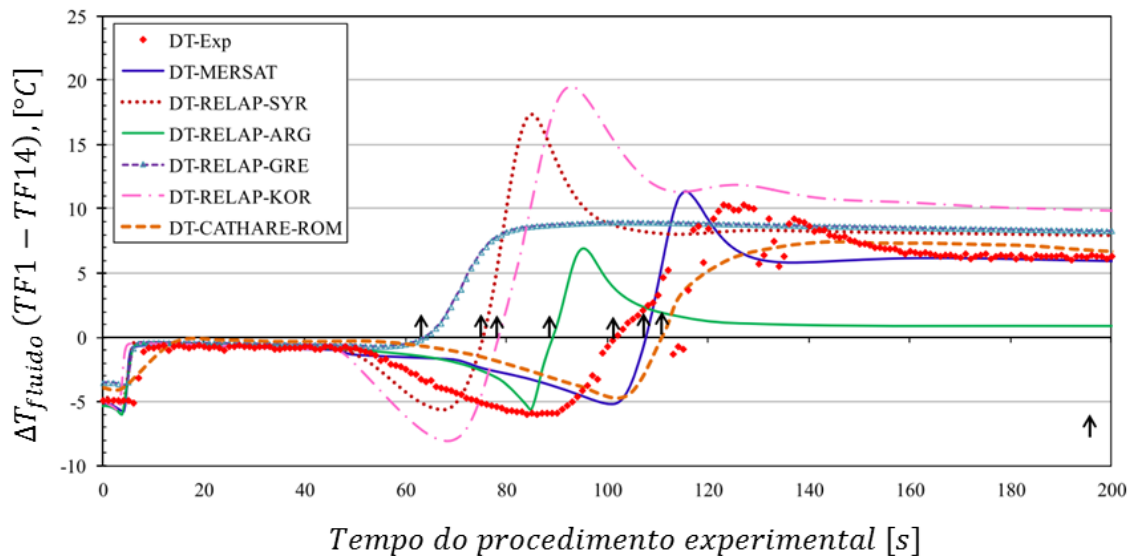
Posteriormente, um dos estudos que contribuiu significativamente para o desenvolvimento desta dissertação contou com a base de dados experimental do acidente tipo SLOFA do reator IEA-R1 e a devida comparação com 8 modelagens unidimensionais utilizando os códigos (RELAP5/MOD3.2, PARET-ANL, MTRCR, CATHARE, RELAP, MERSAT). As simulações foram feitas por 6 grupos de diferentes países, onde um único grupo contou com a utilização de até dois dos códigos apresentados. O intuito desta cooperação era de validar os códigos e apresentar a influência humana na programação de uma mesma problemática (HAINOUN et al., 2014).

As condições de contorno numéricas se basearam nos parâmetros utilizados no procedimento experimental, entre elas: (i) potência e tempo de operação do reator, (ii) queda da

vazão do primário, (iii) distribuição radial e axial de potência, (iv) dimensões físicas dos elementos combustíveis e (v) propriedades mecânicas dos materiais.

Entre os principais resultados, a Figura 5 ilustra a diferença de temperatura média entre a entrada (TF1) e a saída do elemento combustível instrumentado (TF14) e a devida comparação dos códigos unidimensionais. É possível perceber a grande divergência de resultados e a dificuldade nos códigos em prever o instante e a amplitude da temperatura máxima do fluido, sendo a primeira devida ao regime de convecção (forçada para natural) e a segunda devido à redução dos efeitos da convecção natural.

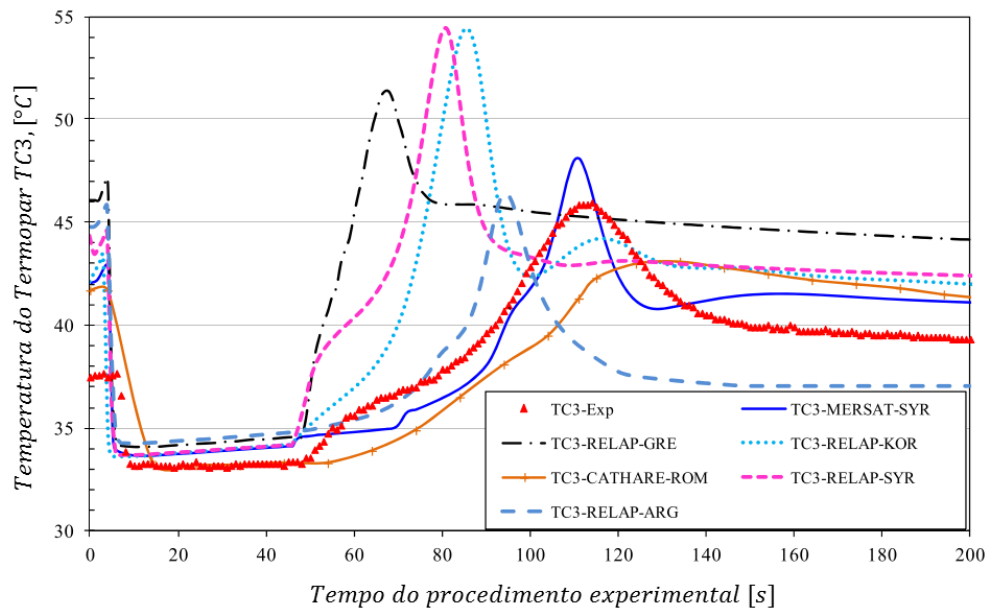
Figura 5 - Comparação de respostas para diferença de temperatura do fluido.



Fonte: Autor, modificado de “HAINOUN et al., 2014”

Para as temperaturas de superfície, a Figura 6 apresenta a comparação entre respostas numéricas e experimentais para o termopar TC6, que fica localizado no pico de fluxo de calor nas placas combustíveis centrais no elemento combustível instrumentado.

Figura 6 - Temperaturas de superfície do termopar TC3



Fonte: Autor, modificado de “HAINOUN et al., 2014”

Observa-se que para as temperaturas de revestimento há uma diferença considerável desde o regime permanente até o final do procedimento simulado, evidenciando dificuldade em obter respostas precisas e comportamento físico coerente. Tal característica deve-se ao fato de que códigos unidimensionais intruzem erros ao estimarem efeitos tridimensionais através de correlações empíricas e a não consideração explícita da turbulência. Um exemplo disso é a dificuldade em prever o surgimento, evolução e diminuição dos efeitos da convecção natural. Apesar disso, o código MERSAT apresentou respostas próximas aos valores experimentais, porém pode ser observado a presença de oscilações adversas na variável em estudo e que não está presente nos experimentos.

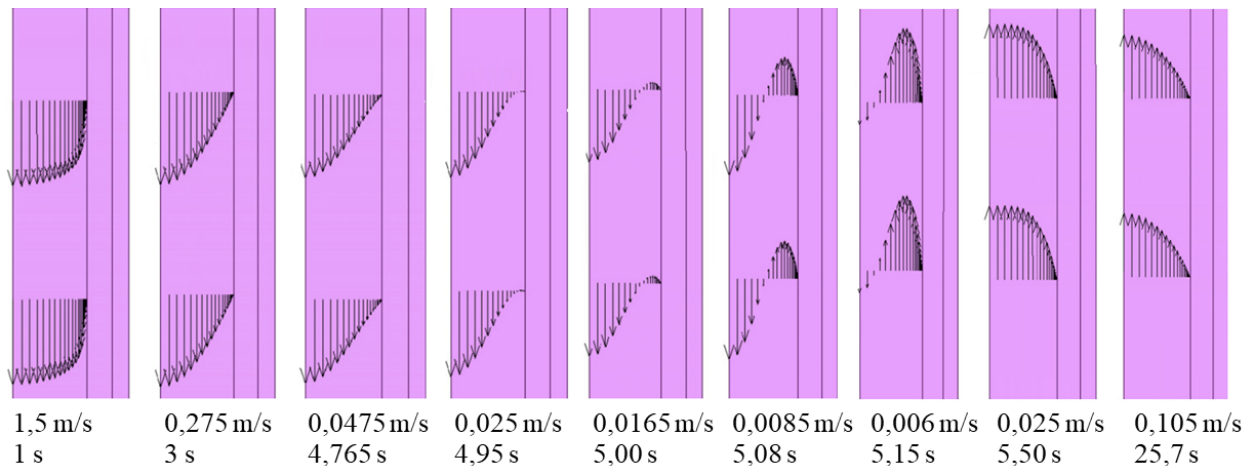
Em conclusão, os desvios são da ordem de $\pm 20\%$ para os picos de temperatura no revestimento, e destacam a grande influência nas diferentes condições de contorno e nodalização do domínio modelado, sendo que para um mesmo conjunto de condições de contorno e ferramentas de simulação semelhantes há claramente resultados razoavelmente discrepantes.

Os trabalhos mencionados desde este ponto do texto indicam os principais estudos tridimensionais na análise de acidentes tipo LOFA.

As novas metodologias utilizam o método dos volumes finitos (MVF) aliado a mecânica dos fluidos computacional, do inglês, *Computational Fluid Dynamics* (CFD), que se tornou de extrema valia na pesquisa e desenvolvimento (P&D) devido ao imenso detalhamento de um domínio computacional modelado, e a facilidade na otimização de geometrias e captura de características dos escoamentos.

Entre os estudos tridimensionais está o trabalho de SALAMA, 2011, que pôde demonstrar que, para realização de uma modelagem de um acidente tipo LOFA, algumas condições de contorno são necessárias, entre elas: (i) curva de vazão em massa, (ii) curva do calor de decaimento, (iii) propriedades mecânicas dos materiais utilizados, como condutividade térmica do combustível e do revestimento, (iv) perfil axial e radial de potência. Em seu estudo, utilizou o modelo de turbulência *Shear Street Transport* (SST). O que possibilita a visualização do instante que ocorre a inversão de fluxo (Figura 7) devido a transição do escoamento descendente forçado para o ascendente pela convecção natural.

Figura 7 - Inversão de fluxo durante acidente tipo FLOFA.

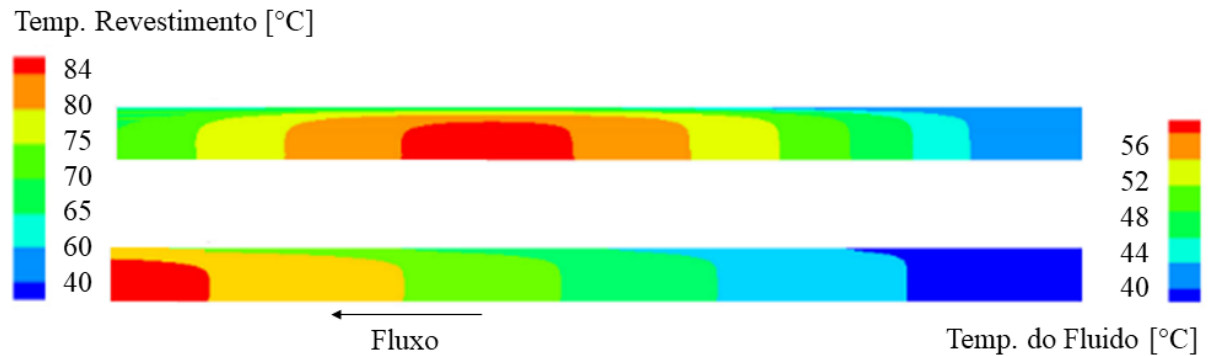


Fonte: Autor, adaptado de “(SALAMA, 2011)”

Na Figura 6 é possível observar para uma determinada região da placa, que a inversão dos vetores velocidade ocorre em centésimos de segundo, e sua evolução se inicia com a ascensão dos vetores próximos da parede, até a total inversão dos vetores descendentes da convecção forçada. Outra possibilidade que estudos tridimensionais permitem é a visualização dos efeitos desejados com mapas de cores. No mesmo estudo, a Figura 8 representa mapas de

cores para temperatura do revestimento são apresentados com o intuito de analisar a interação entre os efeitos hidráulicos com os térmicos.

Figura 8 - Mapas de cores de temperatura do revestimento e fluido em regime permanente.

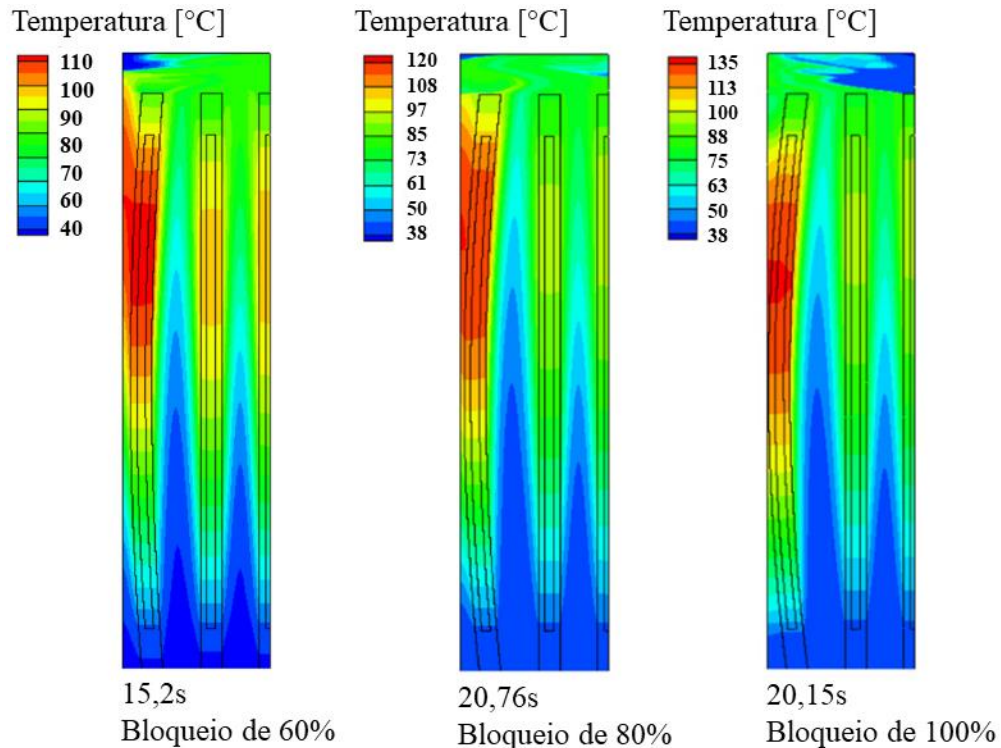


Fonte: Autor, modificado de “(SALAMA, 2011)”

Em diversos outros estudos do mesmo autor (SALAMA, 2012; SALAMA; EL-MORSHEDY, 2011, 2012a, 2012b), verificou-se a influência de diversos bloqueios de canais, seguidos por um acidente de perda rápida de vazão (FLOFA). O modelo matemático foi conduzido considerando a condição padrão (0% de bloqueio) e sua influência progressiva, de 20%, 40%, 60% 80% e 100%, tanto para uma posição em que o elemento combustível tenha um fator radial médio (SALAMA, 2012) quanto para canal quente (fator radial de pico) (SALAMA; EL-MORSHEDY, 2012b). Em contrapartida, apesar da grande contribuição metodológica na análise de acidentes, nenhum estudo de Amgad Salama apresentou comparações com dados experimentais.

Para ilustração dos estudos mencionados, a Figura 9 foi escolhida por apresentar diversos mapas de temperatura para um plano central do domínio computacional, ilustrando a influência gradativa do bloqueio do canal central, de 60% até o bloqueio total (100%), (SALAMA, 2012).

Figura 9 - Mapas de cores de temperatura em diversas situações de bloqueio de canal durante um FLOFA.



Fonte: Autor, modificado de "(SALAMA, 2012)".

Por fim, evidenciou-se a vantagem no uso de uma ferramenta de CFD na análise de acidentes, especificamente em acidentes tipo LOFA, pois a quantidade de informações que se pode extrair de uma mesma análise é extensa. A construção de um modelo matemático representativo requer, comparativamente aos estudos práticos, poucas informações do procedimento experimental, o que minimiza as incertezas associadas ao estudo. O que reforça os argumentos indicados na justificativa pela necessidade de elaborar uma modelagem do acidente publicado por (HAINOUN et al., 2014) com o uso da CFD e posteriormente sua validação, habilitando que futuros estudos apresentem respostas mais contundentes com a realidade, e diminuição da influência humana no processo.

2 EXPERIMENTO DE PERDA LENTA DE VAZÃO (SLOFA)

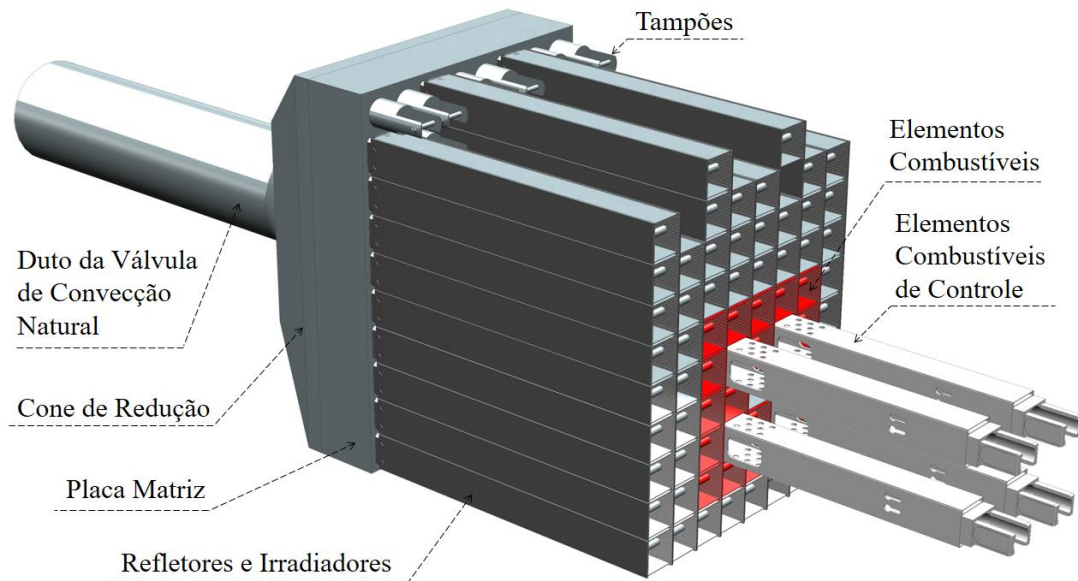
Nos tópicos a seguir são discutidos o procedimento experimental do teste para perda lenta de vazão (SLOFA) realizado no reator nuclear de pesquisas IEA-R1 em maio de 2010, com potência de 3,5MW. Para tanto, foi utilizado um elemento combustível instrumentado desenvolvido por UMBEHAUN, 2016 para capturar informações de temperatura em posições específicas.

2.1 Reator nuclear de pesquisas IEA-R1

O reator IEA-R1 se encontra dentro do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) e é do tipo piscina aberta, com elementos combustíveis tipo Material Testing Reactors (MTR) com placas planas paralelas e escoamento descendente. Uma visão em perspectiva simplificada do núcleo é ilustrada pela Figura 10. Demais aspectos e características relevantes de projeto podem ser consultadas no relatório de segurança (RAS) do reator IEA-R1, no capítulo 5 de (RAS, 1998a) e capítulo 6 de (RAS, 1998b).

Atualmente seu núcleo possui uma configuração de 5x5, sendo estes 20 elementos combustíveis padrão (destacados em vermelho), 4 elementos combustíveis de controle com 2 placas absorvedoras de nêutrons cada (Liga de Cádmió-Índio-Prata) e um irradiador de berílio ao centro. Todo este conjunto é fixado numa placa matriz com 10x8 posições.

Figura 10 – Perspectiva simplificada do núcleo do reator IEA-R1.



Fonte: Autor

Ao redor dos elementos combustíveis se encontram os demais componentes para manter a reatividade dentro de parâmetros específicos de projeto. Entre os demais componentes se encontram: elementos para irradiação de amostras (produção de radiofármacos), refletores de grafite e berílio, câmaras de fissão, detectores de nêutrons, medidor de queda de pressão no núcleo, sistema pneumático da válvula de convecção natural, e um elemento combustível tipo mini placa para testes (TORRES, 2002). Estes e outros componentes asseguram o funcionamento e monitoramento do reator.

A configuração utilizada para o teste utilizado nesta dissertação é ilustrada pela Figura 11. Esta descreve com detalhes a posição de cada componente no núcleo, assim como a origem do fabricante, data de fabricação, grau de queima na mudança de configuração e densidade de urânio. Neste experimento, o elemento combustível instrumentado (ECI-208) tinha apenas 1,43% de queima.

2.2 Circuito primário e secundário

Alguns detalhes do circuito hidráulico do reator são brevemente apresentados de modo a compreender como se dá o escoamento descendente. A Figura 12 ilustra a localização da piscina do reator, circuito primário, tanque de decaimento, circuito secundário e a localização destes dentro e fora do prédio do reator.

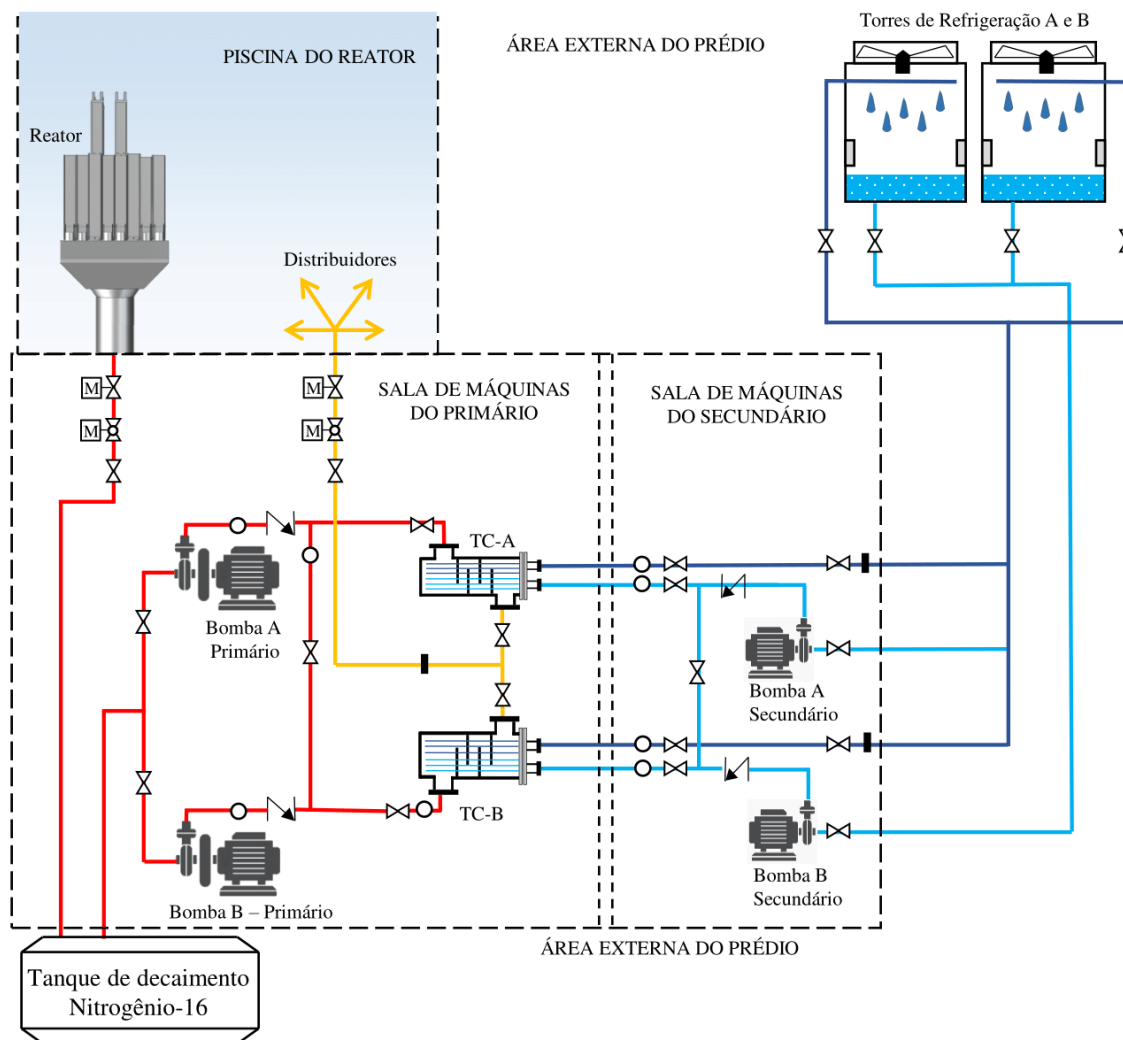
Pode-se observar na Figura 12 que tanto o circuito primário quanto o circuito secundário possuem duas configurações (A e B). Esta disponibilidade serve para alternância de circuitos, de modo que a configuração fora de uso esteja disponível para manutenção, entretanto, seu funcionamento nunca poderá ocorrer de forma paralela.

As bombas centrífugas radiais do primário possuem um volante de inércia para uma queda gradativa da vazão em casos de falta de energia elétrica ou acidentes, fato este ausente no circuito secundário. Os trocadores de calor A e B e as torres de refrigeração A e B são diferentes, mas possuem capacidade de troca térmica equivalentes. Detalhes de todos os componentes deste circuito é detalhado em (RAS, 1998a) e (RAS, 1998b).

A bomba do primário é responsável por recalcar o fluido dentro do tanque de decaimento, a sucção possibilita a entrada da água da piscina para os internos do núcleo do reator. A água quente do reator (destacada em vermelho) é resfriada pelo trocador de calor (tipo caso e tubos) e é subsequentemente devolvida a piscina. As estações de tratamento de água por filtros, carvão ativo, e outros detalhes foram suprimidos, sendo está figura esquemática para indicar apenas a direção de escoamento.

O trocador de calor transfere o calor do primário pela entrada de água fria vinda das torres de resfriamento e sua capacidade térmica varia conforme a umidade relativa externa, onde mesmo para dias quentes e úmidos, uma torre é capaz de realizar troca térmica necessária para o reator operando em potência nominal de até 5MW.

Figura 12 – Circuito primário e secundário do IEA-R1.



Fonte: Autor

2.3 Distribuição radial de potência

A distribuição radial de potência é o adimensional que expressa quanto cada elemento combustível diverge da geração média de calor, sendo este oriundo da fissão nuclear. Como exemplo, um esquema meramente ilustrativo é apresentado pela Figura 13, obtido de (RAS, 1998a). Estes fatores são estimados antes de cada mudança de configuração do núcleo do reator, onde é considerado um desvio de até 10% para manter o caráter conservativo. Assim, fatores

inferiores a unidade são considerados elementos frios (canal frio), enquanto elementos com fator superior a unidade indicam elementos quentes (canal quente).

Figura 13 - Distribuição radial de potência média genérica.

0.897	0.841	1.114	0.802	0.869
0.832	1.048	1.161	0.954	0.894
1.214	1.180	EIBe	1.157	1.168
0.933	0.997	1.195	1.051	0.807
0.931	0.806	1.151	0.822	0.890

Fonte: Autor, adaptado de “(RAS, 1998b)”

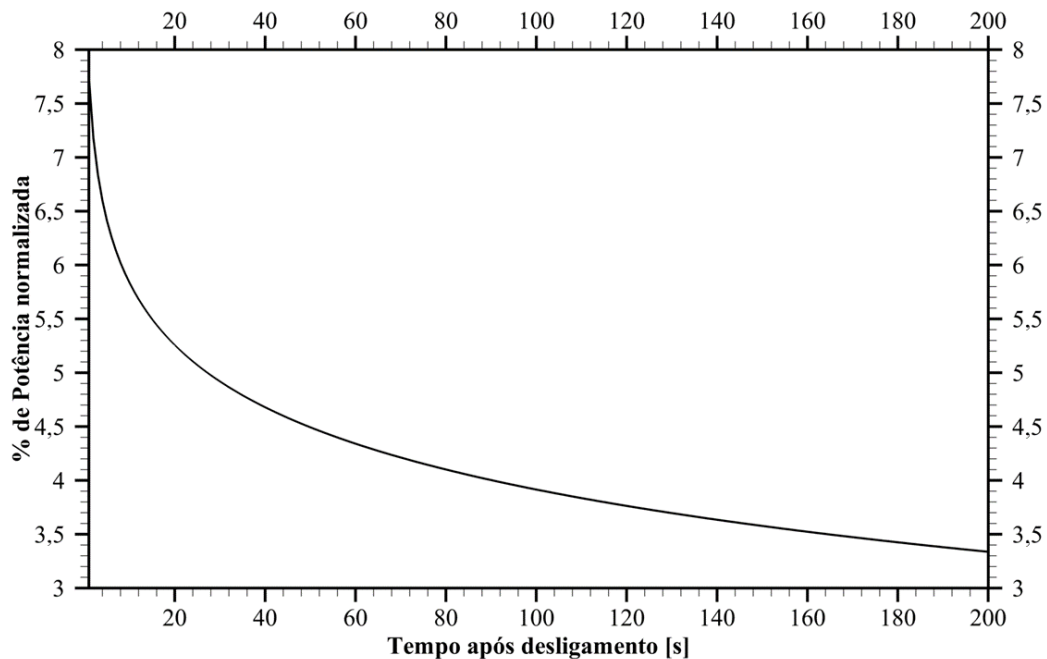
A distribuição dos elementos no núcleo se dá da mesma forma como em reatores nucleares de potência, ou seja, os elementos com menor porcentagem de queima (mais novos) são alocados na periferia do núcleo e assim, após uma determinada porcentagem de queima, estes são alocados na região central do núcleo, obtendo assim, uma distribuição mais homogênea da geração de calor e conseqüentemente menores gradientes de temperatura núcleo. Vale salientar que a média teórica dos fatores radiais deve ser equivalente a unidade.

Deste modo, assim como ilustrado na Figura 11, elemento combustível instrumentado foi alocado numa posição periférica, na condição de canal frio por ser um elemento novo. Durante a operação em 3,5MW, foi medido experimentalmente que a quantidade de calor transferida ao fluido no interior do ECI é de 127,9kW, o que caracteriza um fator radial de potência de 0,877, ou seja, este elemento transfere 12,3% menos calor que a média.

2.4 Curva do calor de decaimento

Após o desligamento de um reator nuclear, uma pequena parcela da geração de calor inicial continua a aquecer o núcleo. Tal aquecimento provém do decaimento dos produtos radioativos. A geração desta parcela de calor decresce de maneira contínua e foi determinada conforme as recomendações do manual de segurança do próprio reator, (RAS, 1998b), indicada na Figura 14.

Figura 14 – Curva logarítmica de decaimento do calor residual.



Fonte: Autor, adaptado de “(RAS, 1998b)”

Para o cálculo deste comportamento, utiliza-se a fórmula de Way-Wigner, pela Equação (1)

$$Pd_{(t)} = 0.0622 \overline{P}_0 [t^{-0.2} - (t_0 + t)^{-0.2}] \quad (1)$$

Sendo, $Pd_{(t)}$ a potência de decaimento após o desligamento [s], \overline{P}_0 a potência média acumulada antes do desligamento [W], t o tempo total de operação antes do desligamento [s] e t_0 o tempo após o desligamento [s].

Na Figura 14 é possível observar que após o desligamento do reator a geração interna de calor no núcleo cai instantaneamente para aproximadamente 7,7% em relação a potência média anterior ao desligamento, que diminui para 3,3% após 200 segundos. Após uma semana, a quantidade de calor gerado é desprezível.

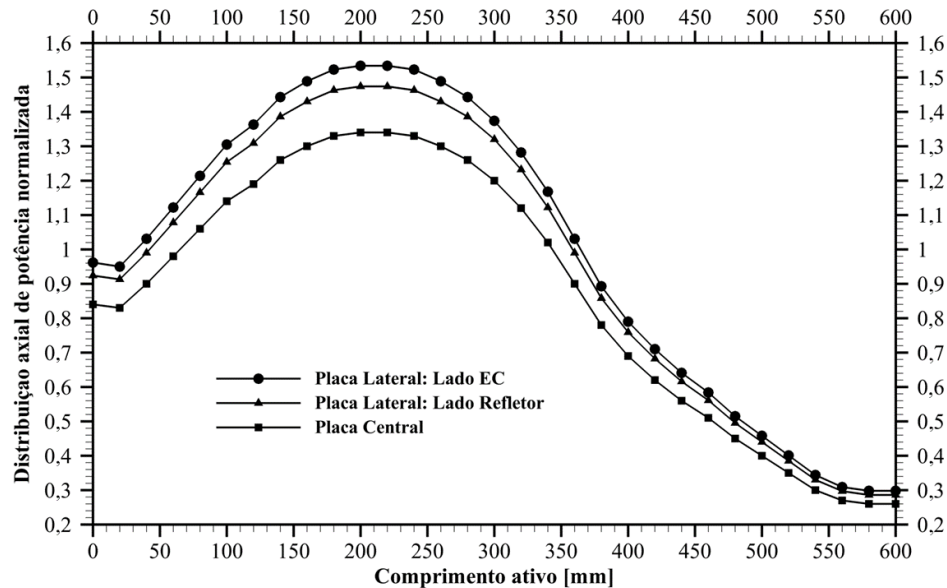
2.5 Distribuição axial de potência

Da mesma maneira que surge uma distribuição radial de potência no núcleo, a potência individual de cada elemento combustível é função da altura para cada placa combustível. Este efeito varia conforme a posição das barras de controle e deve ser conhecido para determinar a região de maior fluxo de calor, visto que se este ultrapassar um valor limite, os critérios de segurança podem não ser respeitados.

Uma vez conhecida a quantidade de calor transferido para o fluido pelo elemento combustível instrumentado (127,9kW), pode-se estimar a quantidade de calor transferido para cada um dos 17 canais internos de refrigeração.

Para isso, deve-se conhecer como se dá a distribuição axial de potência para as 18 placas combustíveis do ECI. Conforme os estudos de HAINOUN et al., 2014, a Figura 15 ilustra o perfil de distribuição axial de potência média para 6 placas combustíveis com fronteira a um elemento combustível padrão, 6 placas combustíveis com fronteira a um elemento refletor e 6 placas combustíveis ao centro do elemento.

Figura 15 – Distribuição axial de potência normalizada para o ECI-208 na configuração 243.



Fonte: Autor, adaptado de “(HAINOUN et al., 2014)”.

Os fatores são ilustrados adimensionalmente para permitir tanto o cálculo do fluxo de calor no revestimento, quanto a geração interna de calor pelo cerne. A diferença entre as curvas se dá pelas diferenças neutrônicas entre os elementos vizinhos.

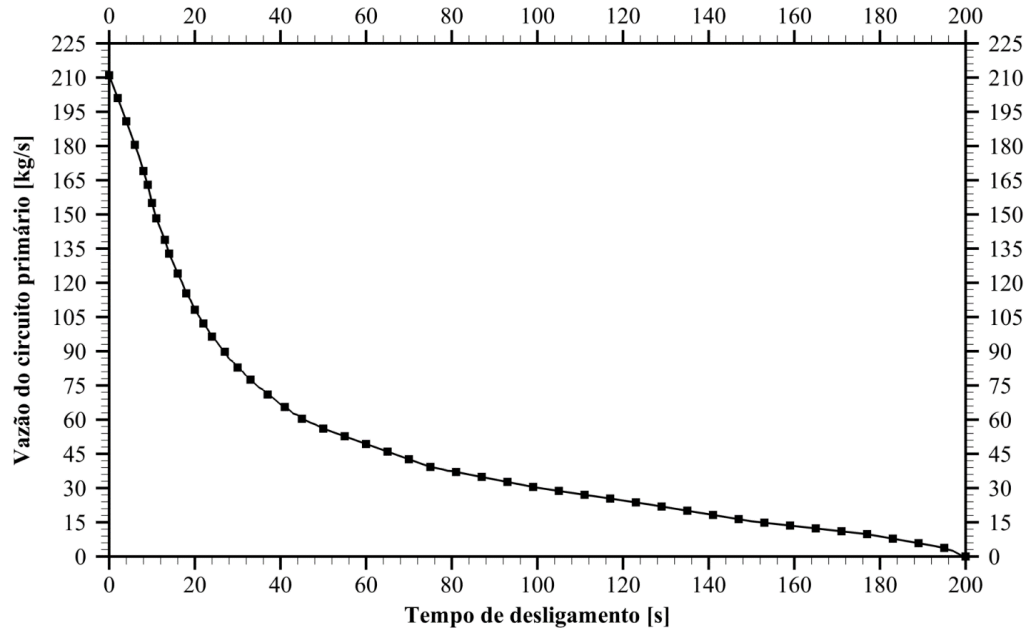
Vale ressaltar que a média de todos os pontos citados na Figura 15 é equivalente ao fator radial, porém desta vez, calculado pela neutrônica, o que resulta em 0,945. Onde, visto que a margem de erro adotada é de 10%, o fator calculado experimentalmente pelo balanço térmico (0,877) está dentro da incerteza determinada, resultando num desvio de 7,2% em relação ao valor nominal.

2.6 Curva de desligamento da bomba

A bomba centrífuga do primário possui um volante de inércia acoplado ao seu eixo para diminuição gradativa da vazão durante o desligamento do reator. Logo, seu desligamento é capaz de reproduzir as condições de falha na bomba ou uma falta de energia no circuito, o que pode ser utilizado para simular as condições de um acidente do tipo perda lenta de vazão. A

vazão no circuito em regime permanente é de 211 kg/s e alcança a vazão nula após 200 segundos (Figura 16).

Figura 16 – Curva de desligamento da bomba do circuito primário.



Fonte: Autor, adaptador de “HAINOUN et al., 2014”.

Uma vez conhecida a vazão do circuito primário, deve-se estimar a vazão média entre os elementos combustíveis. Fato este mencionado no estudo de MAXIMO TORRES et al., 2001, sendo que através de um elemento *dummy* instrumentado com tubos de pitot, foi possível calcular a perda de carga e assim, a vazão em massa no elemento dentro do núcleo. Neste estudo, foi possível confirmar que as recomendações para cálculo da vazão em massa média por elemento, recomendada por IAEA-TECDOC-233 (1980) não podem ser plenamente obedecidas. Esta norma estabelece que a vazão média por EC pode ser obtida pela divisão da vazão do primário pelo número de elementos combustíveis no núcleo, porém, verificou-se através de estimativas experimentais que o valor real é até 30% menor que tal estimativa.

Entre os motivos para um valor real tão diminuto seria pelos diversos desvios de vazão que podem ocorrer dentro do núcleo, como por exemplo, a vazão dos canais laterais entre os elementos do núcleo, vazão excessiva nos elementos que não necessitem de vazão, como elementos irradiadores, a existência de uma região aberta a piscina entre os elementos do núcleo e a placa matriz e a falta de contato perfeito entre componentes, sendo estes, elementos do

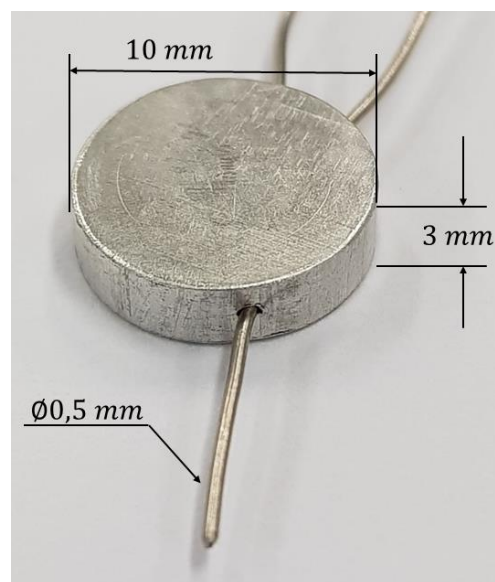
núcleo, placa matriz, cone de redução e válvula de convecção natural. Tais desvios foram devidamente observados através de um sistema de inspeção visual, relatado no estudo de MAXIMO TORRES et al., 2002.

Devido a estas conclusões, este estudo adotou que a vazão média para um elemento combustível é de 6,27kg/s, conforme utilizado no estudo de HAINOUN et al., 2014. Sendo assim, admite-se que esta condição de contorno se alinha com diversos outros estudos de análise de segurança, permitindo assim, futuras comparações de resultados para um mesmo cenário.

2.7 Elemento Combustível Instrumentado

O elemento combustível instrumentado de UMBEHAUN, 2016 utilizou 15 termopares do tipo K, não aterrados, com 0,5 mm de diâmetro, sendo estes encapsulados dentro de pequenos discos de alumínio 6061 de modo a prevenir problemas de corrosão galvânica e possíveis (porém pouco prováveis) vazamentos de produtos de fissão para piscina. O disco utilizado tem 10mm de diâmetro e 3 mm de espessura e pode ser observado na Figura 17. O termopar foi fixado no centro do encapsulamento por interferência mecânica entre o furo do disco e do termopar (Figura 17 e Figura 18).

Figura 17 – Dimensões do termopar tipo K encapsulado no disco.



Fonte: Autor

Figura 18 – Representação do furo passante e não passante no disco.

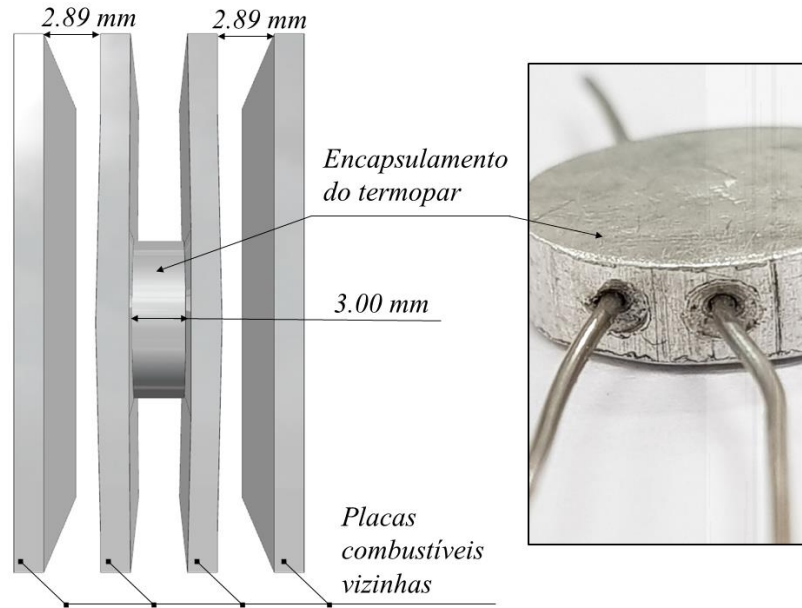


Fonte: Autor

O resultado da inserção dos termopares encapsulados resulta numa deformação das placas combustíveis, conforme indicado esquematicamente na Figura 19, pois pela diferença de espessura do canal de escoamento de fluido (2,89 mm) e espessura do disco (3,00mm), o que faz com que o encapsulamento seja fixado na placa combustível por interferência. Todavia, esta deflexão foi responsável por adicionar uma resistência de contato, que necessariamente deve ser levada em consideração para a correta comparação entre medidas experimentais e simulações numéricas.

O Apêndice D quantificou a influência da resistência térmica de contato entre a superfície do revestimento e a ponta do termopar no interior do encapsulamento. Visto que este dispositivo altera a dinâmica local do escoamento dentro do canal, este não pode ser comparado diretamente com um estudo numérico que não modela o domínio do termopar, logo, há a necessidade de uma correção dos dados experimentais para correta comparação numérica.

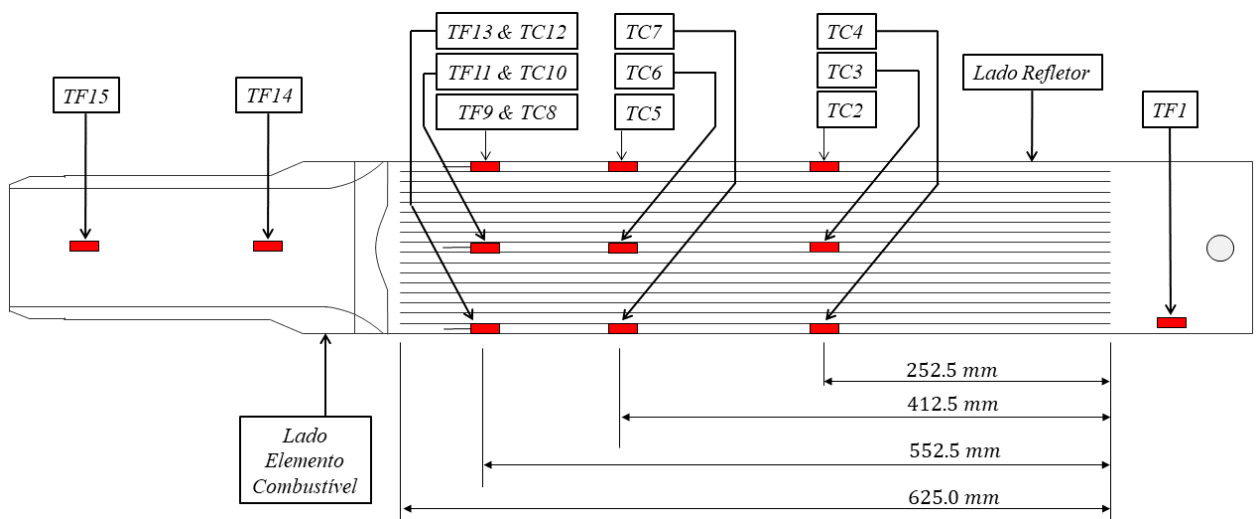
Figura 19 – Esquema simplificado da deformação causada pelo termopar no canal central.



Fonte: Autor

A Figura 20 indica esquematicamente a posição dos 15 termopares instalados no ECI. O termopar TF1 foi instalado próximo a placa lateral na entrada do elemento e os termopares TF14 e TF15 no bocal de saída, possibilitando assim, a captura da temperatura média de escoamento. Os termopares TF9, TF11 e TF13 estão cerca de 20mm mais distante do encapsulamento do TC8, TC10 e TC12, respectivamente.

Figura 20 – Esquema simplificado da disposição dos termopares no ECI.



Fonte: Autor, adaptado de “HAINOUN et al., 2014”

Os dados obtidos pelo ECI foram capturados pelo sistema de aquisição de dados (SAD) do próprio reator e os desvios da medida foram estimados durante o processo de calibração dos termopares, o que resultou em $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ até 50°C e de $\pm 0,8^{\circ}\text{C}$ entre 50°C e 100°C .

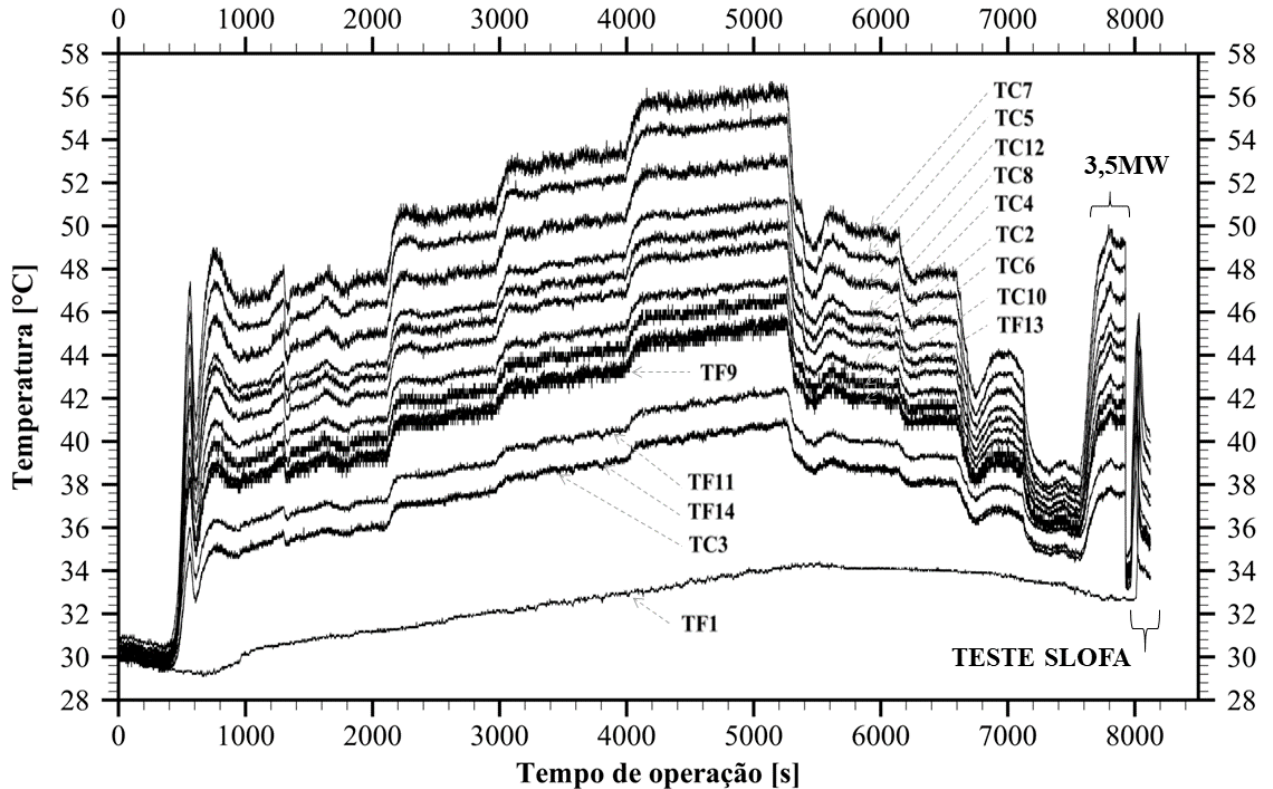
2.8 Procedimento experimental

Todos os dados utilizados neste estudo são provenientes da base de dados disponível em IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015, posteriormente utilizado no estudo de HAINOUN et al., 2014.

O procedimento experimental para obtenção do teste de SLOFA inicia-se pela obtenção do regime permanente em um determinado valor arbitrário de potência e assim, a bomba do primário é desligada com o reator em operação. Com isso, quando o sinal da diferença de pressão atinge 90% do seu valor nominal, o reator envia um sinal para abaixar as barras de controle (SCRAM) e assim, ter a reação interrompida. Este procedimento é automático e leva 950 milissegundos para ocorrer. A partir deste momento, deve-se apenas aguardar até todos os efeitos termo hidráulicos sejam capturados pelo Sistema de Aquisição de Dados (SAD). Após cerca de 5 minutos, todos os sistemas são desligados e o teste chega ao fim. 2.9 Análise dos resultados para o acidente tipo SLOFA a 3,5MW.

Durante a execução das medições experimentais, o reator foi operado com diversas faixas de potência de modo a capturar os perfis de temperatura para cada regime de operação. As temperaturas de todos os termopares são ilustradas pela Figura 21, onde é possível observar a evolução da temperatura em função do tempo para as seguintes potências nominais de operação: 3MW, 4MW, 4,5MW, 5MW, 3,5MW, 3MW, 2MW, 1MW e regime final de 3,5MW, potência nominal para realização do experimento em condição de SLOFA.

Figura 21 – Indicação das temperaturas dos termopares em função do tempo para diversas potências de operação.



Fonte: Autor, adaptado de “IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015”

Uma vez adotada a vazão em massa no ECI e conhecida a diferença de temperatura do fluido entre a entrada e a saída (TF14-TF1) para todas as potências testadas na Figura 21, pelo balanço térmico simples pode-se estimar que a potência média no intervalo total (\bar{P}_0) foi de 131,7kW.

As próximas figuras ilustram os perfis de temperatura de revestimento e fluido a partir do instante em que o teste é iniciado. Para tal, é necessário uma explicação para os principais fenômenos que ocorrem a cada instante do acidente.

As temperaturas iniciais ($t = 0$ s) representam o regime permanente para posição do ECI e a bomba do primário é desligada, iniciando o procedimento do teste. Em $t = 2$ s a diferença de pressão no núcleo alcança 90% do valor inicial e então o reator envia o sinal para o desligamento do reator (SCRAM). Após 950 milissegundos o reator tem sua geração de calor interrompida e em aproximadamente $t = 3$ s o reator gera apenas o proporcional de potência devido ao decaimento dos produtos de fissão. Ao mesmo tempo, desde $t = 0$ s a bomba do

primário tem sua vazão decrescida continuamente, fato devido a redução da rotação do volante de inércia e atingirá o valor nulo em $t = 200s$ (conforme supracitado no item 2.6). Logo, a partir de $t = 3s$ a vazão promovida é mais do que suficiente para remover o calor de decaimento, desta forma, a temperatura do TF14 diminui abruptamente. A partir de $t = 5s$ as temperaturas se estabilizam e alcançam um patamar inferior e estável até $t = 44s$. Curiosamente neste período ($5s < t < 44s$) a variação da taxa de geração interna de calor é mínima ($6,4\% < q''' < 4,6\%$) quando comparada a variação da vazão em massa neste período ($185,7kg/s < \dot{m}_{primário} < 62,1kg/s$), portanto, era esperado observar um crescimento na leitura do TF14, todavia, este comportamento não foi observado.

Em $t = 45s$ a diferença de pressão entre a piscina e a bomba do primário atinge o valor crítico para que a válvula de convecção natural continue acoplada, desta maneira, a pressão neste momento é insuficiente para sustentar seu peso, ocasionando na sua abertura (queda) por gravidade. Desta maneira, a vazão em massa no núcleo tem seu calor reduzido devido à queda da válvula de convecção. A partir deste momento a vazão decresce mais acentuadamente devido à perda de carga existente no núcleo ser muito superior se comparada a uma abertura livre para a piscina. Desta forma, a vazão no núcleo atingirá o valor nulo antes da completa parada da bomba do primário. Este comportamento é discutido no Apêndice C.

Com a queda de vazão no núcleo a partir de $t = 45s$, o balanço térmico visa um novo equilíbrio energético, desta maneira, observa-se um crescimento na diferença de temperatura do ECI. O termopar TF14 registra uma taxa de aquecimento acentuada até $t = 80s$ e a partir deste momento a taxa de aquecimento atinge o equilíbrio térmico, onde é possível observar uma diminuição de temperatura do TF14 em $t = 86s$ e aquecimento do termopar TF1 em $t = 87s$. Neste instante ocorre a inversão do fluxo e o mecanismo de transporte do fluido e transferência de calor ocorrerá apenas por convecção natural. O que permite concluir que vazão do primário ($\dot{m}_{87s} < 34,9 \frac{kg}{s}$) não surge efeitos no interior do núcleo.

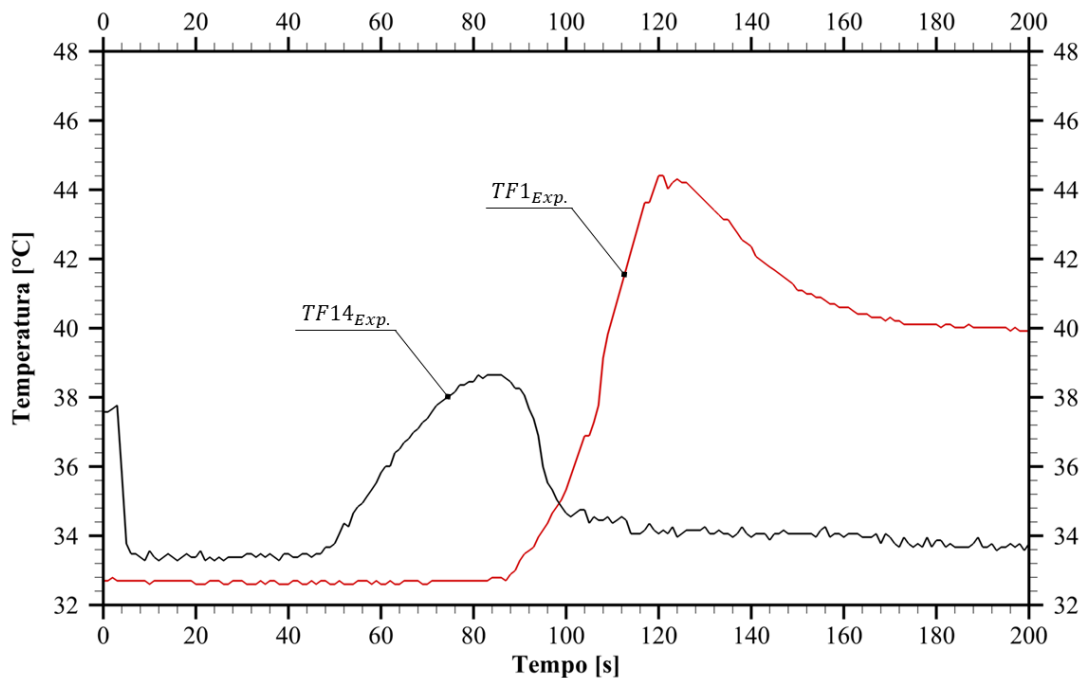
A partir de $t = 87s$, há redução contínua da indicação das temperaturas medidas. Fato devido ao início da convecção natural e a captação da água proveniente da piscina.

Desta maneira, o intervalo de tempo $87s < t < 120s$ para o termopar TF1 caracteriza o tempo necessário para o escoamento promovido pela convecção natural se estabelecer. Aliado

ao fato de que entre $87s < t < 200s$ a geração interna de calor varia entre $q'''_{87s} \cong 4,0\%$ até $q'''_{200s} \cong 3,3\%$. Com isso, a capacidade de remoção de calor promovida pela convecção natural é superior a geração interna de calor média neste período, promovendo uma redução contínua na temperatura no ECI.

A Figura 22 ilustra a temperatura dos termopares TF1, localizado na parte superior do elemento combustível (EC) e TF14, localizado no bocal de saída, ou simplesmente parte inferior do EC.

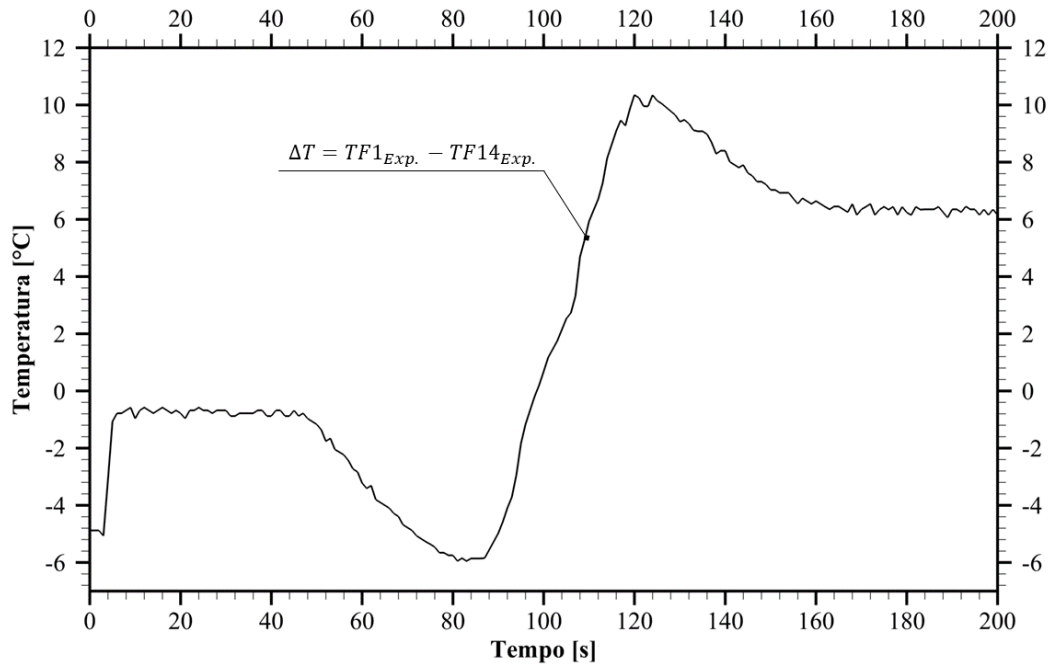
Figura 22 – Resultado experimental para os termopares TF1 e TF14.



Fonte: Autor, adaptado de “IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015”

De modo a melhor ilustrar o início da convecção natural no teste, o gráfico da diferença de temperatura do termopar TF1 e TF14 é ilustrado pela Figura 23. Com isso, pode-se observar a presença dos dois picos de temperatura. O primeiro em $t \cong 87s$ devido ao início da inversão de escoamento e o segundo em $t \cong 120s$ devido ao desenvolvimento da convecção natural e queda dos efeitos de empuxo.

Figura 23 – Diferença de temperatura dos termopares TF1 e TF14.



Fonte: Autor, adaptado de “IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015”

A Figura 24, Figura 25 e Fonte: Autor, adaptado de “IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015”

Figura 26 ilustram as temperaturas dos termopares para superfície do revestimento para a placa lateral com fronteira ao elemento refletor, placa central e placa lateral com fronteira ao elemento combustível, respectivamente. Cada figura ilustra separadamente com linhas pretas as temperaturas de revestimento, e em azul, as temperaturas de fluido no devido canal de escoamento.

É possível descrever os mesmos fenômenos observado para os termopares TF1 e TF14 na Figura 22 e Figura 23, ou seja, presença do regime permanente, SCRAM, temperaturas baixas constantes, início do aquecimento pela abertura da válvula de convecção, inversão de escoamento e consequente queda das temperaturas.

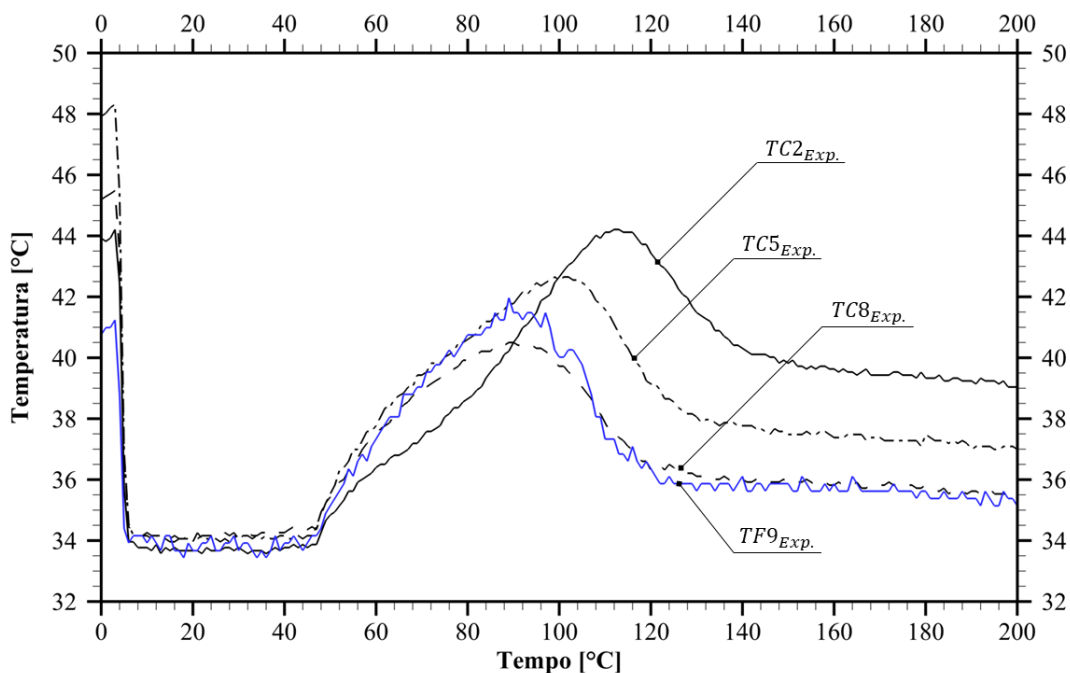
Pode-se observar na análise dos gráficos das Figuras 22, 23 que há um comportamento semelhante ao discutido para a indicação de temperatura do fluido (TF1 e TF14).

Nota-se que a temperatura termopares (TF9, TF11 e TF13) são equivalentes as temperaturas dos termopares (TC8, TC10 e TC12), o que pode indicar uma simples proximidade

de temperatura do fluido com a temperatura de superfície, ou que o termopar do fluido esteja encostado na superfície, não capturando verdadeiramente a temperatura do refrigerante.

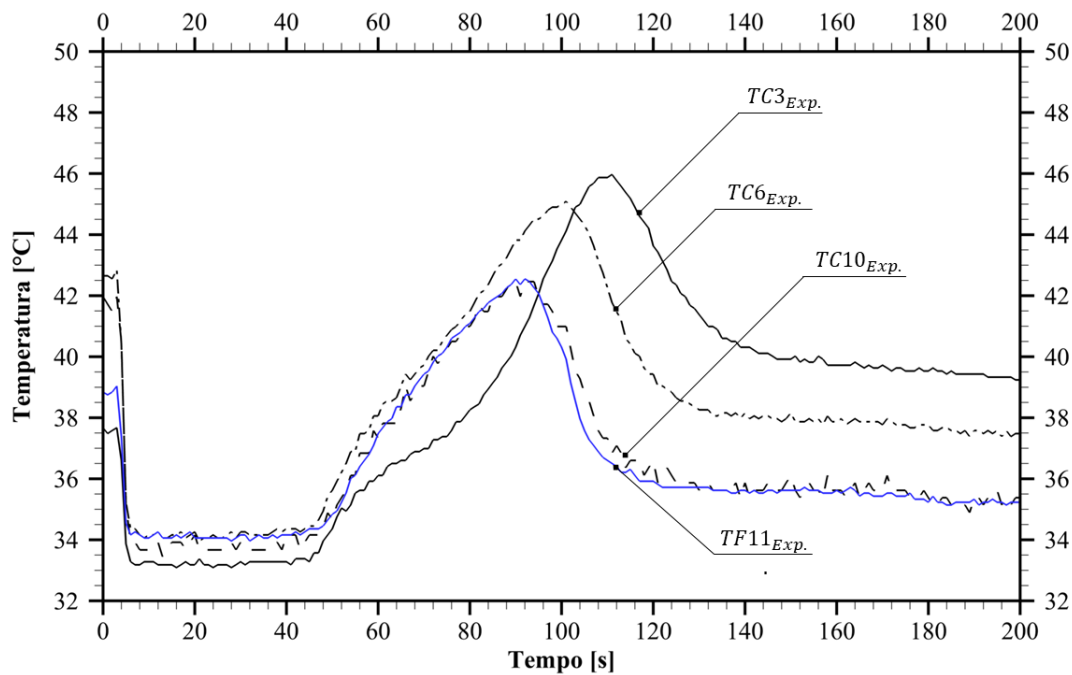
Para investigação do último fato relatado, alguns detalhes são apresentados. Para a placa lateral com fronteira ao refletor, o pico da temperatura do fluido em $t = 87s$ apresentou temperaturas superiores a própria temperatura do revestimento, indicando possivelmente que o termopar capturou temperaturas de parede. Para a placa central, as temperaturas foram equivalentes durante todo o teste, salvo para o regime permanente e para a placa lateral com fronteira a um EC, apresentou temperaturas inferiores após o pico da convecção natural. Logo, cada termopar fluido apresentou comportamentos distintos o que dificulta futuras comparações.

Figura 24 – Resultados experimentais para temperaturas da placa lateral com fronteira ao elemento refletor.



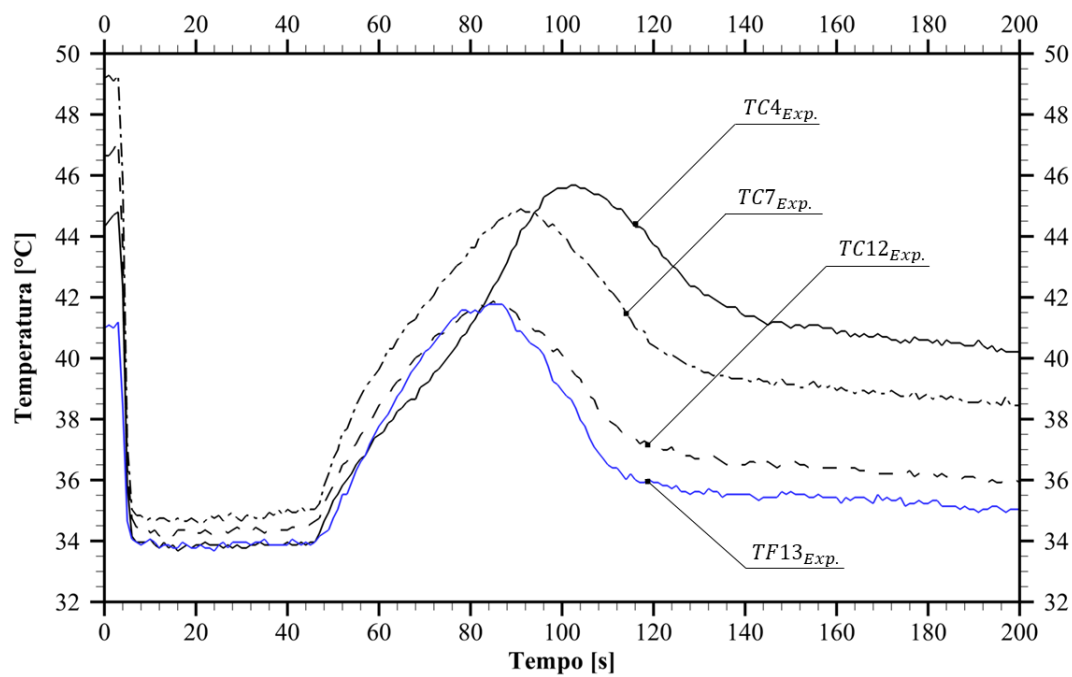
Fonte: Autor, adaptado de “IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015”

Figura 25 – Resultados experimentais para temperaturas da placa central.



Fonte: Autor, adaptado de “IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015”

Figura 26 – Resultados experimentais para temperaturas da placa lateral com fronteira ao elemento combustível.



Fonte: Autor, adaptado de “IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015”

3 MATERIAIS E MÉTODOS

O modelo matemático empregado é um modelo tridimensional para escoamento em regime transitório. Nos próximos tópicos são apresentadas as equações de conservação e justificativa para o modelo de turbulência utilizado.

3.1 Equações de Conservação

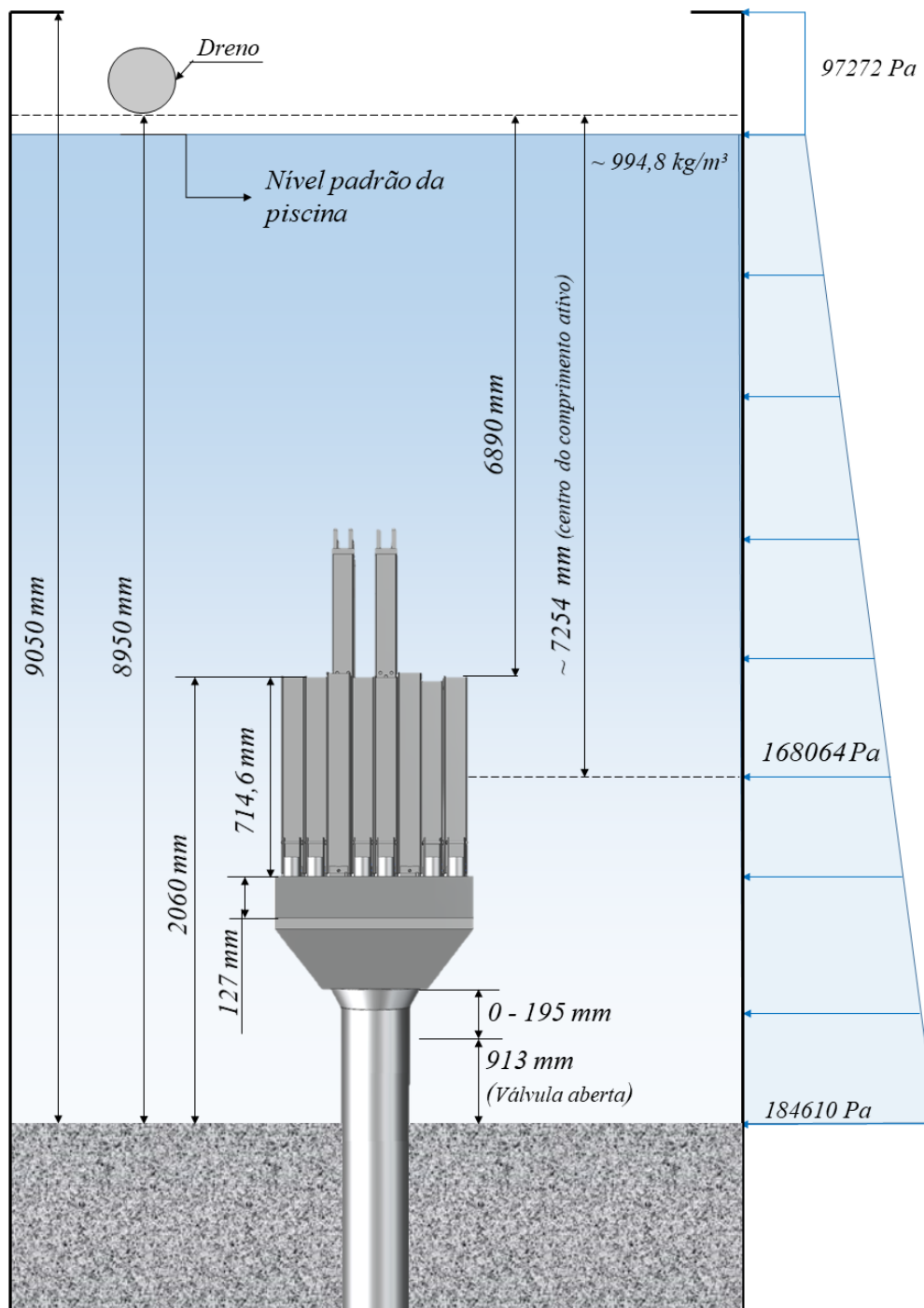
A piscina do reator encontra-se numa sala despressurizada (~96% da Pressão atmosférica), de modo que na ocorrência de um acidente os gases de produtos de fissão não escoem para fora do prédio e sim para dutos de tratamento. O núcleo do reator está submerso numa piscina a 6,89 metros de profundidade (Figura 27) e o nível da piscina é mantido constante durante todo o período de operação, considerando que a velocidade do água no interior da piscina é relativamente pequena, foi assumido que a pressão para obtenção das propriedades termodinâmicas não deverá ser muito diferente da pressão média hidrostática do núcleo na altura média.

Deste modo, para que fosse possível a resolução do modelo matemático, foi necessário que as propriedades termodinâmicas da substância em transporte fossem conhecidas. Como o fluido em transporte é a água pura desmineralizada, pode-se afirmar que de acordo com MÜLLER; MÜLLER, 2009, qualquer propriedade termodinâmica para uma substância pura pode ser determinada através do conhecimento de duas outras propriedades termodinâmicas independentes.

Como não foi encontrado uma biblioteca específica de propriedades desta substância na biblioteca de materiais do software ANSYS CFX[®], desta forma, foram utilizadas as propriedades da água mineral. O fluido se encontra no estado líquido e a variação de suas propriedades com a variação de pressão só apresenta diferenças significativas em sua densidade em casos extremos, o que se ausenta das questões deste estudo. A propriedade mais sensível verificada foi a temperatura. Deste modo, as propriedades para água foram obtidas pela formulação internacional da IAPWS-97 (WAGNER, W.; KRETZSCHMAR, 2008) e

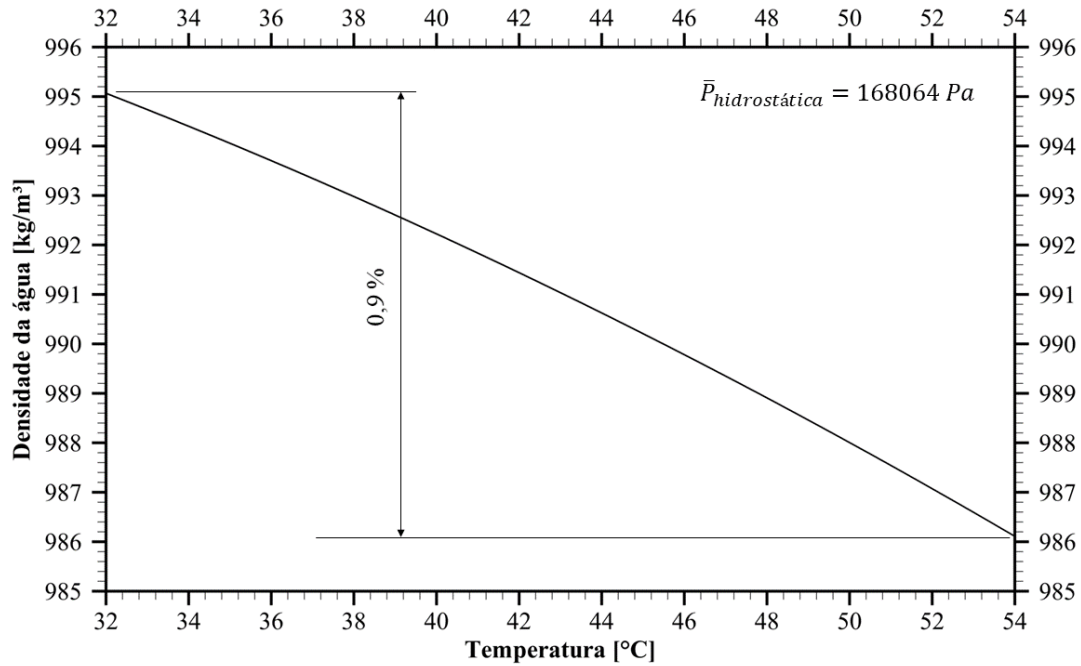
assumindo que a pressão hidrostática média na altura média de uma placa combustível seja de 168064 Pa. A Figura 28 ilustra a diferença de 0,9% da densidade quando comparada as temperaturas máximas e mínimas durante nos testes experimentais e simulações numéricas.

Figura 27 – Esquema da disposição do núcleo do reator na piscina.



Fonte: Autor

Figura 28 – Variação da densidade da água em função da temperatura para pressão hidrostática médica constante.



Fonte: Autor

O modelo matemático segue a mesma formulação do estudo de (ANGELO, 2013) e considera a água sub resfriada para o regime transiente. Para as equações de conservação considerou-se as seguintes hipóteses simplificadoras: (i) fluido newtoniano, (ii) escoamento incompressível, (iii) validade da hipótese de Stokes WHITE (1991) e (iv) influência desprezível dos termos de dissipação viscosas na equação de conservação. Assim, as equações de conservação de massa, quantidade de movimento e energia são descritas pelas Equações (2), (3) e (4), respectivamente. As equações são apresentadas para um sistema de coordenadas cartesiano (x_i).

$$\frac{\delta U_i}{\delta x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (U_i U_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial}{\partial x_j} (v S_{ij}) + S_M \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (U_i T) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

Sendo que, U é a velocidade, S_M o termo fonte, T é a temperatura, α é a difusividade térmica (razão entre a condutividade térmica K e o produto da densidade pelo calor específico a pressão constante ρC_p) e S_{ij} é o tensor simétrico denominado tensor taxa de deformação, representado pela Equação (5).

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

O empuxo foi incluído na Equação (3) como um termo fonte (S_M), conforme indicado na Equação (6). No entanto, como a densidade foi considerada constante, foi feito uso de relação termodinâmica, indicada na Equação (7) para o coeficiente de expansividade térmica, obtendo a Equação (8), conhecida como equação de Buossinesq.

$$S_M = (\rho - \rho_{ref})g_i \quad (6)$$

$$\beta = \frac{1}{\rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \quad (7)$$

$$S_M = \rho_{ref} \beta (T - T_{ref})g_i \quad (8)$$

Sendo a ρ_{ref} a densidade de referência, g é a gravidade e T_{ref} é a temperatura de referência.

3.2 Modelo de turbulência

Atualmente, o método DNS (Direct Numerical Simulation) consegue prever com as flutuações de pressão e velocidade em razão da turbulência pela resolução das equações de conservação, porém, a discretização espacial e temporal deve ser da ordem das microescalas de Kolmogorov. Como atualmente os computadores convencionais estão longe desta precisão de cálculo, é dito que se trata de uma solução com tempo proibitivo para soluções de engenharia, (GEORGE, 2013). Portanto, faz-se necessário uso de modelos de turbulência.

A seleção do modelo de turbulência não foi arbitrária neste estudo, porém, como uma correta comparação de modelos de turbulência não foi alvo dos objetivos deste trabalho,

contudo, apenas o modelo escolhido foi, após seleção, indicado para apresentação detalhada dos resultados e discussão. Os demais modelos foram descartados e indicados.

Para escolha de um modelo de turbulência foi determinada a discretização espacial e temporal necessária para cada modelo de turbulência. Na segunda etapa foi modelada a condição em regime permanente (convecção forçada), podendo analisar se o balanço térmico, diferença de pressão no canal e temperatura dos termopares eram condizentes com os resultados experimentais. Na terceira etapa foi verificado se o modelo era capaz de prever adequadamente o fenômeno de convecção natural para refrigerar uma potência de 600W, sendo esta proporcional ao calor de decaimento experimental. Nesta análise foi verificado se há convergência da discretização espacial para o termo fonte devido ao empuxo, y^+ , vazão, temperatura dos termopares e coeficiente médio de transferência de calor.

O equacionamento matemático de cada modelo pode ser corretamente consultado na literatura do código comercial (ANSYS-CFX®, 2013), assim como descrito no trabalho de ANGELO (2013) descritos para estudos em convecção natural para o mesmo código deste trabalho.

Foram testados os seguintes modelos de turbulência:

- i. *ZE (Zero Equation)* – uso descartado, o modelo é incapaz de prever adequadamente comportamento físico, campo de velocidade e temperatura, seja em regime permanente ou transiente;
- ii. *EVTE (Eddy Viscosity Transport Equation)* – uso descartado devido a incapacidade de atingir convergência na equação da conservação da energia mesmo em regime permanente;
- iii. *SSG* – uso descartado, após análise, devido a exagerada necessidade de discretização espacial e temporal, resultando em tempo de simulação proibitivo em condição de regime transitório;
- iv. *k - ϵ* – uso descartado, apesar apresentar bons resultados de convergência espacial e temporal, pois utiliza a lei de parede, o que impede a adequada captura dos efeitos próximos a essa região. Devido a esta característica este modelo de turbulência tende a superestimar os valores do campo de temperatura nas proximidades de parede e também

não foi capaz de prever corretamente o instante que ocorre a inversão do fluxo do escoamento;

- v. *SST* (Shear Stress Transport) – sendo este um modelo de turbulência híbrido, a alternância entre os modelos $k - \varepsilon$ e $k - \omega$ resultaram em diversas instabilidades numéricas e mesmo apresentando resultados satisfatórios seu uso descartado;
- vi. *DES* (*Detached Eddy Simulation*) – uso descartado devido a exagerada necessidade de discretização espacial e temporal, resultando em tempo computacional proibitivo;
- vii. $k - \omega$ – foi capaz de prever adequadamente o campo de temperaturas quando comparado aos experimentos. Apresentou tempo computacional reduzido, instabilidades numéricas não foram observadas durante o processo de solução. Desta forma, julgou-se que este modelo matemático atendeu as necessidades das análises propostas e desta forma foi arbitrariamente selecionado. Uma descrição detalhada deste modelo matemático será descrito a seguir.

Vale ressaltar que, apesar deste estudo utilizar o mesmo código numérico e modelos de turbulência descritos no estudo de ANGELO (2013), a conclusão para o melhor modelo se diferem, apensar do foco da modelagem ser o mesmo (convecção natural). Porém, a maior diferença está na geometria do modelo, onde, para o presente estudo, trata-se de um micro canal onde a camada limite é extremamente relevante, enquanto que no estudo de ANGELO (2013), há maior espaço para o escoamento se desenvolver. Por este motivo, cada modelo deve ser testado para que sua escolha não seja arbitrária.

3.2.1 Modelo de turbulência de duas equações - $k - \omega$ padrão

A descrição e formulação deste modelo de turbulência foi baseado nos manuais do ANSYS CFX® e nos estudos reportados em trabalho científico de ANGELO, 2013.

O modelo $k - \omega$ foi inicialmente postulado por Kolmogorov em 1942, que introduziu o parâmetro fundamental para taxa de transferência de energia cinética turbulenta das grandes escalas para as pequenas escalas, denominado de ω por FREIRE, ILHA, COLA (2006). Nesta dissertação, o modelo $k - \omega$ utilizado foi o modelo de duas equações proposto por WILCOX,

1998 e devido a ser uma versão amplamente testada e que utilizada definição distinta daquela apresentada por Kolmogorov. O modelo de WILCOX, 1998 pressupõe que a escala de tempo em que ocorrem as dissipações turbulentas em razão das flutuações é proporcional a razão entre a taxa de dissipação turbulenta e a energia cinética turbulenta $\omega \propto \frac{\varepsilon}{k}$. Esta escala é denominada taxa de dissipação de energia por unidade de volume e tempo (ω).

As equações de transporte para as grandezas k e w são respectivamente indicadas nas Equações (9) e (10). As constantes α'_1 , β'_1 , σ_k , $\sigma_{\omega 1}$ possuem valor respectivamente igual a 0,09, 5/9, 0,075, 2 e 2, μ_t é obtido pela Equação (11), P_k é definido pela Equação (12) e $P_{\omega b}$ é definido pela Equação (13).

$$\rho \frac{\delta k}{\delta t} + \rho \frac{\delta}{\delta x_i} (\bar{U}_i k) = \frac{\delta}{\delta x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\delta k}{\delta x_i} \right] + P_k + P_{kb} - \beta' \rho k \omega \quad (9)$$

$$\rho \frac{\delta \omega}{\delta t} + \rho \frac{\delta}{\delta x_i} (\bar{U}_i \omega) = \frac{\delta}{\delta x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_{\omega 1}} \right) \frac{\delta \omega}{\delta x_i} \right] + \frac{\omega}{k} [(\alpha'_1 P_k + P_{\omega b}) - \beta'_1 \rho k \omega] \quad (10)$$

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (11)$$

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (12)$$

$$P_{\omega b} = P_{kb} = g_i \frac{\mu_t}{\sigma_\theta} \frac{\delta \bar{T}}{\delta x_i} \quad (13)$$

3.3 Verificação e validação do modelo matemático

Segundo BERKAMPF e TRUCANO (2008), o processo de Verificação e Validação (V&V) de um código de CFD pode ser uma tarefa árdua e muitas vezes impossível para alguns estudos. Porém, como o software ANSYS CFX[®] traz em sua documentação mais de 270 *benchmarks* verificados (ANSYS, 2005), diversos fenômenos não precisam ser novamente validados.

Porém, segundo AIAA, 1998; ASME, 2006, pode-se entender que o processo de verificação e validação de um modelo numérico é definido como:

Verificação: Provê a evidência ou substantifica que o modelo matemático, que é derivado de um modelo conceitual, é resolvido corretamente por um código computacional.

Validação: Provê a evidência, ou quantifica o quão próximo um modelo numérico consegue prever os fenômenos físicos nos pontos de interesse. Tal comparação e consequentemente afirmação, cabe uma margem de interpretação de um profissional, assim como uma comparação com outras simulações feitas por outros pesquisadores e comparação com dados experimentais.

Desta maneira, a verificação e validação são etapas fundamentais na modelagem numérica, e cabe ao usuário diminuir as fontes de imprecisão. As maiores fontes de desvios durante a verificação são: (i) densidade inadequada de malha, (ii) discretização temporal inadequada, (iii) procedimentos iterativos que não atingiram a convergência adequada frente a precisão preestabelecida, (iv) truncamentos numéricos, (v) erros de programação e (vi) utilização equivocada de condições de contorno.

Devido à falta de alinhamento com os objetivos deste trabalho, uma discussão aprofundada sobre verificação e validação de modelos numéricos tridimensionais não cabe a esta dissertação, porém as boas práticas propostas por OBERKAMPF; TRUCANO, 2008, STERN et al., 2008 e WILSON et al., 2001 foram seguidas para diminuição de erros numéricos.

Assim, o item 3.5 será responsável pela descrição de como foi determinada a convergência na discretização espacial, o item 3.7 será responsável pela descrição da discretização temporal. A dupla precisão numérica foi utilizada para diminuição dos erros de truncamento em todas as análises.

A validação do modelo foi um dos objetivos deste trabalho, e contou com a comparação de experimentos realizados e outros códigos computacionais.

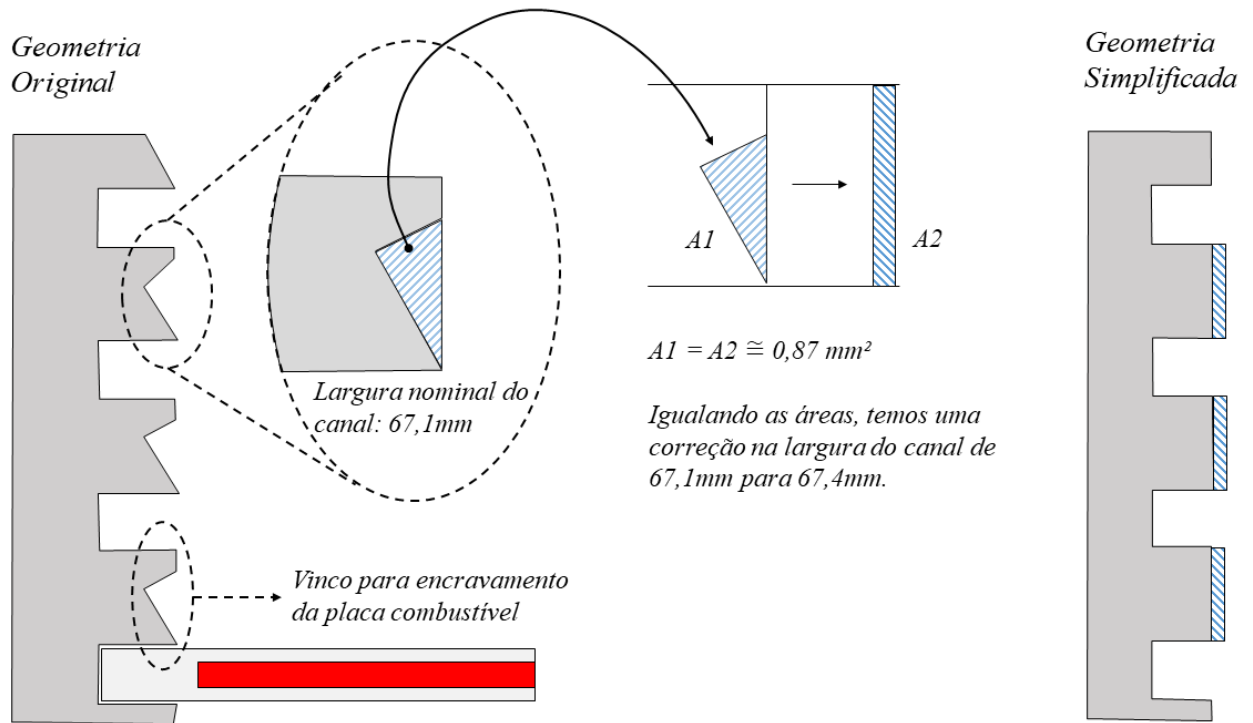
3.4 Domínio Computacional

O domínio computacional representa o volume de controle a ser estudado numa modelagem numérica. Em função da limitação computacional presente em qualquer computador, este domínio deve ser simplificado de maneira que não impeça a visualização de nenhum fenômeno físico, mas ao mesmo tempo deve-se ocultar detalhes que não contribuirão para análise e representem economia de tempo computacional.

Como visto na introdução desta dissertação, a modelagem numérica de acidentes tipo SLOFA em códigos unidimensionais frequentemente permeia a discretização de um ou vários elementos combustíveis, porém, a utilização deste mesmo domínio em CFD exigiria grandes capacidades computacionais que não estão disponíveis para este estudo. Desta maneira, de modo a simplificar o domínio a ser estudado e ao mesmo tempo criar um modelo matemático compatível com a capacidade de cálculo disponível, somente um canal de escoamento interno ao elemento combustível foi modelado.

O canal de escoamento em sua montagem final no elemento combustível apresenta detalhes que devem ser suprimidos ou modificados para economia de tempo computacional. Entre estes detalhes se encontra o vinco para encravamento das placas combustíveis na placa de suporte lateral (Figura 29), pois infere-se que devido a sua geometria em relação ao canal de escoamento, este não representaria uma mudança significativa da dinâmica de escoamento, mas ao mesmo tempo demanda um incremento na discretização do domínio, logo este foi modificado numa compensação de área, incrementando a largura do canal de escoamento de 67,1 milímetros para 67,40 milímetros.

Figura 29 - Detalhe do encravamento suprimido na análise.



Fonte: Autor

Desta maneira, visto que não existem mais diferenças geométricas entre os canais de escoamento, deve-se escolher um canal que possa ser modelado numericamente de modo que represente o comportamento do elemento combustível num acidente tipo SLOFA e este possa ser validado com a base experimental.

Entre os canais que possuem termopares no Elemento Combustível Instrumentado (ECI N°208), há 4 termopares para cada canal instrumentado. Sendo estes 2 canais laterais e um canal central.

Os canais de escoamento laterais apresentam muitas particularidades, entre elas, a ausência de uma refrigeração simétrica entre o canal interno e externo ao elemento combustível, devido ao fato de que o canal interno possui uma queda de vazão linear e espessura de 2,89 milímetros, enquanto que o canal entre os elementos combustíveis, que refrigera a face externa da placa combustível lateral, possui 4,45 milímetros e está sujeito a condição de livre abertura no núcleo, ou seja, a queda de pressão neste canal não é linear e é desconhecida. Desta maneira,

os resultados experimentais para estes canais são de difícil obtenção e necessitariam de diversos estudos para serem devidamente entendidos.

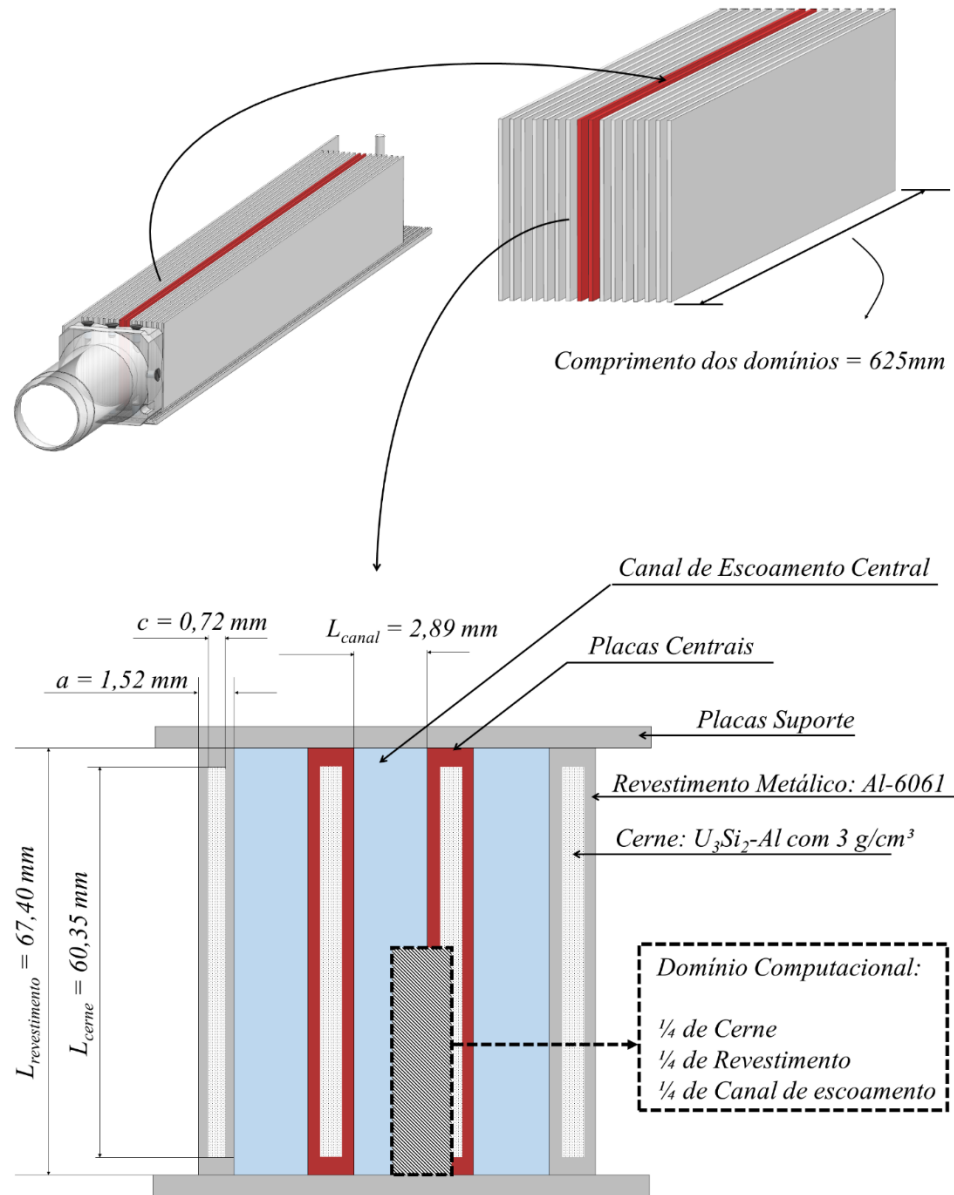
Em contrapartida, o canal de escoamento central é formado por duas placas combustíveis com geração de calor equivalente, o que minimiza os desvios de medição dos termopares, visto que por estar alocado entre duas placas combustíveis, a medição represente uma média de duas temperaturas de superfície. Outro ponto positivo se dá pela ausência de todos os efeitos não lineares de perda de carga dos canais laterais, o que simplifica a imposição de condições de contorno que representem o modelo físico deste canal. Desta maneira este canal foi selecionado para análise numérica desta dissertação.

A Figura 30 foi construída para ilustrar a localização do canal de escoamento central, assim como o domínio computacional a ser modelado.

O domínio foi concebido por um quarto do canal de escoamento, um quarto de revestimento e um quarto do cerne, desta forma, 1 domínio fluido e 2 domínios sólidos.

- O domínio fluido possui 625 milímetros de comprimento, 33,70 milímetros de largura e 1,445 milímetros de espessura devida dupla simetria geométrica.
- O revestimento de alumínio possui 625 milímetros de comprimento, 33,70 milímetros de largura e 0,76 milímetros de espessura devida dupla simetria geométrica.
- O cerne para geração de calor se encontra simetricamente alocado no interior do revestimento de alumínio, com 600 milímetros de comprimento, 30,175 milímetros de largura e 0,38 milímetros de espessura devida dupla simetria geométrica.

Figura 30 – Representação simplificada do domínio computacional.



Fonte: Autor

3.5 Discretização Espacial

Este trabalho utilizou o código comercial Ansys CFX[®] fazendo uso do método dos volumes finitos (MVF). O método consiste na divisão de um meio contínuo (domínio computacional) em pequenos volumes de controle. Este processo é denominado discretização

da região de interesse, gerando assim, a malha do domínio computacional. Assim, as equações diferenciais parciais serão resolvidas para cada volume de controle e com isso, em virtude de ser uma abordagem discreta, este induz erros que devem ser minimizados através de procedimentos de verificação.

Entre os trabalhos analisados para verificação da malha espacial e temporal, foi utilizado o trabalho proposto por STERN et al., 2008 e WILSON et al., 2001. Assim como explicado no trabalho de ANGELO, 2013, a metodologia consiste que o erro em razão da discretização espacial e temporal pode ser minimizado por um processo sucessivo de solução e refinamentos a razão predeterminadas (r_k), assim como definido pela Equação (14).

$$r_k = \frac{\Delta_k}{\Delta_{k+1}} = \frac{\Delta_{k+1}}{\Delta_{k+2}} = \frac{\Delta_{k+2}}{\Delta_{k+n}} \quad (14)$$

Sendo que Δ_k é interpretado como a quantidade de elementos da malha ou intervalo de passos no tempo $\Delta_k < \Delta_{k+1}$.

Ambos os pesquisadores sugerem a utilização de um valor constante de r_k igual a dois, porém, para pequenos modelos tridimensionais onde há necessidade de uma análise de sensibilidade maior, faz-se uso da razão de refinamento como aproximadamente $r_k \cong \sqrt{2}$.

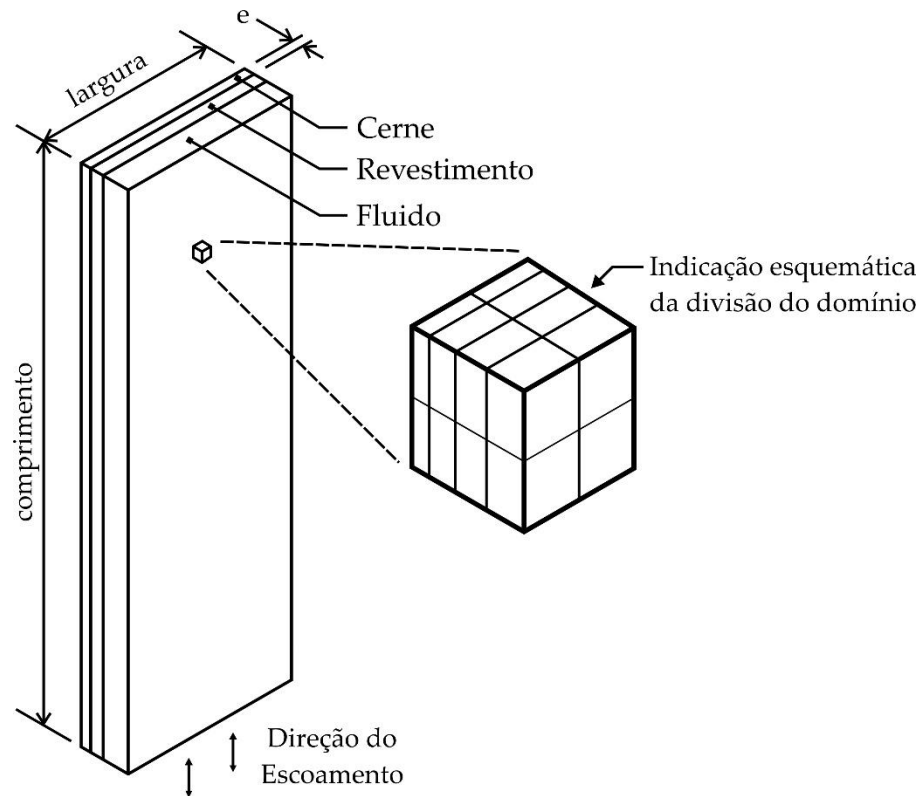
Deste modo, a solução numérica pode ser considerada independente da malha quando para os resultados analisados, para as mesmas condições de contorno, não apresentam variação significativa com o incremento no número de elementos.

3.5.1 Discretização dos domínios sólidos

Para os domínios sólidos apenas a equação da conservação da energia, ou seja, a equação da condução de calor. Sendo assim, este tipo de domínio não requer as mesmas necessidades numéricas que o domínio fluido, necessitando apenas de discretização suficiente para obtenção do perfil parabólico da geração interna de calor no domínio do cerne e equação linear para a condução de calor no domínio que compreende o revestimento.

O processo de discretização foi elaborado de modo que o incremento no número de elementos fosse obtido a partir do número de divisões de cada aresta do domínio (largura, espessura e comprimento), conforme indicado esquematicamente na Figura 31.

Figura 31 - Esquema de divisão de arestas para construção de malha volumétrica.



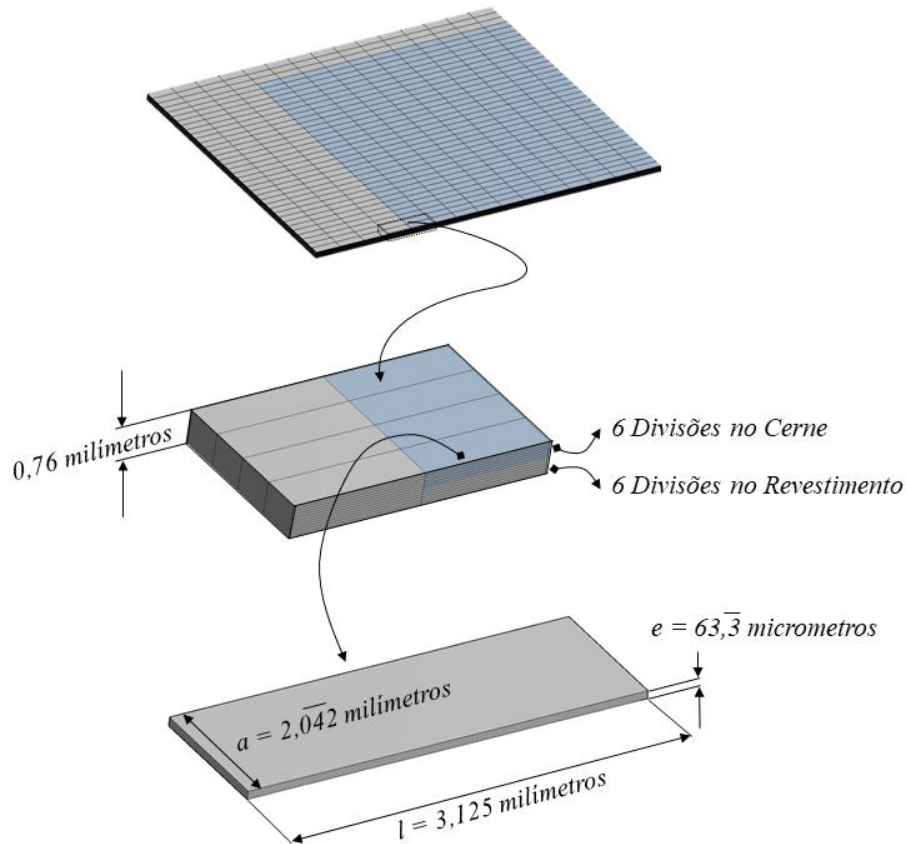
Fonte: Autor

Sendo o domínio do cerne discretizado com 30 divisões em sua largura, 192 em seu comprimento e 6 em sua espessura. O revestimento foi discretizado com 33 divisões em sua largura, 200 em seu comprimento e 6 em sua espessura. Tais divisões respeitam o contato perfeito entre todos os nós dos domínios sólidos.

Desta maneira, ambos os domínios são formados por elementos hexaédricos idênticos ao longo de todo o domínio. Uma representação ilustrativa é apresentada na Figura 32.

Pode-se observar que cada elemento possui 3,125 milímetros de comprimento (l), 63,3 micrômetros de espessura (e) e 2,042 milímetros de largura (a).

Figura 32 – Representação das malhas dos domínios sólidos: cerne (azul) e revestimento (cinza).



Fonte: Autor

3.5.2 Discretização do domínio fluido

Devido ao fato de que durante o acidente SLOFA o modelo matemático deve ser capaz de capturar todos os efeitos da convecção forçada para convecção natural, a discretização espacial deve resultar numa malha que atenda mutuamente as situações e ao mesmo tempo representar economia de tempo computacional.

Desta maneira, seis malhas hexaédricas estruturadas e não uniformes foram criadas dividindo a espessura, largura e comprimento com um número de elementos pré-estabelecidos. O incremento no número de elementos por aresta obedeceu a razão de $r_k \cong \sqrt{2}$. Assim, a Tabela 1 abaixo ilustra o número de divisões para cada aresta.

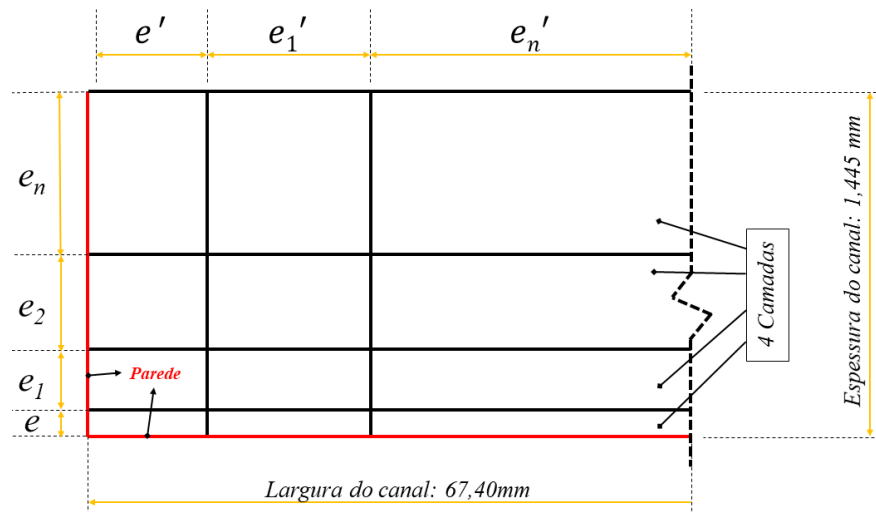
Tabela 1 – Número de divisões nas arestas do domínio fluido

	Malha 1	Malha 2	Malha 3	Malha 4	Malha 5	Malha 6
Espessura ($r_c = 10$)	4	5	7	10	14	20
Largura ($r_c = 30$)	11	15	21	30	43	60
Comprimento	75	106	150	211	298	420

Fonte: Autor

Porém, para correta discretização dos efeitos próximos a parede há necessidade de um considerável número de elementos. Com isso, as camadas da espessura e largura do canal devem se aproximar mais das paredes, utilizando assim, uma razão de crescimento pré-estabelecido. A Figura 33 ilustra para região próxima das duas paredes do canal de escoamento, um esquema simplificado de como se dá a razão de crescimento.

Figura 33 – Representação da razão de crescimento de elementos volumétricos.



Fonte: Autor

Para definir matematicamente como se dá a concentração de elementos próximo a uma superfície, tem-se um valor adimensional denominado como, fator de tendência (F_t). Que será responsável por calcular a razão de crescimento (r) entre os elementos ilustrados pela Figura 33, para um determinado número de divisões (n). A relação destes fatores é calculada pela Equação (15).

$$r_c = F_t^{\frac{1}{n-1}} \quad (15)$$

Uma vez definida a razão de crescimento (r_c) entre as camadas, pode-se calcular a espessura da primeira camada pela Equação (16).

$$l_1 = \frac{L}{\sum_{i=0}^{n-1} r^i} \quad (16)$$

Sendo, L a espessura total de uma aresta e i o índice do somatório.

A indicação do número de elementos é apresentada na Tabela 2 e o resultado visual para a discretização desta parte do domínio é apresentado na Figura 34.

Tabela 2 – Número de elementos do domínio fluido, cerne, revestimento e total

	Malha 1	Malha 2	Malha 3	Malha 4	Malha 5	Malha 6
Nº de elementos no Fluido	4200	8220	22319	63568	179396	504000
Nº de elementos no cerne e revestimento	89586					
Nº total de elementos	93786	97806	111906	153156	269252	593856

Fonte: Autor

Para verificação da independência da malha para ambos os regimes de escoamento, há necessidade de uma dupla verificação.

Para o regime de convecção forçada, há escoamento de um valor 2% inferior vazão média entre canais, resultando em 0,36145 kg/s. Tal estimativa foi adotada conforme o estudo de TAESUNG; GARLAND, 2006.

Para definição da geração interna de calor, sabe-se que um canal de fluido é aquecido por duas faces de duas placas combustíveis. Assim, a geração interna de calor obedece ao total transferido ao fluido, sendo este de aproximadamente 6971W. Tal valor será explicado no item 3.7. O uso do modelo $k - \omega$ se faz presente em ambas as situações.

Os parâmetros analisados para o regime de convecção forçada são: o coeficiente de transferência de calor médio (\bar{h}), o número de Reynolds (Re), a diferença de pressão entre a região inferior e superior do domínio (ΔP) e temperatura máxima no revestimento (T_{max}). A influência do incremento do número de elementos para as variáveis supracitadas é apresentada na Figura 35.

O número de Reynolds médio (\overline{Re}), isto é, utilizando as propriedades do escoamento médias, é calculado conforme Equação (17).

$$\overline{Re} = \frac{\bar{\rho}\bar{v}D_h}{\bar{\mu}} \quad (17)$$

Sendo, $\bar{\rho}$ a densidade média do fluido em transporte, \bar{v} a velocidade média do fluido, D_h o diâmetro hidráulico do canal de escoamento e $\bar{\mu}$ a viscosidade dinâmica do fluido.

O cálculo do diâmetro hidráulico se dá pela Equação (18).

$$D_h = \frac{4A_e}{P_m} \quad (18)$$

Sendo, A_{placa} a área da superfície de um lado de uma placa combustível e p o perímetro molhado na seção transversal de escoamento. O que resulta no valor de 5,54 milímetros.

O coeficiente médio de transferência de calor (\bar{h}_{placa}) foi calculado conforme Equação (19).

$$\bar{h}_{placa} = \frac{\bar{q}''_{placa}}{(\bar{T}_{placa} - \bar{T}_{ref})} \quad (19)$$

Sendo, \bar{q}''_{placa} o fluxo de calor médio na placa combustível, \bar{T}_{placa} a temperatura média da superfície da placa combustível e \bar{T}_{ref} a temperatura de referência (32,7°C).

Para o processo de convergência do regime de convecção natural as condições de contorno são definidas em: abertura para livre escoamento na face inferior e superior e geração interna de calor proporcional a uma potência constante de 550W, valor este equivalente ao primeiro instante após o desligamento do reator, ou seja, 7,7% da potência média acumulada antes do desligamento. Sabe-se que esta potência é diminuída ao longo do tempo e trata-se de

uma condição conservadora frente ao período total do acidente. As demais condições são análogas as da convecção forçada, assim como os mesmos critérios de solução e convergência.

Os parâmetros analisados contemplam o termo fonte devido ao empuxo (Sm), o coeficiente médio de transferência de calor (\bar{h}), o adimensional y^+ (que será explicado no item 3.6), o número de Nusselt médio e o número de Rayleigh.

O número de Nusselt médio é calculado conforme a Equação (20).

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{h}_{placa} D_h}{\bar{k}_{fluido}} \quad (20)$$

Sendo, \bar{k}_{fluido} a condutividade térmica do fluido.

O número de Rayleigh médio é definido como o produto do número de Grashof (Equação (21)), pelo número de Prandtl (Equação (22)), expresso assim, pela Equação (23).

$$\overline{Gr} = \frac{g\beta(\bar{T}_{sup.} - \bar{T}_{Inf.})D_h^3}{\bar{\nu}^2} \quad (21)$$

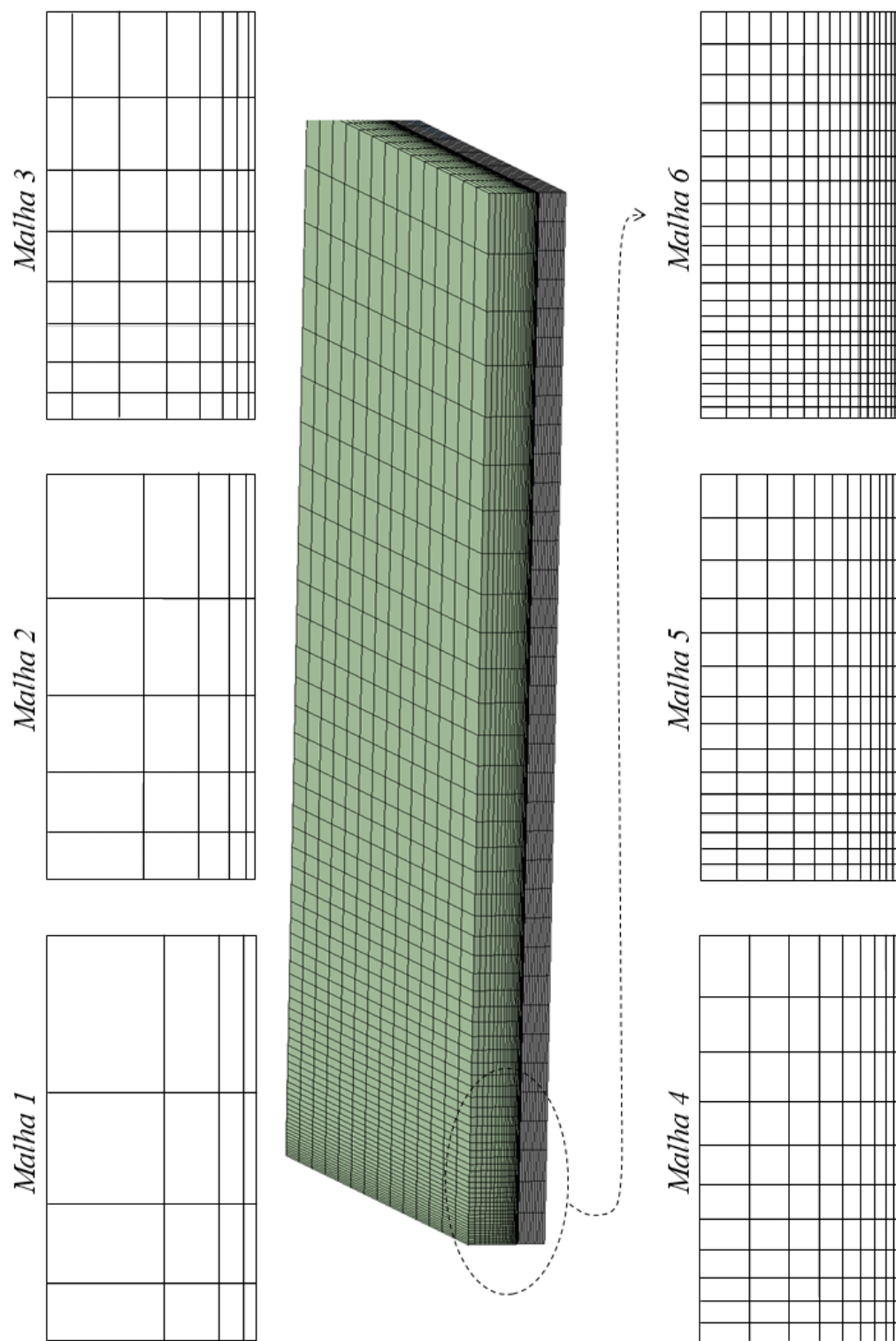
$$\overline{Pr} = \frac{\bar{C}_p \bar{\mu}}{\bar{k}_{fluido}} \quad (22)$$

$$\overline{Ra} = \overline{Gr} \cdot \overline{Pr} \quad (23)$$

Sendo, \overline{Gr} o número de Grashof médio, \overline{Pr} o número de Prandtl médio, g a gravidade, β o coeficiente de dilatação volumétrica do fluido, $\bar{\nu}$ a viscosidade cinemática média do fluido e \bar{C}_p o calor específico a calor constante médio do fluido.

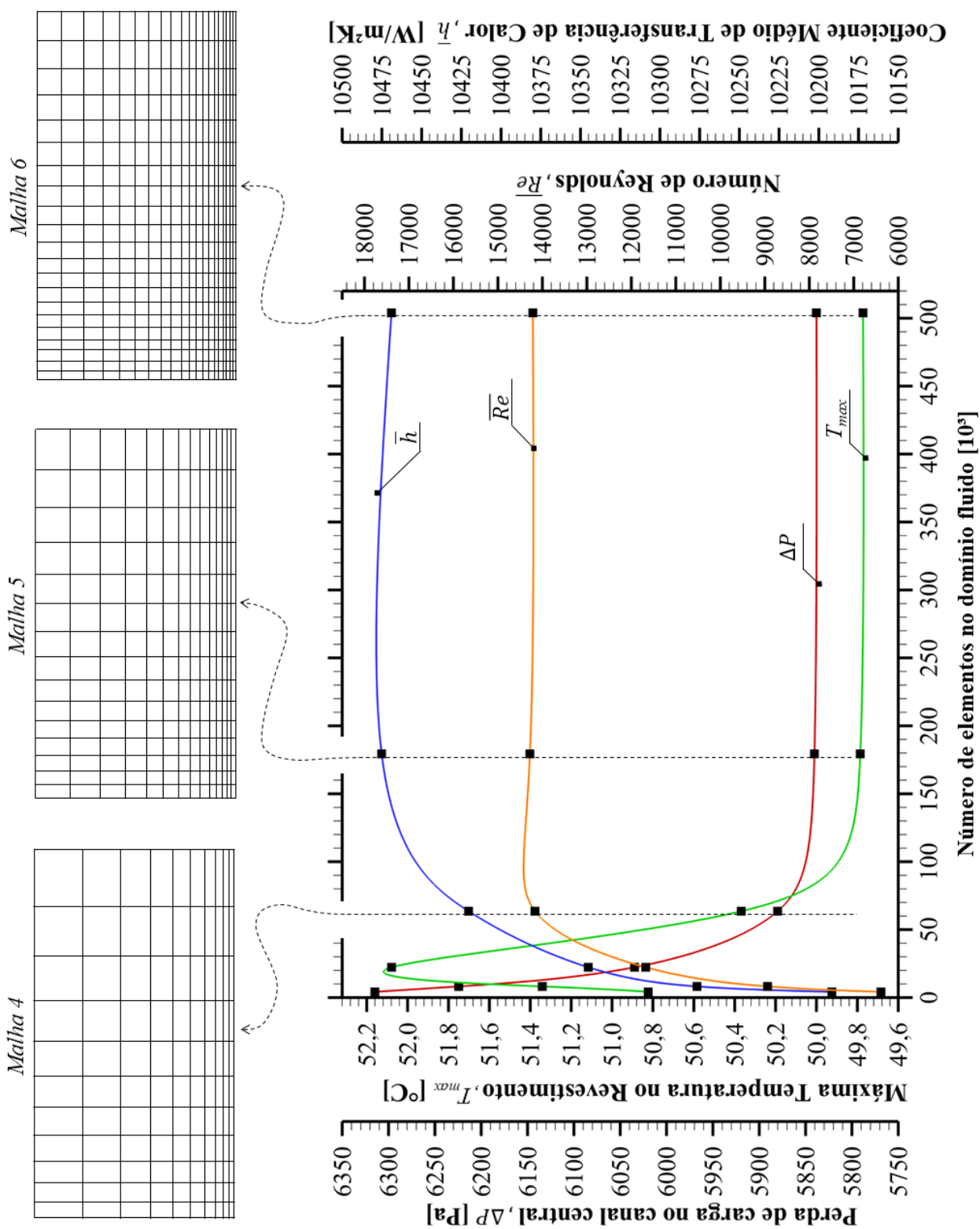
Para as variáveis independentes e arbitrariamente selecionadas é possível observar que estas tendem a se tornar constantes com o incremento da quantidade de elementos (Figura 36). Embora seja visualizada uma ligeira divergência em algumas propriedades na verificação da convecção natural, não se verifica variação superior a 0,2% para nenhuma propriedade selecionada. Deste modo, a discretização da malha N°6 foi escolhida para modelagem numérica desta dissertação.

Figura 34 – Representação da malha volumétrica na região das paredes para o canal do fluido.



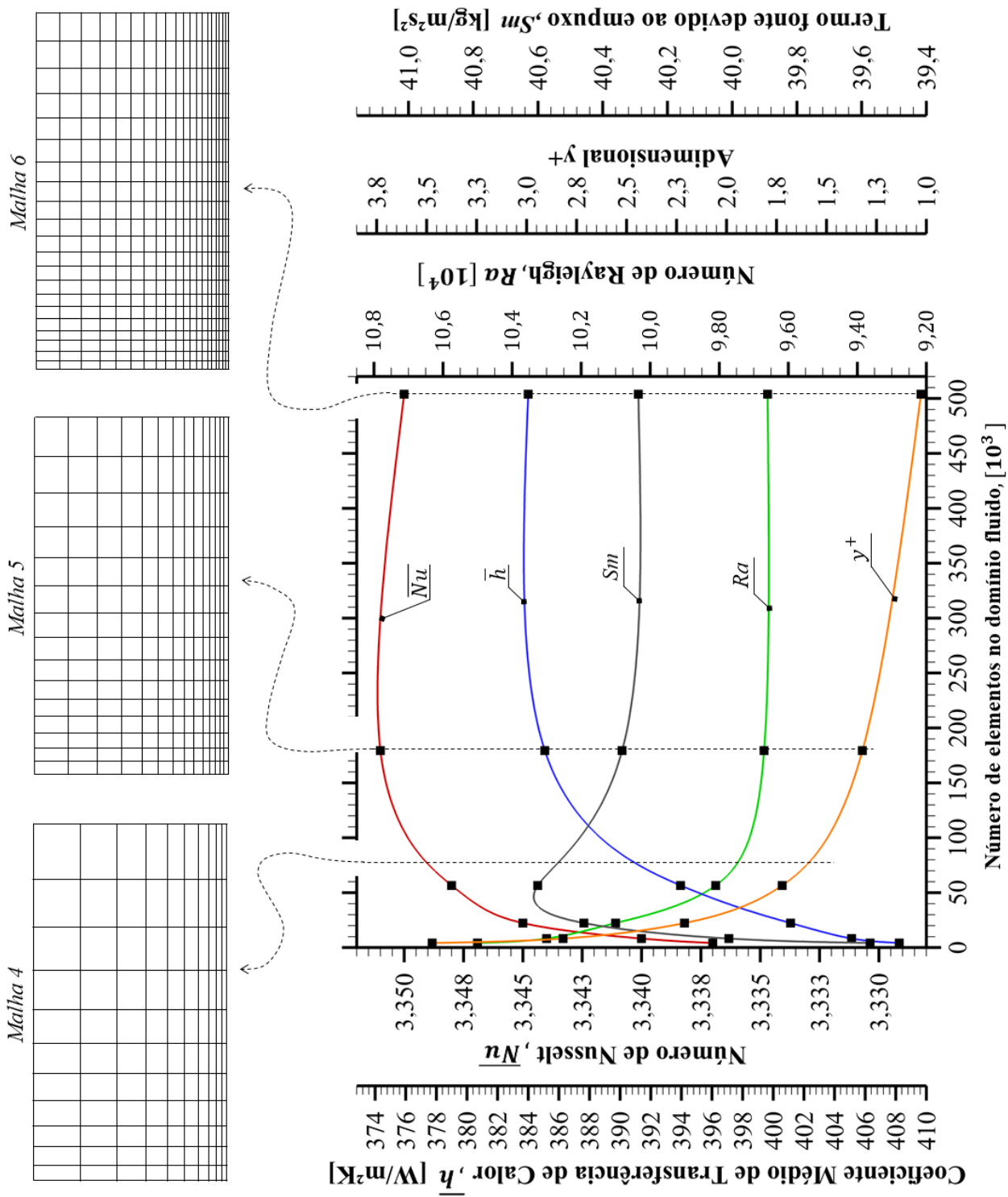
Fonte: Autor

Figura 35 - Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial do domínio fluido para regime de convecção forçada para uma potência constante de 6971W.



Fonte: Autor

Figura 36 - Verificação da dependência dos resultados em função da discretização espacial do domínio fluido para regime de convecção natural para uma potência constante de 550W.



Fonte: Autor

3.5.3 Discretização nas regiões próximas das paredes

Entre os objetivos desta dissertação está a análise do fenômeno da inversão de fluxo, ou seja, a transição da convecção forçada descendente para convecção natural ascendente. Portanto, há estrita necessidade de obediência ao princípio da aderência descrito por WHITE (1991) e consequente elevação do gradiente das grandezas nas proximidades da parede, deste modo, a discretização nesta região precisa conter densidade elevada de elementos a fim de capturar adequadamente os efeitos da camada limite.

Segundo ANGELO, 2013, os perfis de velocidade para escoamentos nas proximidades de parede são contabilizados por duas variáveis adimensionais: u^+ Equação (24) e y^+ Equação (25).

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} \quad (24)$$

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (25)$$

Sendo, U_t a velocidade paralela a parede, u_τ a velocidade de atrito viscoso Equação (26) e y é a distância entre a parede e um ponto qualquer perpendicular a ela.

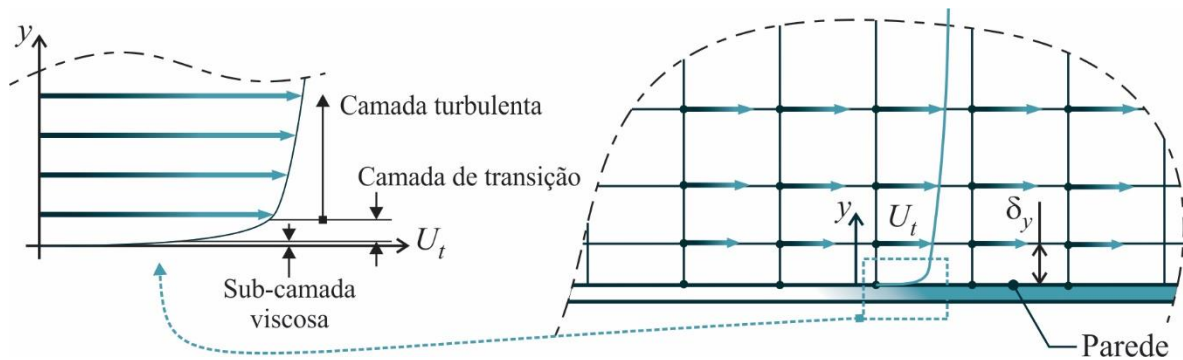
$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (26)$$

Sendo, τ_p a tensão de cisalhamento na parede.

Com a finalidade de capturar os perfis de velocidade e a dinâmica da transferência de calor em simulações numéricas, há necessidade da correta discretização para capturar adequadamente as camadas limite. Como a maioria dos códigos comerciais de CFD modificam a variável y^+ , conforme indicado na Equação (27). A principal diferença está na substituição de y por δ_y , que representa a distância entre o nó situado sobre a parede e o primeiro nó adjacente, assim como ilustrado pela Figura 37.

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau \delta_y}{\mu} \quad (27)$$

Figura 37 - Esquema da discretização espacial para captura de camada limite



Fonte: (ANGELO, 2013)

O valor máximo da variável y^+ foi acompanhado no decorrer do processo de convergência numérica espacial. A influência desta variável pode ser observado na Figura 36 e atingiu valor máximo de 1,03 para uma potência de 550W constante.

Portanto, como esta potência é equivalente aos primeiros segundos após o desligamento do reator ($\sim 7,7\%$) e este tende a diminuir conforme a Figura 14, menores valores de velocidade serão promovidos pela convecção natural e conseqüentemente, valores inferiores de $y^+_{MÁX}$ serão calculados. Portanto, é seguro afirmar que o modelo matemático possui resolução suficiente para a discretização ser capaz de obter adequadamente os gradientes adversos nas proximidades de parede.

3.6 Discretização Temporal

A ferramenta computacional utilizada escreve as equações discretas para problemas transientes na forma explícita e deste modo, simulações transientes devem garantir que o passo temporal utilizado seja suficiente para evitar instabilidades numéricas e capturar o fenômeno físico.

Para determinar um passo de tempo que seja capaz de prever os efeitos da convecção natural, foi necessário verificar o número de Courant máximo em todo o domínio computacional para cada instante de tempo, Equação (28).

$$Co_{Max} = \bar{U}_i \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \quad (28)$$

Uma vez que a discretização espacial foi definida conforme critérios já estabelecidos (item 3.5), o número de Courant se relaciona diretamente ao passo temporal e a ordem de grandeza do campo de velocidade. O processo para determinação do passo temporal adequado a solução transitória foi realizado através de metodologia análoga a discretização espacial. Porém desta vez, diminuindo um passo no tempo fixo a uma razão pré-determinada.

O número de Courant máximo foi acompanhado desde o surgimento da convecção natural até a diminuição de seus efeitos e foi determinado como adequado quando este atingiu o valor inferior a um. Com isso, a Tabela 3 ilustra para cada passo no tempo o número de Courant máximo observado na convecção natural, assim como o tempo demandado para o cálculo de cada análise transiente.

Tabela 3 – Discretização temporal e número de Courant máximo durante a convecção natural e tempo computacional requerido por simulação

Passo Temporal [s]	Número de Courant Máximo	Tempo de cálculo
1,000	185,00	4,5 horas
0,500	86,50	6,2 horas
0,100	10,60	9,1 horas
0,050	5,30	60 horas
0,010	1,06	82 horas
0,005	0,53	164 horas

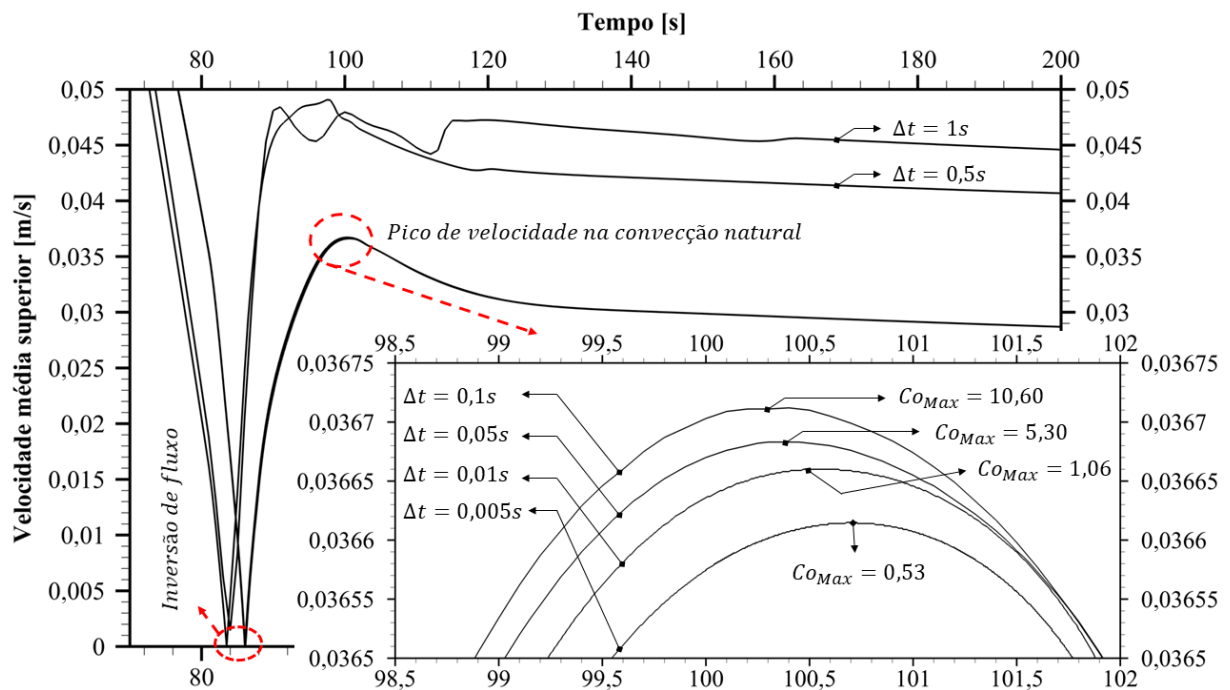
Fonte: Autor

As simulações foram conduzidas em um servidor do Centro de Engenharia Nuclear (CEN), localizado no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares. Este dispositivo possui dois processadores Intel Xeon X5690 e 48GB de memória RAM.

A discussão completa e detalhada dos resultados finais foi realizada nos itens 4 e 5 desta dissertação, todavia, as Figuras 38 e 39 não representam o resultado final deste estudo, apenas ilustram a influência do processo de discretização temporal nos resultados.

A discrepância nos resultados para os passos temporais de 1 s e 0,5 s é significativa, em virtude da similaridade dos intervalos subsequentes. Com a utilização de intervalos de tempo menores ou iguais a 0,1 s é possível observar comportamento semelhante das curvas de velocidade em função do tempo. Apesar de não ser observado diferença significativa nos resultados, a análise prosseguiu até que o número de Courant máximo observado no pico de velocidade fosse menor que a unidade, ou seja, de 0,005 s conforme ilustrado no detalhe da Figura 38.

Figura 38 – Comparação de resultados para velocidade no processo de discretização temporal.

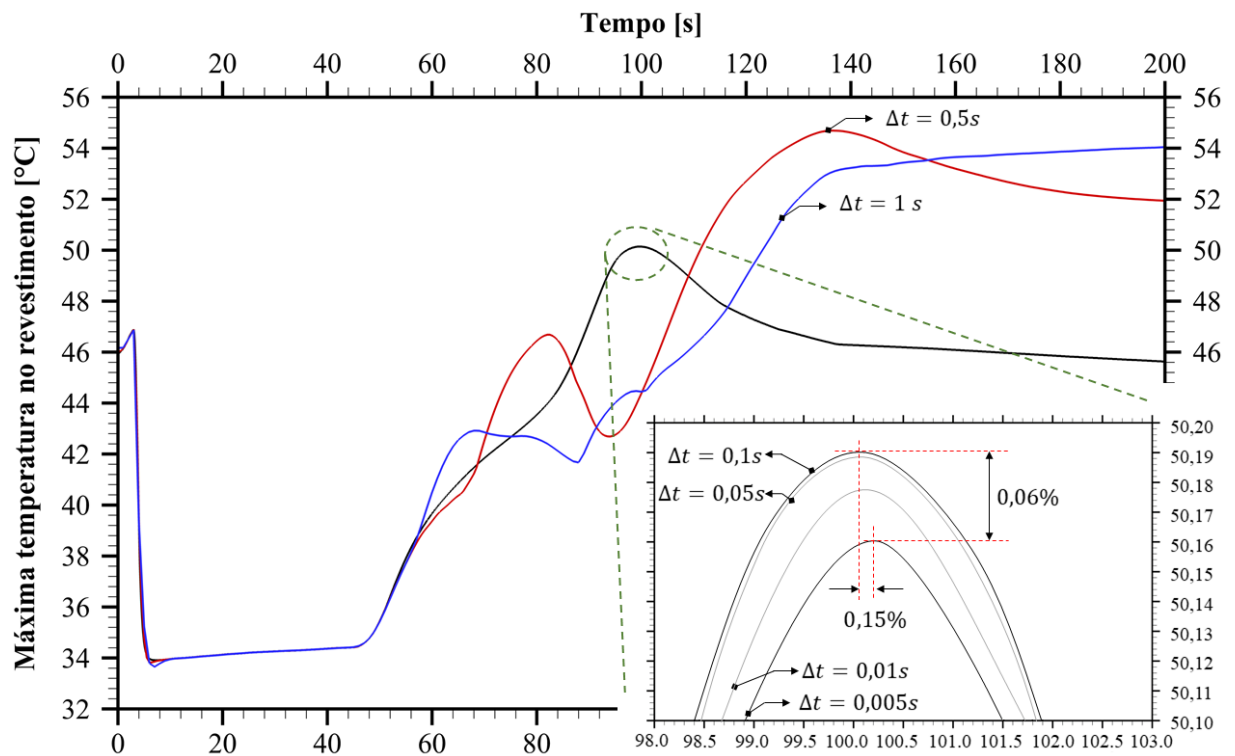


Fonte: Autor

Para apresentar a diferença dos resultados no domínio sólido, a temperatura máxima no revestimento é ilustrada pela Figura 39 para todo o período em análise. Novamente, é possível observar discrepância para os intervalos de tempo de 1 s e 0,5 s, porém observa-se que para um número de Courant inferior a 10,6 o comportamento gráfico torna-se semelhante para os demais passos temporais. Apenas a título de curiosidade, comparando a resposta temporal entre o número de Courant máximo igual a 10,6 e 0,53, observasse que a variação percentual entre picos máximos para o tempo é de 0,15% e a variação na indicação da temperatura máxima nestes mesmos picos é de 0,06%. Observa-se que para um número de Courant máximo inferior a 0,53

as curvas tendem a coincidir e desta forma o passo temporal de 0,005 s constante foi utilizado para todas as demais simulações transientes.

Figura 39 - Comparação de resultados para temperatura máxima no revestimento no processo de discretização temporal.



Fonte: Autor

Desta maneira, obedecendo as recomendações de STERN et al., 2008 e WILSON et al., 2001, onde a variação da resposta desejada apresenta variações inferiores a 0,2% em relação a resposta anterior, definiu-se que o passo no tempo de 0,005 segundos é suficiente para atender aos critérios da discretização temporal.

3.7 Condições de contorno do regime permanente

Para correta inicialização da simulação em regime transitório, foi necessário obter o comportamento em regime permanente frente as condições experimentais.

Devido à dificuldade de modelar numericamente um elemento combustível completo, as condições devem ser adaptadas para que a modelagem do canal central seja possível. Com

isso, uma vez conhecida a potência do reator (3,5MW) e o número de placas combustíveis no núcleo (408 placas), obteve-se a quantidade de calor média gerada por placa (8578W), que é a mesma transferida para cada canal de escoamento.

Desta maneira, admitiu-se que a quantidade de calor média transferida para os 17 canais internos do ECI é de 145.3 kW. Porém, dados experimentais apresentaram que para uma vazão de 6,27 kg/s e diferença de temperatura interna do fluido de 4.88°C, obtém-se uma transferência de 127.9kW. A razão entre a quantidade teórica e experimental de calor transferido ao fluido é determinada como fator radial calculado pelo viés térmico, que resultou em 0,877.

Porém, o fator radial é previamente calculado pelo viés da física de reatores (neutrônica) como a média dos fatores axiais de todas as placas combustíveis apresentado pela Figura 15, com imprecisão de 10% segundo as recomendações de RAS, 1998b, 1998a, resultando em 0.945 ± 0.095 . Logo, o fator radial térmico (0.877) está dentro dos limites teóricos pré-estabelecidos.

Com isso, admitiu-se a quantidade de calor gerada em seu interior (127.9kW) é proporcional aos fatores apresentados pela Figura 15. Logo, considerando uma transferência média de calor para os canais do fluido do próprio ECI (7976W), pode-se obter a quantidade de calor transferida para o canal central pela proporção dos fatores axiais médios para cada grupo de placas combustíveis, o que resulta no aquecimento do fluido do canal central em 6971W.

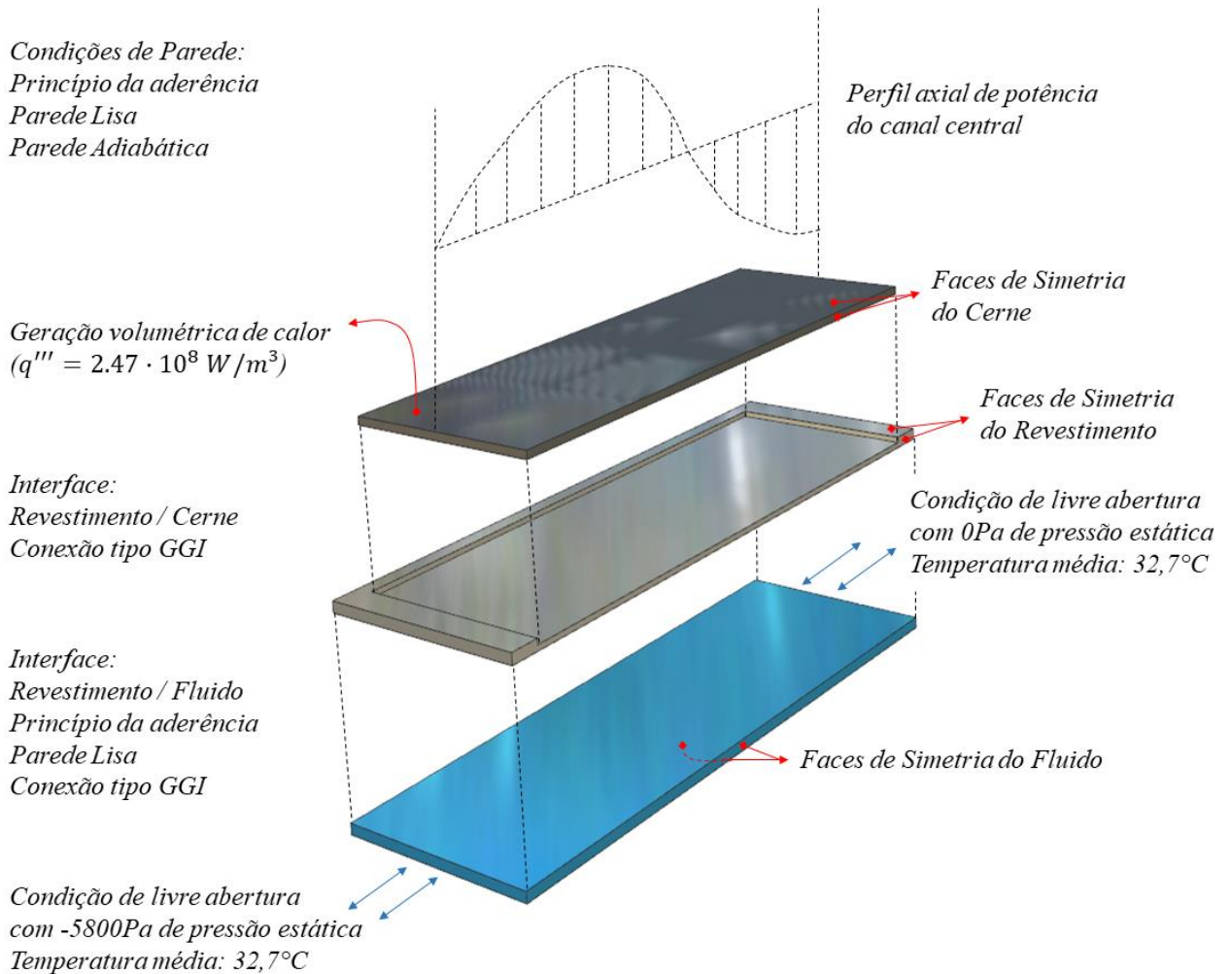
Uma vez conhecido a dinâmica do escoamento no interior de um EC análogo ao EC do reator IEA-R1 pelos estudo de TAESUNG; GARLAND, 2006 será admitido que a vazão no canal central é 2% inferior a uma média simples, resultando em 0,36145 kg/s. Logo, a diferença de temperatura entre a entra e saída do canal central é de 4.61°C.

Todas estas considerações permitem que os resultados numéricos sejam mais coerentes com os dados experimentais obtidos exclusivamente para o canal central, visto que a admissão de condições de contornos médias traria erros desnecessários a modelagem.

Com isso, as condições de contorno para o regime permanente são ilustradas na Figura 40 e descritas subsequentemente.

Figura 40 - Ilustração das condições de contorno para o regime permanente.

Pressão Hidrostática Média: 168064 Pa



Fonte: Autor

Condições de contorno para o domínio fluido:

- Pressão hidrostática média de 168064 Pa (absoluta);
- Temperatura do fluido de entrada: 32,7°C (obtido por dados experimentais);
- Todas as propriedades do fluido são obtidas segundo IAPWS-IF97 (WAGNER, W. ; KRETZSCHMAR, 2008) conforme disponível na biblioteca interna do ANSYS CFX®;
- Abertura Inferior: Condição de livre abertura com diferença de pressão de 5788 Pa (pressão estática) para equivalência a uma vazão 2% inferior à média.

- Abertura Superior: Condição de livre abertura com 0 Pa de pressão estática;
- Condição de dupla simetria ortogonal;
- Troca de calor nula nas paredes laterais e
- Princípio da aderência na interface Fluido/Revestimento.

Condições de contorno do Revestimento:

- Condição de dupla simetria ortogonal;
- Troca de calor nula nas paredes laterais;
- Condição de parede lisa na interface Revestimento/Fluido e
- A condutividade térmica do revestimento de $180 \left[\frac{W}{m K} \right]$ constante.

Condições de contorno do Cerne:

- A taxa volumétrica de calor foi inicialmente estimada em $2.47 \cdot 10^8 W/m^3$, que é equivalente produção de um balanço térmico de 6971 W que é proporcional as duas faces de aquecimento no canal de escoamento central. Esta potência foi determinada através de simulação adicional de um modelo hidráulico de um elemento combustível, cuja descrição completa é indicada no apêndice B;
- O valor da taxa volumétrica de calor é distribuído ao longo do eixo axial conforme a distribuição axial de calor descrito no item 2.5, Figura 15 (placas centrais)
- Condição de dupla simetria ortogonal e
- A condutividade térmica do material do cerne de $158 \left[\frac{W}{m K} \right]$ constante.

Hipóteses simplificadoras:

- (i) Perfil de distribuição axial de calor foi mantida constante durante toda simulação.
- (ii) Trocas térmicas por radiação foram consideradas desprezíveis.
- (iii) O domínio cerne promove uma geração de calor homogênea ao longo do eixo radial, visto que a dispersão de U_3Si_2-Al não é homogênea ao longo da placa e está sujeita aos efeitos da laminação (Figura 41) e efeitos indiretos ao longo da queima do combustível.

Figura 41 - Metalografia da placa combustível com efeito de laminação numa extremidade.



Fonte: Autor, adaptado de “Documento de qualificação do ECI-208”

3.8 Condições de contorno do regime transiente

Neste tópico serão apresentadas as condições de contorno utilizadas para a simulação transiente do acidente tipo LOFA. Com isso, as condições de contorno para o regime transitório são ilustradas nos itens subsequentes.

Condições de contorno do Fluido:

- Abertura Inferior: Condição de livre abertura com imposição da curva de perda de carga até os 87s, após este instante a condição é de livre abertura com 0Pa de pressão estática.

A curva de perda de carga foi determinada através de simulação adicional, com melhor descrição pelo Apêndice B.

Condições de contorno do Cerne:

- A taxa volumétrica de geração interna de calor é constante de $2.47 \cdot 10^8 \text{ W/m}^3$, até o 3º segundo, após isto o valor cai proporcionalmente a curva adimensional do calor de decaimento (item 2.4).
Vale ressaltar que após o desligamento, a curva do calor de decaimento decresce proporcionalmente a potência média do canal central frente a potência média acumulada ($\overline{P_0}$) de 131,7kW, ou seja, 7158W. Que é aproximadamente 3% superior à taxa em regime permanente de 3,5MW (6971W).
- As demais condições de contorno e hipóteses simplificadoras são idênticas as utilizadas no modelo em regime permanente.

3.9 Condições iniciais da análise transiente

A análise transiente possui inicialização com solução completa do domínio em regime permanente conforme supracitado no item 3.8.

3.10 Critérios de solução e convergência numérica

- (i) Para ambas as simulações, utilizou-se como critério de convergência os resíduos médios quadráticos, do inglês, *root mean square* (RMS), inferiores a 1×10^{-5} para a equação da conservação de massa, equação da conservação da quantidade de movimento e equação da energia.
- (ii) Passo no tempo constante de 0,005 s.
- (iii) Máximo de dez iterações para cada passo atingindo RMS inferior a 10^{-5} a equação da conservação de massa, equação da conservação da quantidade de movimento e equação da energia.
- (iv) Dupla precisão numérica para diminuição de erros de truncamento.

- (v) O conjunto de equações diferenciais parciais resolvidos pelo método dos volumes finitos foram expandidos em série de Taylor e como resultado disto é considerado até os termos de segunda ordem para grandezas convectivas, transientes e turbulentas.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados foram obtidos, analisados e apresentados em dois tópicos principais, sendo um dedicado ao regime permanente e o outro para a análise transiente (SLOFA). Alguns detalhes do escoamento foram destacados em sub-tópicos para melhor discussão de alguns fenômenos. Novamente, a base de dados utilizada neste trabalho é disponível em (IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480, 2015).

4.2 Análise dos resultados em regime permanente a 3,5MW

4.2.1 Distribuição de temperaturas e balanço térmico

Para cálculo de temperaturas do regime permanente a 3,5MW, foram considerados os 200 segundos antecedentes ao início do procedimento experimental. A Tabela 4 apresenta os resultados para os termopares do fluido (TF1 e TF11) e as devidas temperaturas de superfície (TC3, TC6 e TC10) experimentais, assim como uma comparação com as respostas numéricas. A diferença absoluta e desvio percentual entre os resultados numéricos e experimentais são apresentadas.

Tabela 4 – Comparação de medidas experimentais e numéricas para o regime permanente.

Medida	Numérico [°C]	Experimental [°C]	ΔT [°C]	Desvio [%]
TF1	32,7	$32,7 \pm 0,5^\circ\text{C}$	-	-
TC3	40,8	$37,7 \pm 0,5^\circ\text{C}$	3,1	8,2
TC6	46,0	$42,6 \pm 0,5^\circ\text{C}$	3,4	8,0
TC10	44,7	$42,0 \pm 0,5^\circ\text{C}$	2,7	6,4
TF11	36,9	$38,9 \pm 0,5^\circ\text{C}$	-2,0	5,1

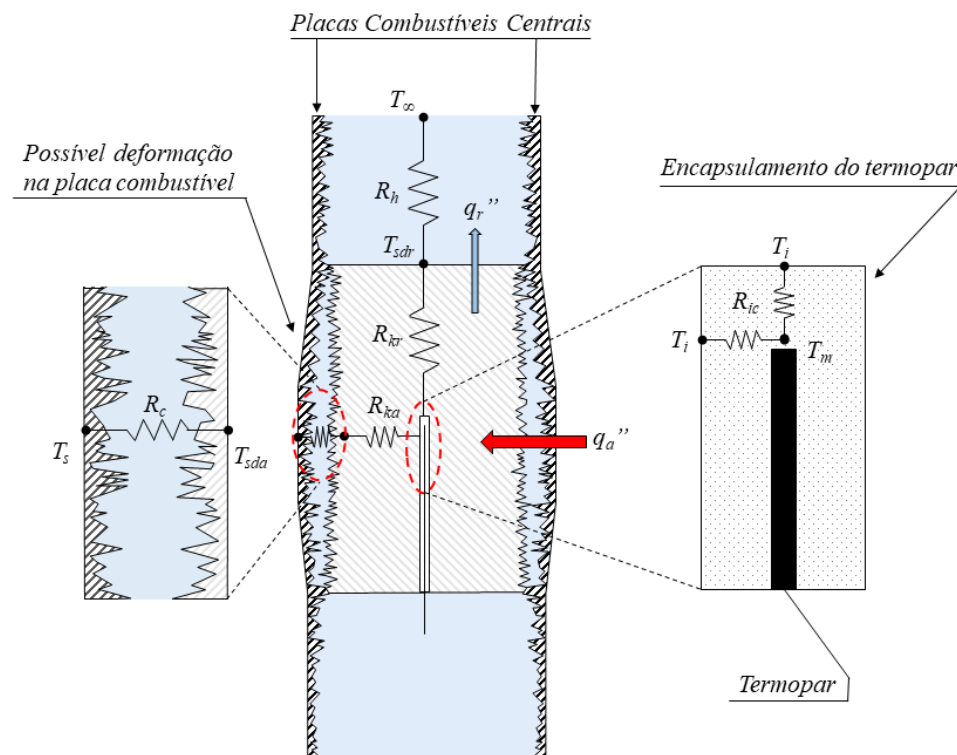
Fonte: Autor

Ao analisar as temperaturas de superfície (TC3, TC6 e TC10) observou-se que as diferenças entre os dados experimentais e numéricos estão entre $2,7^{\circ}\text{C}$ e $3,4^{\circ}\text{C}$ para as temperaturas de parede e de $2,0^{\circ}\text{C}$ para a temperatura do fluido para região do termopar do fluido (TF11).

A diferença de respostas apresenta um comportamento esperado, visto que o modelo térmico não foi balanceado a partir da temperatura de parede e sim pelo balanço térmico descrito no item 3.7. Este comportamento a priori indicou que o modelo matemático obteve comportamento global para a conservação de energia semelhante ao experimental, entretanto, realizando uma comparação primária e direta, conclui-se que este superestimou a temperatura superficial das placas.

Entre os motivos para tal, está no fato que o elemento combustível instrumentado possui termopares encapsulados dentro de pequenos discos de alumínio liga 6061 e estes são fixados por interferência entre as placas combustíveis. Este acoplamento apresenta inúmeras resistências térmicas (de condução, convecção e contato) e é melhor ilustrado pela Figura 42.

Figura 42 - Esquema de resistências térmicas associadas ao termopar.

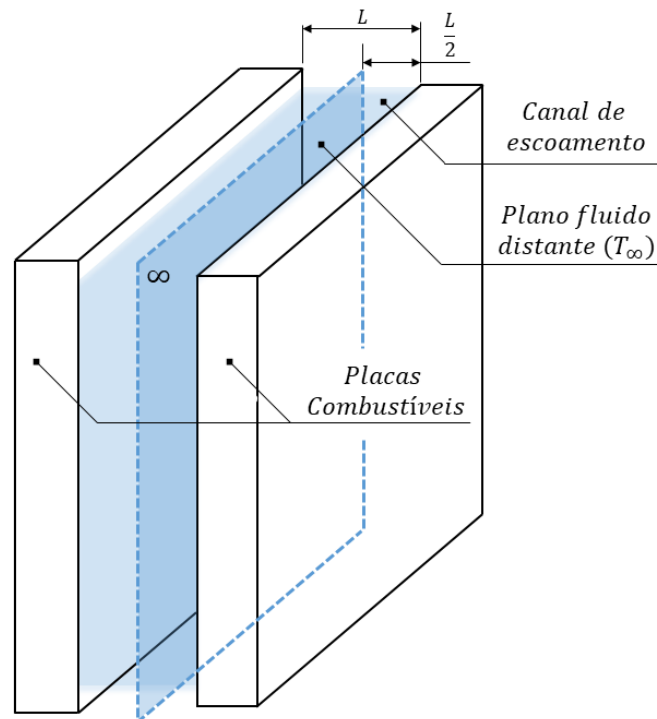


A resistência térmica de contato é função: (i) da pressão de contato promovido pela interferência entre o termopar e o encapsulamento, (ii) da pressão de contato entre o encapsulamento e as placas combustíveis, (iii) pela rugosidade média entre as superfícies, (iv) do fluido aprisionado entre as duas superfícies e (v) e da temperatura. Além disso, a resistência térmica a convecção promovida pelo escoamento direto no encapsulamento pode promover gradientes relevantes ao longo do volume do disco, o que pode trazer ainda mais incertezas ao acoplamento.

Portanto, tais fatores são difíceis de mensurar e validar, porém, com certeza são fatores que influenciam na comparação entre as temperaturas do termopar com as temperaturas de parede numérica. Logo, podem justificar a diferença de resposta obtida.

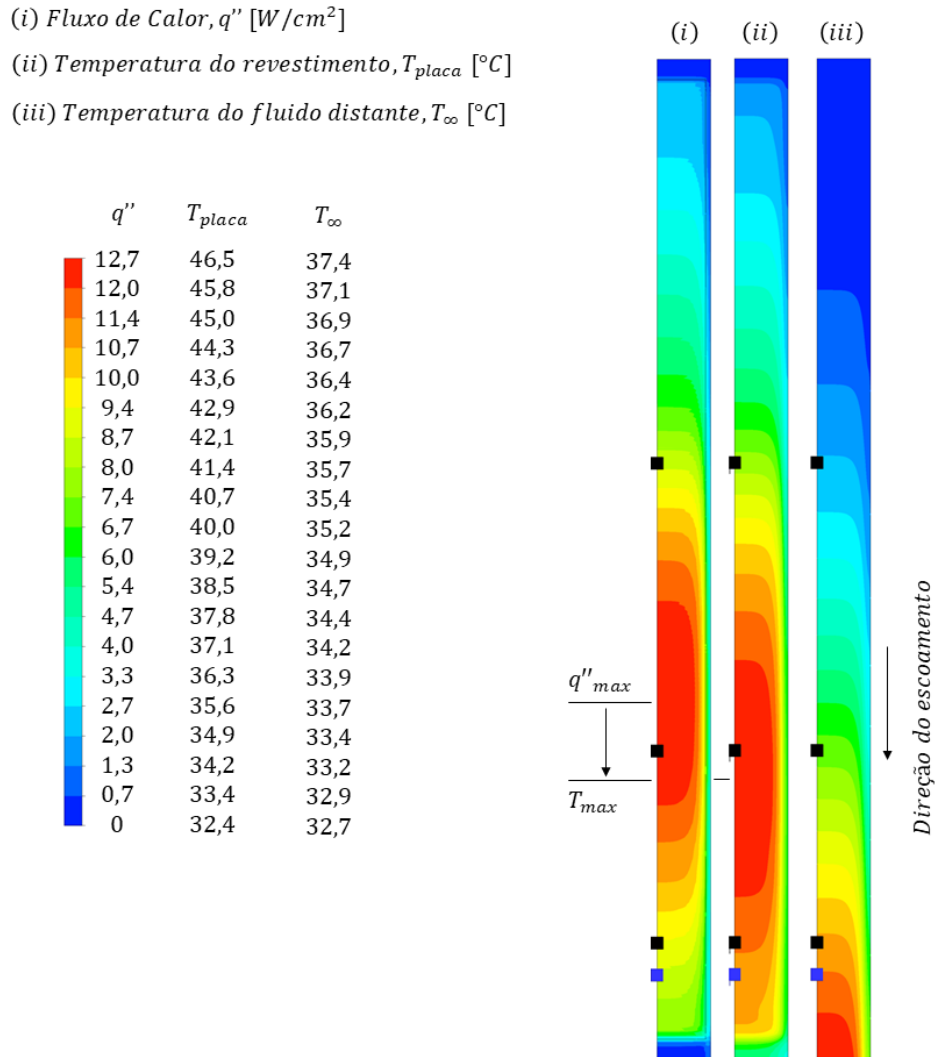
Para melhor visualização dos resultados em regime permanente como o fluxo de calor axial, distribuição de temperatura no revestimento e distribuição de temperatura no fluido distante (que se trata do plano médio entre as duas faces das placas combustíveis do canal central, Figura 43), a Figura 44 é apresentada.

Figura 43 - Ilustração do plano definido para captura da temperatura do fluido distante.



Para as temperaturas de superfície pode-se notar o nítido comportamento da distribuição axial de potência, porém há uma pequena defasagem no perfil de geração interna de calor (oriundo do cálculo neutrônico) com o perfil de temperatura, visto que o transporte de fluido acaba por gerar tal modificação entre os perfis. A região mais quente da superfície fica localizada analogamente a distribuição axial de temperatura, porém a distribuição de temperatura do fluido fica defasada conforme o sentido do escoamento. Os pequenos quadrados negros nas imagens representam a localização dos termopares TC3, TC6, TC10 e TF11, respectivamente.

Figura 44 - Mapa de cores para fluxo de calor, temperatura do revestimento e fluido distante em regime permanente.



4.2.2 Desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica

Segundo ÇENGEL; GHAJAR, 2012, a região de entrada em escoamentos forçados internos há o desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica (CLH) e camada limite térmica (CLT). Porém, o efeito de entrada da CLH acarreta em elevadas tensões de cisalhamento na parede (e conseqüentemente coeficiente local de transferência de calor) até a diminuição de seus efeitos no escoamento plenamente desenvolvido. Apesar de tal comportamento não ser visível nos mapas de cores da Figura 44, há necessidade de mensurar a partir de que momento o escoamento é plenamente desenvolvido, o que auxilia na comparação entre o cálculo numérico e metodologias empíricas.

Para tal verificação, oito linhas para captura dos perfis de velocidade foram construídas para a meia espessura e meia largura modeladas. As coordenadas em x para espessura, y para a largura foram adimensionalizadas obedecendo a magnitude de cada aresta, nomeadas de Ψ , Φ e indicadas nas Equações (29) e (30).

$$\Psi = \frac{x}{x_{max}} \quad (29)$$

$$\Phi = \frac{y}{y_{max}} \quad (30)$$

Sendo, x_{max} a espessura do meio canal (1,445mm), y_{max} a largura do meio canal (33,7mm).

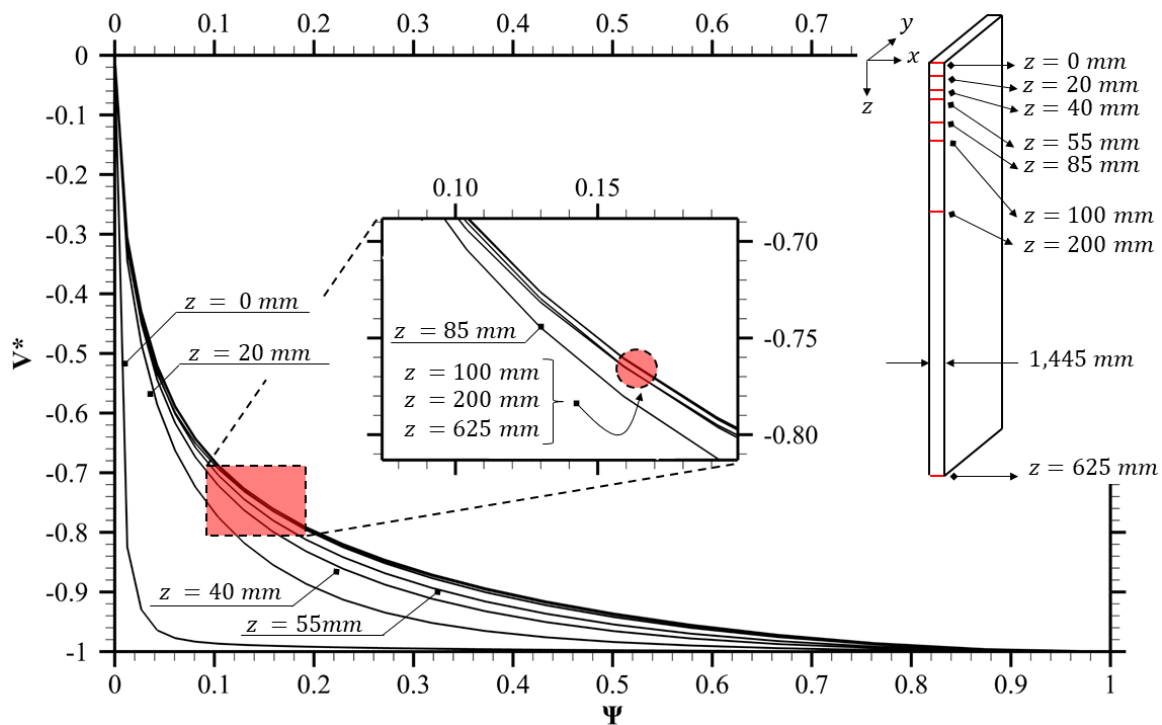
Após isso, os valores de velocidade foram adimensionalizados (V^*) conforme a Equação (31).

$$V^* = \frac{V}{V_{max}} \quad (31)$$

Sendo, V_{max} o valor de velocidade máxima para cada linha de captura, V o valor da velocidade em cada coordenada.

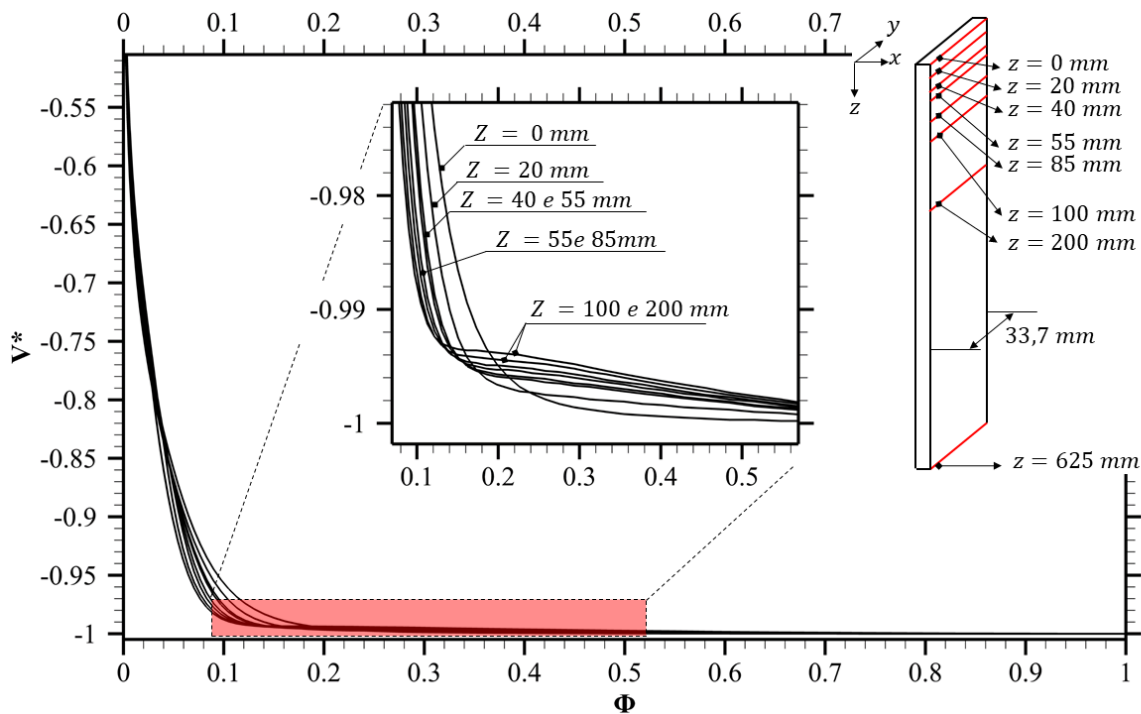
Uma vez conhecido os perfis da camada limite hidrodinâmica ao longo do eixo z , pode-se definir a partir de quantos diâmetros hidráulicos D_h o escoamento é dito como plenamente desenvolvido. A partir da interpretação dos resultados apresentados pela Figura 45 e Figura 46, há nítida mudança de comportamento desde a entrada até $z = 55mm$, porém, a partir de $z = 85mm$, já não é possível notar diferenças significativas no comportamento.

Figura 45 - Evolução adimensional da CLH para espessura do canal.



Fonte: Autor

Figura 46 - Evolução adimensional da CLH para largura do canal.



Fonte: Autor

Para estimar teoricamente o comprimento característico que o escoamento é plenamente desenvolvido, a formulação hidrodinâmica para o escoamento turbulento determinado por BHATTI; SHAH, 1987; ZHI-QING, 1982, é apresentado pela Equação (32).

$$L_{CLH,Turbulento} = 1,359 Re^{\frac{1}{4}} \quad (32)$$

Assim, esta formulação resulta que a partir de $14,9Dh$ o escoamento é plenamente desenvolvido. O que é bastante próximo do valor observado a partir dos valores numéricos, visto que em $z = 85mm$, ou seja, $15,3Dh$, não se observa mudanças nos perfis de velocidade. Assim, pode-se afirmar que ambas as metodologias de cálculo obtém resultados da mesma ordem de grandeza.

4.2.3 Propriedades do escoamento na convecção forçada (regime permanente)

O cálculo de parâmetros adimensionais na convecção forçada em condutos internos já é amplamente conhecido e necessário para estimar o comportamento termo-hidráulico. Com isso, os adimensionais de Reynolds médio, Prandtl, coeficiente médio de transferência de calor e Nusselt médio são devidamente calculados.

Com a utilização da Equação (17), o número de Reynolds médio resulta em 14213, evidenciando o escoamento turbulento no canal. O número de Prandtl, que é demonstrado na Equação (22) resultou no valor de 4,88, o que é compatível para o fluido em transporte. O coeficiente médio de transferência de calor (\bar{h}_{placa}) expresso pela Equação (19), resulta no valor de $10469 \frac{W}{m^2K}$. E assim, o número de Nusselt, calculado a partir da Equação (20), resulta no valor de 93,13.

Deste modo, podemos comparar o cálculo feito a partir das propriedades apresentadas numericamente, com o cálculo de correlações empíricas unidimensionais. Entre elas, está a clássica correlação de Dittus-Boelter (Equação 33), pois o estudo trata do escoamento forçado interno em um canal aquecido.

$$\overline{Nu} = 0,023 \overline{Re}^{0,8} P_r^{0,4} \quad (33)$$

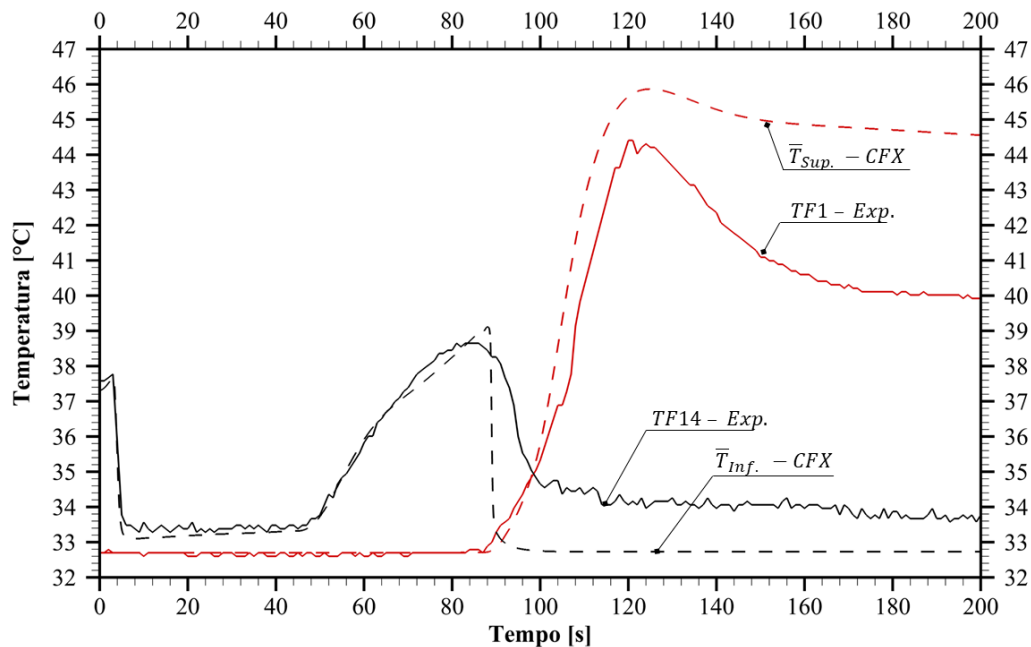
A correlação empírica indicada na equação 33, utilizou temperatura média do escoamento do canal para as propriedades termodinâmicas e termo físicas. O resultado para o número de Nusselt nesta condição é de 91,85, sendo este 1,4% inferior ao valor obtido pela simulação numérica.

4.3 Análise dos resultados em regime transiente (SLOFA)

4.3.1 Temperaturas do fluido

As temperaturas experimentais dos termopares $TF14_{Exp}$, (Temperatura média na saída do ECI) e $TF1_{Exp}$ (Temperatura média de entrada do ECI) são ilustradas na Figura 47 em conjunto com a sobreposição das curvas obtidas numericamente.

Figura 47 - Curvas de temperatura do fluido TF14 e TF1 (Experimental e Numérica).



Fonte: Autor

Para melhor compreender o comportamento das quatro curvas apresentadas, uma descrição a cada instante é apresentada abaixo:

Em $t = 0s$ é possível observar a equivalência das temperaturas do fluido devido ao fato de que o modelo numérico foi calibrado para uma diferença de temperatura de $4,6^{\circ}\text{C}$, enquanto que a curva experimental representa a média de todo o ECI, que é de $4,9^{\circ}\text{C}$.

De $t = 0s$ até $t = 3s$ há um incremento na temperatura devido à queda de vazão e geração constante de calor.

De $t = 3s$ até aproximadamente $t = 8s$ as temperaturas caem drasticamente devido ao desligamento do reator e a única fonte de geração de calor é o calor de decaimento.

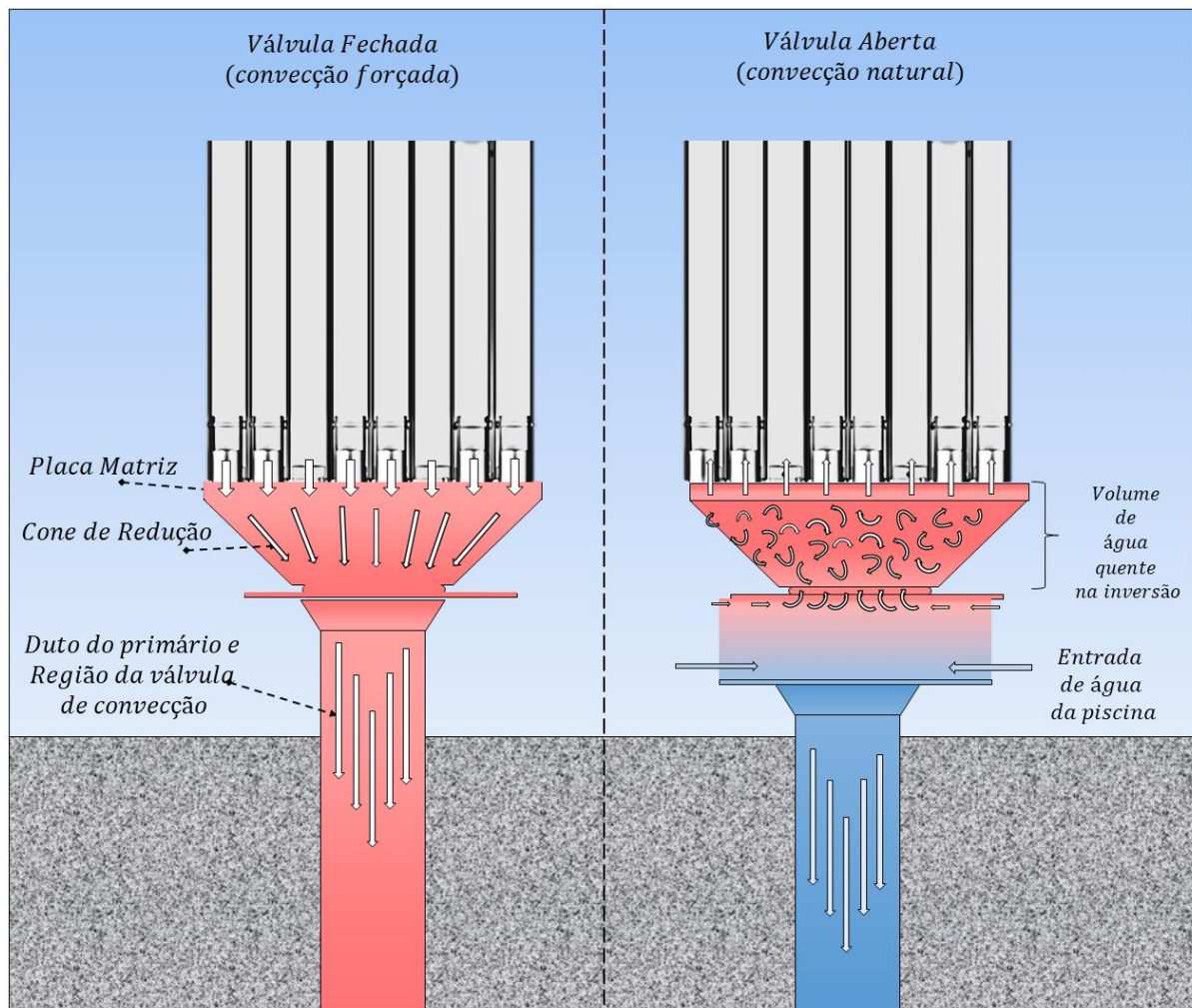
Até $t = 45s$ a temperatura cresce linearmente até a queda da válvula de convecção, situação em que as temperaturas apresentam uma maior taxa de crescimento até o surgimento da convecção natural.

Entre $t = 88s$ a inversão é registrada por $TF1_{Exp.}$ e $\bar{T}_{Sup. CFX}$ que apresentam um crescimento de temperatura. O que é bastante próximo do tempo da inversão no termopar $TF14_{Exp.}$, logo, a inversão não é um processo que ocorre da região inferior para superior, e sim um processo que surge a partir de toda a extensão da superfície do revestimento.

A partir deste momento, as temperaturas registradas na região inferior ($TF14_{Exp.}$) diminuem devido a abertura da válvula de convecção. Porém, a partir deste momento, o termopar $TF14_{Exp.}$ representa a temperatura de entrada no ECI e pode-se observar que a temperatura de entrada não é imediatamente igual a temperatura média da piscina ($32,7^{\circ}\text{C}$).

Isto se deve ao fato do modelo matemático não levar em consideração o volume de água quente, nem a complexa dinâmica de inversão que ocorre dentro do acoplamento placa matriz, cone de redução e válvula de convecção natural. Este efeito é ilustrado na Figura 48.

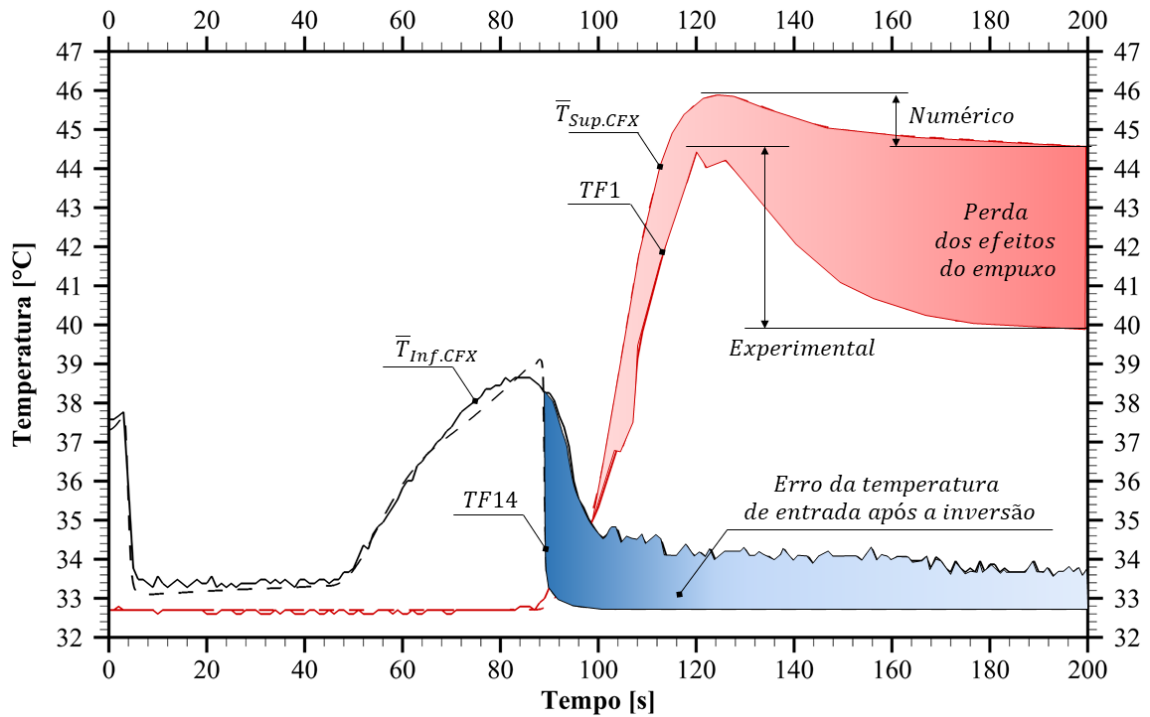
Figura 48 - Temperatura de inferior durante a inversão do escoamento.



Fonte: Autor

Desta maneira, devido à dificuldade em considerar numericamente tal comportamento, a temperatura de entrada numérica é fixada em $32,7^{\circ}\text{C}$, o que representa que o fluido com uma temperatura menor adentra no domínio computacional. Uma representação pela Figura 49 ilustra em azul o erro da temperatura de entrada após a inversão.

Figura 49 - Observações das curvas de temperatura TF14 e TF1 (Experimental e Numérica).



Fonte: Autor

Após o pleno desenvolvimento da convecção natural em $t \cong 120s$, as temperaturas começam a diminuir até que os efeitos da geração de calor de decaimento seja diminuta, onde num tempo infinito alcançará a temperatura do fluido de entrada.

Apesar da temperatura de pico na convecção natural para $\bar{T}_{Sup. CFX}$ ser aproximadamente $2^{\circ}C$ mais quente que o real, esta é conservadora por considerar a entrada de água a $32,7^{\circ}C$, logo, este valor tende a ser numericamente maior caso fosse considerado o efeito da Figura 48.

A fim de melhor explicitar os pontos de interesse da Figura 47, a Tabela 5 apresenta uma comparação dos valores de temperatura, instante no tempo e variação de respostas para o momento da inversão de fluxo (registrado pelo $TF14_{Exp.}$) e da ascensão dos efeitos da convecção natural (registrado pelo $TF1_{Exp.}$).

Tabela 5 - Resultados numéricos e experimentais para picos de temperatura do fluido e seus instantes.

Temperatura Inferior	Experimental ($TF14_{Exp.}$)	Numérico ($\bar{T}_{Inf. CFX}$)	Desvio
Temperatura	38,6°C±0,5°C	39,3°C	0,7°C
Tempo	87,0s	88,1s	+1,1s (atraso)
Temperatura Superior	Experimental ($TF1_{Exp.}$)	Numérico ($\bar{T}_{Sup. CFX}$)	Desvio
Temperatura	44,4°C±0,5°C	45,9°C	1,5°C
Tempo	121,0s	125,1s	+4,1s (Atraso)

Fonte: Autor

O momento da inversão do escoamento pode ser representado por $TF14_{Exp.}$ e $\bar{T}_{Inf. CFX}$, que apresentam desvio de 0,7°C atrasado em 1,1 segundos em relação ao experimental, o que demonstra ser um resultado bastante assertivo devido ao fato de ser diretamente relacionado a curva de perda de carga estimada no Apêndice B.

Quanto ao pico de temperatura oriundo da convecção natural ($TF1_{Exp.}$ e $\bar{T}_{Sup. CFX}$) este apresenta uma diferença de 1,5°C atrasado em 4,1 segundos em relação aos resultados experimentais. Entre os maiores motivos para tal diferença se encontra as incertezas associadas a própria curva do calor de decaimento, pelo fato de haver dificuldade numa comparação direta entre os resultados experimentais aos numéricos. Além disso, é possível notar pela Figura 49 que a perda dos efeitos do empuxo são otimistas para o código numérico, o que está diretamente relacionado ao fenômeno da Figura 48.

Uma outra maneira de analisar os efeitos da comparação direta de resultados está na construção de um gráfico da diferença de temperatura experimental entre os termopares ($TF1_{Exp.} - TF11_{Exp.}$) e ($TF1_{Exp.} - TF14_{Exp.}$), o que permite visualizar o comportamento da diferença de temperatura considerando o termopar de fluido ($TF11_{Exp.}$) e a média do ECI ($TF14_{Exp.}$). Estes dados são confrontados com as curvas de diferenças de temperatura numérica ($\bar{T}_{Sup. CFX} - \bar{T}_{Inf. CFX}$) e ($\bar{T}_{Sup. CFX} - TF11_{CFX}$).

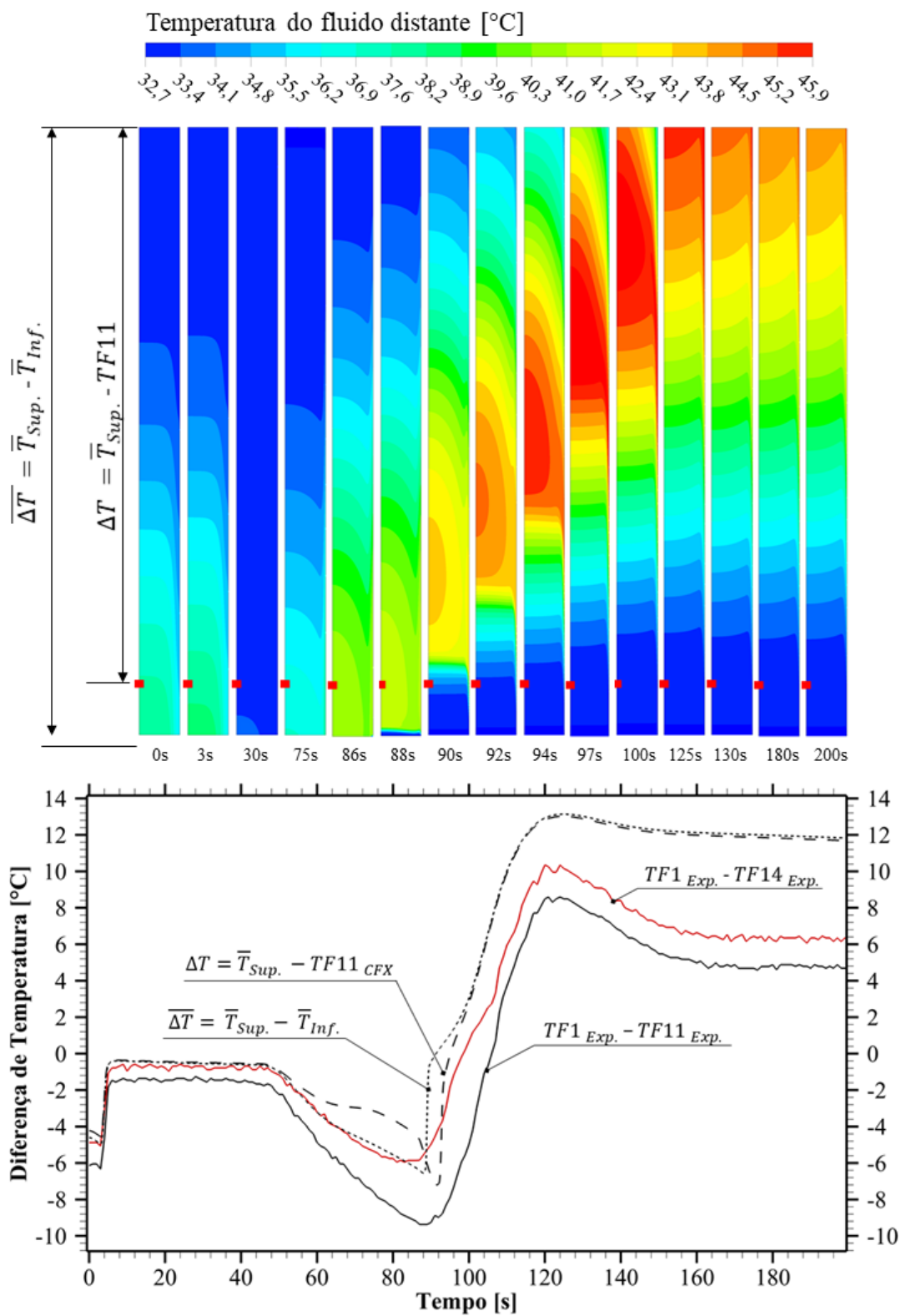
Deste modo, a Figura 50 ilustra as quatro curvas de diferença de temperatura e diversos mapas de cores para temperatura do fluido para um plano a 1,445m da superfície do revestimento (Figura 43). Vale ressaltar que, as curvas experimentais apresentam desvios de $\pm 0,7^{\circ}\text{C}$ devido a incerteza combinada da medida de cada termopar.

Numa abordagem inicial é possível observar os dois picos de temperatura, o primeiro em $t \cong 88\text{s}$ devido a inversão e o segundo em $t \cong 125\text{s}$ devida ao desenvolvimento da convecção natural. Ambos os resultados numéricos indicam a capacidade do código tridimensional em prever os fenômenos físicos associados, sendo bastante assertivo na predição do instante de surgimento de cada pico, assim como boa equivalência para temperatura apesar da impossibilidade de considerar todos os fenômenos associados a inversão.

Por fim, vale ressaltar que apesar da semelhança qualitativa e quantitativa dos resultados, as temperaturas $TF1_{Exp.}$ e $TF14_{Exp.}$ são pontuais dentro do ECI, enquanto que $\bar{T}_{Sup. CFX}$ e $\bar{T}_{Inf. CFX}$ representam temperaturas médias de duas superfícies.

Além disso, foi possível observar fortes indícios que as temperaturas de fluido de $TF11_{Exp.}$ representem a captura da temperatura de superfície na placa central pela diferença de resultado entre as próprias curvas experimentais após a inversão, visto que este seja um comportamento inconsistente pela proximidade que o termopar $TF11_{Exp.}$ está do termopar $TF14_{Exp.}$ (ou da região inferior), ou seja, não há comprimento de placa suficiente para que seja possível justificar a diferença de temperatura apresentada entre as curvas $TF1_{Exp.} - TF14_{Exp.}$ e $TF11_{Exp.} - TF14_{Exp.}$), logo, é possível que $TF11_{Exp.}$ esteja capturando temperaturas de superfície e não de fluido.

Figura 50 - Comparação de diferenças de temperatura para o fluido com mapa de cores para região mais distante do fluido.



4.3.2 Temperatura de Revestimento

Visto a dificuldade em comparar os dados numéricos aos experimentais para as temperaturas de fluido, a comparação das temperaturas de superfície não apresenta tantas incertezas após o desligamento do reator, visto que, mesmo em decorrência dos termopares estarem encapsulados em discos de alumínio, o fluxo de calor é muito inferior ao regime permanente da convecção forçada, logo, as resistências térmicas serão admitidas como desprezíveis e assim, facilitando a comparação.

A Figura 51 ilustra a sobreposição das respostas numéricas as curvas experimentais para os termopares TC3, TC6 e TC10. Na mesma figura há a ilustração do processo de desligamento (SCRAM) e mapas de cores para temperatura de superfície para os principais. Uma descrição detalhada é apresentada abaixo:

De $t = 0s$ até $t = 3s$, (Detalhe na Figura 51) é possível perceber um aumento sensível na temperatura para as curvas numéricas, visto que a quantidade de calor gerado é constante para um perda de aproximadamente 7% da vazão.

De $t = 3s$ até $t = 8s$ ocorre uma queda brusca nas temperaturas visto o desligamento do reator e conseqüentemente início da geração de calor de decaimento frente a elevada vazão que o primário ainda oferece no núcleo.

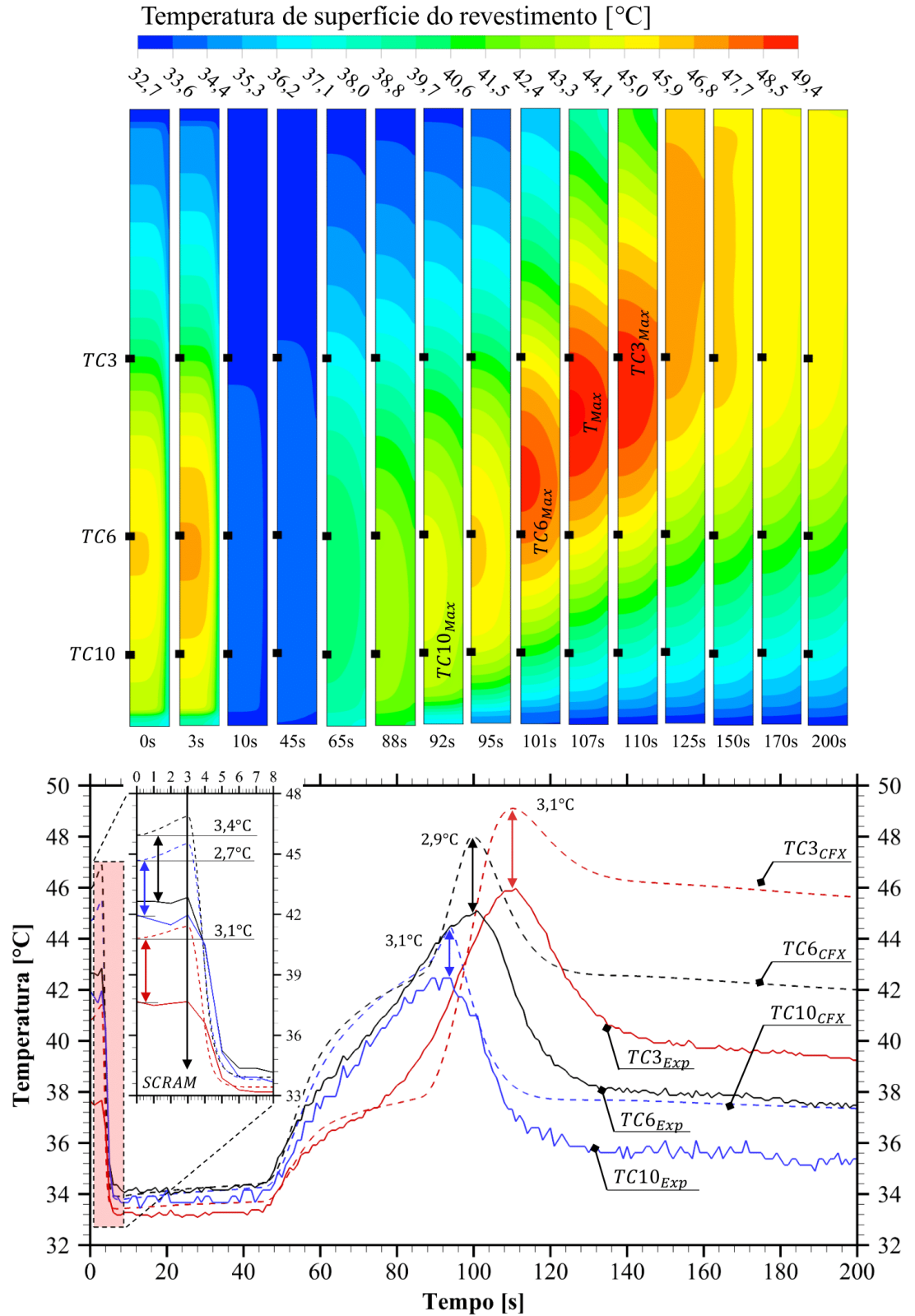
De $t = 8s$ até $t = 45s$ as temperaturas apresentam um aumento sensível, visto que apesar do diminuto calor de decaimento, este pode ser considerado constante frente a brusca queda da vazão, por este motivo as temperaturas apresentam um aumento linear.

A partir de $t = 45s$, a válvula de convecção abre e a vazão no núcleo é drasticamente reduzida, o que resulta numa mudança na taxa de aquecimento da placa combustível.

Em $t = 88s$, ocorre a inversão do escoamento e dá-se início a convecção natural. Com o seu pleno desenvolvimento, o aumento das temperaturas cessa e a queda das temperaturas é iminente frente a contínua redução na geração interna de calor.

Aos $t = 92s$ ocorre o primeiro pico de temperatura no termopar TC10, seguido do pico do TC6 aos $t = 101s$ e por último o termopar TC3 aos $t = 111s$.

Figura 51 - Resultados para temperaturas TC3, TC6 e TC10 com mapa de cores.



Fonte: Autor

Adicionalmente, a temperatura máxima é observada aos 107s, com 49,4°C, o que é inferior ao limite estabelecido como critério de segurança (95°C), de modo a evitar pontos de ebulição nucleada.

Pode-se observar que o código ANSYS CFX[®] foi plenamente capaz de prever os fenômenos físicos observados experimentalmente, além da perda dos efeitos do empuxo após os picos de temperatura numérico. Porém, para uma avaliação minuciosa vale a comparação do valor de temperatura dos picos de temperatura, assim o instante no tempo em que cada um surge frente aos valores experimentais. Para isso, a Tabela 6 é apresentada.

Tabela 6 – Resultados numéricos e experimentais corrigidos para picos de temperatura do revestimento e seus instantes.

Termopa r	Pico de Temperatura				Instante no Tempo		
	Exp. [°C]	CFX [®] [°C]	ΔT [°C]	<i>Desvio</i> _{ΔT} [%]	Exp. [s]	CFX [®] [s]	<i>Desvio</i> _{Δt} [s]
TC3	46,0±0,5°C	49,1	3,1	6,7	111,0	111,0	0,0
TC6	45,1±0,5°C	48,0	2,9	6,4	101,0	100,0	1,0
TC10	42,5±0,5°C	45,6	3,1	7,3	94,0	94,0	0,0

Fonte: Autor

Com a devida comparação dos resultados é possível avaliar que o código foi conservador na previsão dos efeitos da convecção natural, acarretando diferenças entre 2,9°C e 3,1°C que representa um desvio percentual médio de 6,8%, o que evidencia um avanço do uso de metodologias tridimensionais para análise de acidentes frente aos resultados divulgados pelo estudo de HAINOUN et al., 2014 que devido ao uso de códigos unidimensionais, apresentaram desvios de 7,2°C ($\pm 20\%$), conforme ilustrado pela Figura 6. O que evidencia a capacidade dos códigos tridimensionais de prever uma variedade maior de efeitos frente a correlações empíricas.

4.3.5 Propriedades do escoamento na convecção natural

De modo a observar o regime permanente da convecção natural, o coeficiente médio de transferência de calor, o número de Nusselt e o número de Rayleigh foram adimensionalizados a partir de $t = 150s$, onde verificou-se o regime permanente para convecção natural. Logo, as propriedades são apresentadas pelas Equações de (34) a (36), respectivamente

$$h_{placa}^* = \frac{\bar{h}_{placa}(t)}{\bar{h}_{placa_{150s}}} \quad (34)$$

$$Nu^* = \frac{Nu(t)}{Nu_{150s}} \quad (35)$$

$$Ra^* = \frac{Ra(t)}{Ra_{150s}} \quad (36)$$

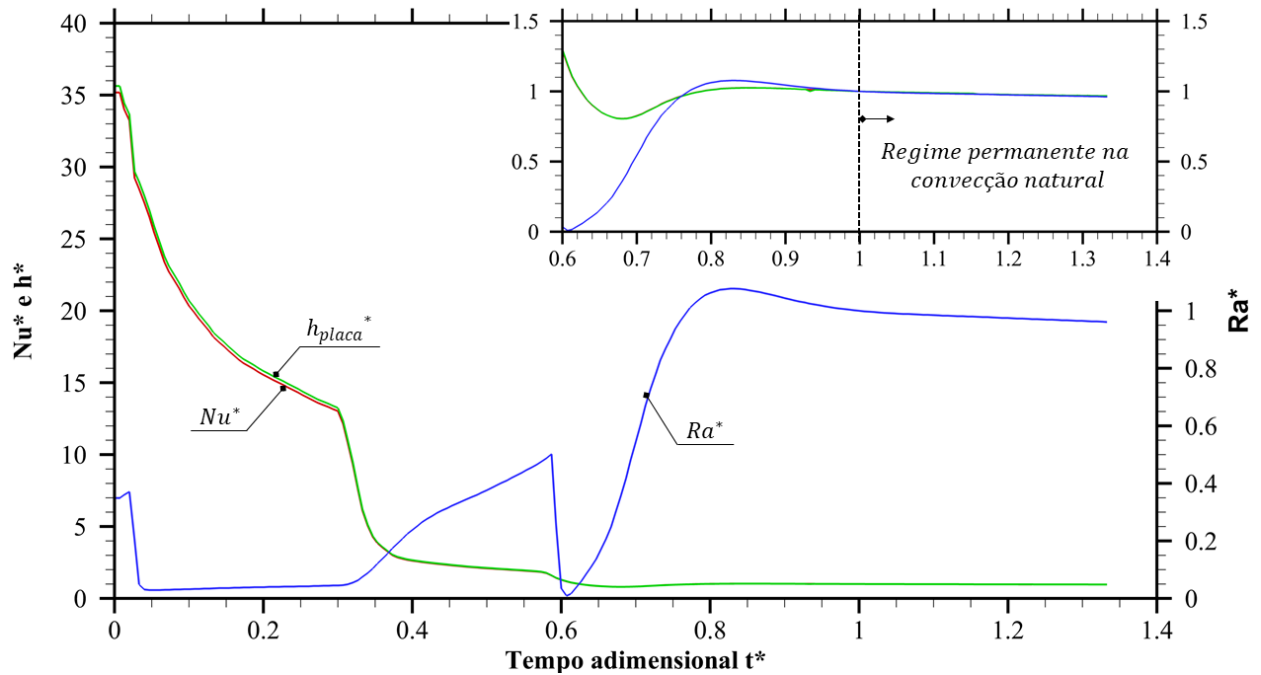
Sendo h_{placa}^* , Nu^* e Ra^* os valores adimensionalizados.

O tempo adimensional (t^*) também foi incluído para melhor representar o exato instante do regime permanente, pela Equação (37).

$$t^* = \frac{t}{150s} \quad (37)$$

Desta maneira, a Figura 52 ilustra os parâmetros supracitados para todo regime transiente.

Figura 52 - Regime permanente na convecção natural.



Fonte: Autor

Os valores para h_{placa}^* , Nu^* e Ra^* para $t^* = 1$, ou seja, em $t = 150s$, resultam em valores de $291 \frac{W}{m^2K}$, 2,55 e $6,7 \cdot 10^4$ respectivamente.

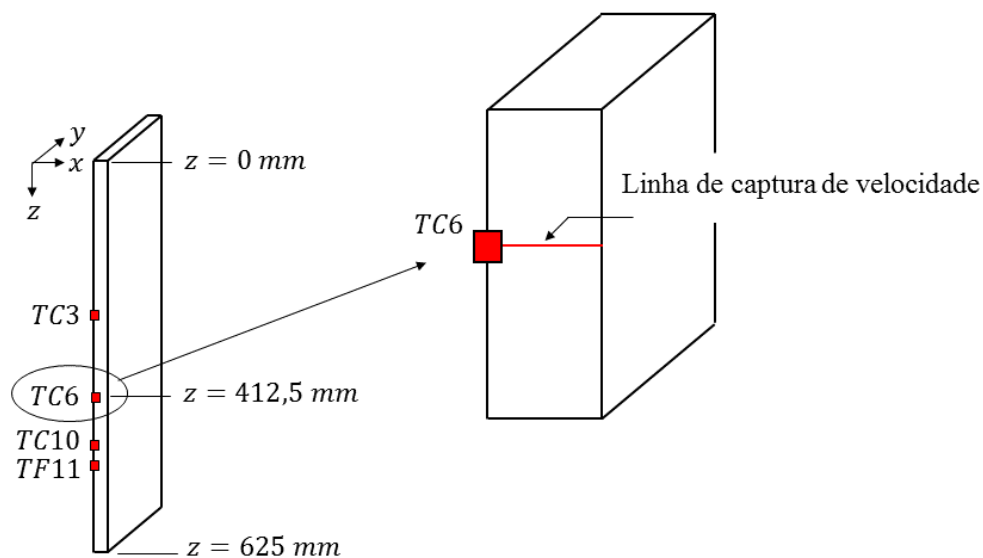
Um importante fato a ser mencionado relativamente na baixa ordem de grandeza para o número de Nusselt a partir de $t^* = 0,8$, indicando que a condução pura é o principal meio de transferência de calor, comportamento este coeso visto que o canal de escoamento trata de uma fina camada de fluido (2,89mm) com velocidade média ascendente de 2,5cm/s.

A ordem de grandeza para o número de Rayleigh em regime permanente na convecção natural é abaixo do intervalo expresso na literatura para um comportamento turbulento $10^6 < Ra < 10^9$ (ÇENGEL; GHAJAR, 2012), com isso, evidencia-se que, apesar de existir a transferência de calor pela convecção natural, a condução é o principal meio de transferência de calor.

4.3.6 Detalhes da dinâmica do escoamento na inversão

Para melhor compreender como ocorre a inversão do escoamento aos 87 segundos numéricos, uma ilustração apresentada na Figura 53 representa a localização de uma linha para captura de velocidade, perpendicularmente a localização do termopar TC6, visto que este apresenta os maiores gradientes de temperatura e ilustram com maior facilidade os fenômenos que devem ser discutidos.

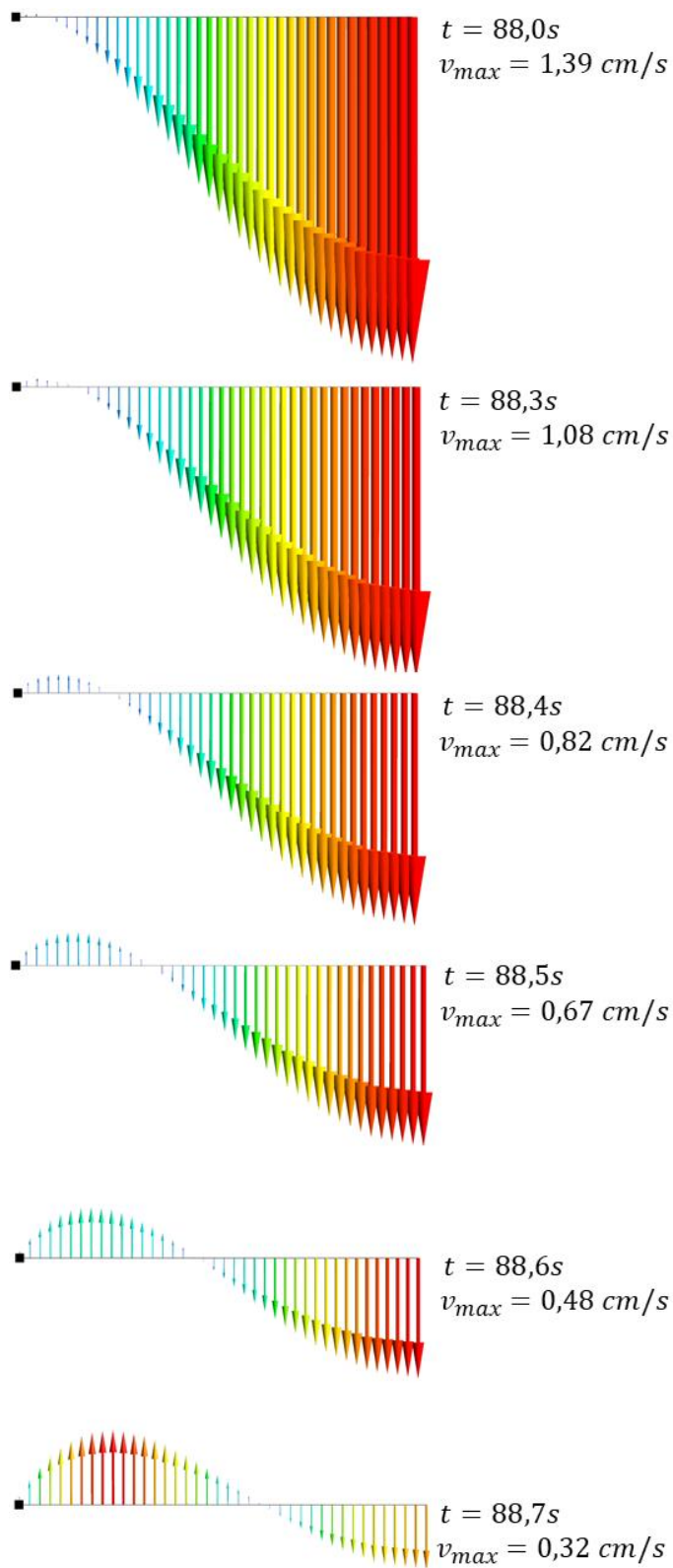
Figura 53 – Representação da localização da linha de captura para velocidade.



Fonte: Autor

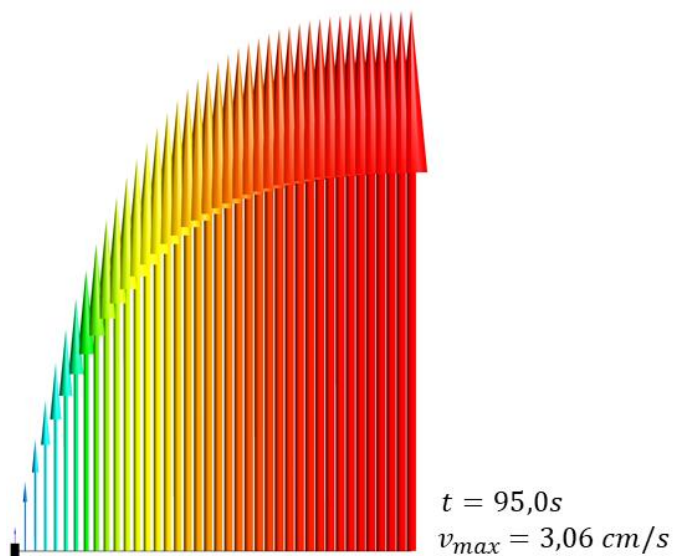
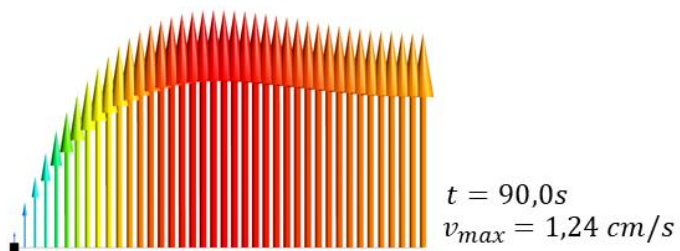
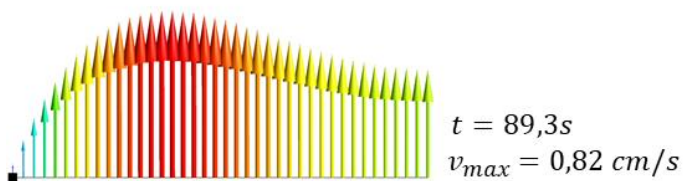
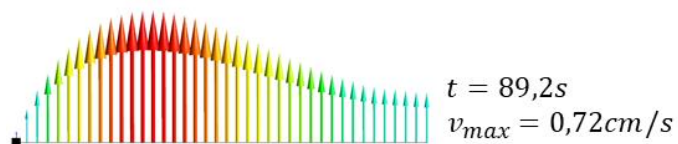
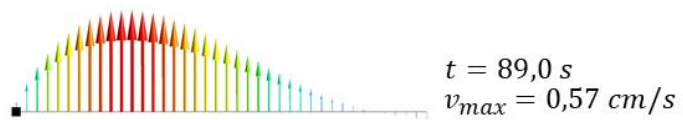
Desta maneira é possível ilustrar pela Figura 54 os vetores de velocidade na componente z entre os instantes de 88,0 segundos até 95,0 segundos.

Figura 54 – Vetores ilustrativos para inversão do escoamento: Parte 1



Fonte: Autor

Figura 55 - Vetores ilustrativos para inversão do escoamento: Parte 2



Fonte: Autor

Na Figura 54 é possível observar os vetores de velocidade da convecção forçada sendo gradualmente diminuídos a partir da parede aquecida. Os pequenos vetores em sentido ascendente representam o início da convecção natural e conseqüentemente acarretam na diminuição da convecção forçada descendente. Após os 89,0 segundos, já é possível observar uma predominância nos vetores da convecção natural até seu completo desenvolvimento aos 95,0 segundos pela Figura 55.

Um fato interessante seria que mesmo após a estabilidade dos vetores, não foi verificado uma mudança no perfil de velocidades de 95 segundos até os 200 segundos calculados, apenas uma mudança no módulo do vetor. Era esperado encontrar o perfil padrão da convecção natural conforme ilustrado pela Figura 1, ou seja, uma queda da velocidade conforme o perfil se distancia da parede aquecida. Este fato se deve a espessura diminuta do canal de escoamento, que impede o completo desenvolvimento da camada limite, comprovando o comportamento ilustrado pela Figura 2.

Também é importante ressaltar que, este comportamento foi verificado em diversas regiões da placa combustível, e observou-se um comportamento análogo ao mencionado. O que evidencia que a inversão do escoamento ocorre de maneira homogênea e praticamente no mesmo instante para toda a placa. Logo, este não é um processo que ocorre da região inferior para superior, e sim, ao longo de todo volume do canal central, no mesmo instante.

5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA PESQUISAS FUTURAS

5.1 Conclusões

Foi realizado um estudo numérico para um acidente tipo perda lenta de vazão no reator IEA-R1, localizado no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN). Um modelo matemático tridimensional foi desenvolvido para estudo da mudança de regime de escoamento, da convecção forçada descendente para convecção natural ascendente. O modelo apresentou resultados inéditos frente aos trabalhos já reportados na literatura, entre eles como estimar condições de contorno mais realistas para curva de perda de vazão em massa no elemento

combustível e em como realizar o balanço térmico para um canal específico dentro de um elemento combustível.

O modelo numérico foi analisado em regime permanente e transitório, utilizando em ambos os casos o software comercial ANSYS CFX[®] e seus módulos atrelados

A discretização espacial e temporal foram rigidamente analisadas por técnicas recomendadas na literatura, para correta captura dos efeitos desejados utilizando o mínimo tempo computacional frente a precisão estabelecida.

O modelo de turbulência adotado foi o $k - \omega$ devida a excelente capacidade em prever efeitos próximo a parede, justamente por não haver o uso da lei logarítmica de parede, visto que todo domínio fluido e efeitos apresentados ocorrem numa espessura de 1,445 milímetros, ou seja, devido ao domínio computacional se tratar de um micro canal, o que impede o pleno desenvolvimento da camada limite hidrodinâmica, este modelo é o mais adequado. Os resultados obtidos foram confrontados aos resultados experimentais já disponíveis antes da realização desta dissertação e foi possível observar a capacidade de prever os efeitos turbulentos com uso da modelagem tridimensional.

Na literatura é possível encontrar o estudo de HAINOUN et al., 2014, onde diversas análises unidimensionais foram feitas com códigos (RELAP, CATHARE E MERSAT) utilizando a mesma base experimental apresentada nesta dissertação para comparação. Os resultados apresentados apresentam desvio da ordem de 7,2°C (ou aproximadamente 20%), e para algumas análises, desvios da ordem de 10°C, enquanto o modelo desenvolvido neste trabalho apresentou desvio máximo de 3,4°C (ou 8,1%), o que mostra uma redução de aproximadamente 47% nos desvios de temperatura para todo período simulado.

Além disso, é nítido que entre as análises apresentadas nos resultados de HAINOUN et al., 2014 não representam uma solução compatível com os efeitos físicos observados pelos dados experimentais, o que não é observado nos resultados desta dissertação. Isto evidencia que o uso da dinâmica dos fluidos computacional proporciona uma vantagem frente ao uso de correlações empíricas utilizadas nos códigos unidimensionais.

Destaca-se também que o uso da dinâmica dos fluidos computacional permite uma melhor visualização dos efeitos no domínio simulado, o que proporcionou a visualização de

como ocorre a inversão do escoamento no canal de refrigeração com a disponibilidade de todas as variáveis em qualquer ponto do domínio.

Portanto, conclui-se que o uso do código comercial ANSYS CFX[®] é pertinente e confiável para análise de acidentes tipo perda lenta de vazão, devido à grande similaridade quantitativa e qualitativa dos dados avaliados neste trabalho, constituindo-se em uma excelente ferramenta para futuras análises em outros tipos de reatores.

5.2 Sugestões para pesquisas futuras

Com a experiência adquirida durante o desenvolvimento deste trabalho em relação aos fenômenos encontrados no reator IEA-R1, sugere-se como continuidade para pesquisas futuras:

- i. Uma análise da curva de perda de carga para cada componente do núcleo do reator IEA-R1 e a devida modelagem do conjunto placa matriz, cone de redução e válvula de convecção, possibilitando assim, a correta predição da perda de vazão em massa em cada elemento combustível com a abertura da válvula de convecção.
- ii. Elaborar a mesma análise acima citada considerando a geração interna de calor, possibilitando mapear a temperatura de entrada da água nos elementos combustíveis no momento da inversão.
- iii. Realizar a mesma análise numérica apresentada nesta dissertação para três faixas distintas de calor de decaimento, mapeando a influência do erro induzido pela curva do calor de decaimento.
- iv. O mesmo estudo pode ser replicado para os canais laterais, assim como pode ser investigado como este fenômeno ocorre no canal de escoamento entre os elementos combustíveis.
- v. Quantificar o incremento na perda de carga considerando a influência da inserção dos três termopares no canal central e corrigir o perfil de distribuição de vazão para atingir melhores resultados.

REFERÊNCIAS

- AIAA. Guide for the Verification and Validation of Computational Fluid Dynamics Simulations. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, v. AIAA-G-077, 1998.
- AL-YAHIA, O. S. et al. Transient thermal hydraulic analysis of the IAEA 10MW MTR reactor during Loss of Flow Accident to investigate the flow inversion. **Annals of Nuclear Energy**, v. 62, p. 144–152, dez. 2013.
- AMES, C. et al. **IAEA's Research Reactor Database (RRDB)**. Disponível em: <<https://nucleus.iaea.org/RRDB/RR/ReactorSearch.aspx?rf=1>>.
- ANDRADE, D. A. DE et al. Simulação e Análise do Fenômeno de Circulação Natural Monofásica e Bifásica no Circuito Experimental Instalado na Engenharia Química POLI – USP, com o Código RELAP5. **2005 International Nuclear Atlantic Conference - INAC**, v. 1, n. 1, p. 7, 2005.
- ANGELO, G. et al. A three-dimensional thermal and fluid dynamics analysis of a gas cooled subcritical fast reactor driven by a D-T fusion neutron source. **Annals of Nuclear Energy**, v. 38, n. 12, p. 2734–2741, 2011.
- ANGELO, G. et al. A numerical and three-dimensional analysis of steady state rectangular natural circulation loop. **Nuclear Engineering and Design**, v. 244, p. 61–72, 2012.
- ANGELO, G. Análise Numérica da Dinâmica do escoamento em Circuitos de Circulação Natural. **Ipen**, p. 182, 2013.
- ANS. Standard Decay Energy Release Rates Following Shut-down of Uranium-Fueled Thermal Reactors. v. ANSI, 1971.
- ANSYS-CFX®. **Solver Theory Guide**. 2012
- ANSYS. ANSYS Verification Manual. v. 10.0, 2005.
- ASME. Guide for Verification and Validation in Computational Solid Mechanics. **American Society of Mechanical Engineers**, v. ASME V&V 1, 2006.
- AYAD, A. F.; ABDALLA, H. M.; EL-AZM ALY, A. A. Effect of semi-open impeller side

clearance on the centrifugal pump performance using CFD. **Aerospace Science and Technology**, v. 47, p. 247–255, 2015.

BHATTI, M. S.; SHAH, R. K. **Turbulent and transition flow convective heat transfer in ducts**. Handbook o ed. [s.l.] Wiley Interscience, 1987.

BOUSBIA-SALAH, A.; HAMIDOUCHE, T. Analysis of the IAEA research reactor benchmark problem by the RETRAC-PC code. **Nuclear Engineering and Design**, v. 235, n. 6, p. 661–674, 2005.

ÇENGEL, Y. A.; GHAJAR, A. J. **Transferência de Calor e Massa**. 4th. ed. [s.l.] McGrawHill, 2012.

CHATZIDAKIS, S. et al. A comparative assessment of independent thermal-hydraulic models for research reactors: The RSG-GAS case. **Nuclear Engineering and Design**, v. 268, n. 35, p. 77–86, 2014.

CLEVELAND, J. et al. **Natural circulation in water cooled nuclear power plants** **International Atomic Energy Agency**. Disponível em: <http://www.ewp.rpi.edu/hartford/~ernesto/Su2012/EP/MaterialsforStudents/Wilcox/NaturalCirculationinWaterCooledNuclearPowerPlants.docx>.

CONTI, T. D. N. et al. Study of the Natural Circulation Phenomenon for Nuclear Reactors. **Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN / CNEN - SP)**, v. 396, n. 2011, p. 391–396, 2011.

CORPORATION, N. I. **LabView Manual** Austin, Texas, 2001.

DOMINGUEZ-ONTIVEROS, E. E.; HASSAN, Y. A. Non-intrusive experimental investigation of flow behavior inside a 5×5 rod bundle with spacer grids using PIV and MIR. **Nuclear Engineering and Design**, v. 239, n. 5, p. 888–898, maio 2009.

EL-MORSHEDY, S. E.-D. Prediction, analysis and solution of the flow inversion phenomenon in a typical MTR-reactor with upward core cooling. **Nuclear Engineering and Design**, v. 241, n. 1, p. 226–235, 2011.

EL-MORSHEDY, S. E. D. Thermal-hydraulic modeling and analysis of a tank in pool reactor

for normal operation and loss of flow transient. **Progress in Nuclear Energy**, v. 61, p. 78–87, 2012.

WHITE, F.M. **Viscous Flow** (1991)

FREIRE, A. P. S.; ILHA, A.; COLA, M. J. **Turbulência**. [2016].

GEORGE, W. K. Lectures in Turbulence for the 21st Century. **Website**, n. January, 2013.

HAINOUN, A. et al. International benchmark study of advanced thermal hydraulic safety analysis codes against measurements on IEA-R1 research reactor. **Nuclear Engineering and Design**, v. 280, p. 233–250, dez. 2014.

HAINOUN, A.; GHAZI, N.; ABDUL-MOAIZ, B. M. Safety analysis of the IAEA reference research reactor during loss of flow accident using the code MERSAT. **Nuclear Engineering and Design**, v. 240, n. 5, p. 1132–1138, 2010.

HAINOUN, A.; GHAZI, N.; ALHABIT, F. Simulation of LOFA and RIA for the IEA-R1 research reactor using the code MERSAT. **Annals of Nuclear Energy**, v. 35, n. 11, p. 2093–2104, 2008.

HAINOUN, A.; GHAZI, N.; MANSOUR ABDUL-MOAIZ, B. Safety analysis of the reference research reactor MTR during reactivity insertion accident using the code MERSAT. **Annals of Nuclear Energy**, v. 37, n. 6, p. 853–860, 2010.

HAINOUN, A.; HICKEN, E.; WOLTERS, J. Modelling of void formation in the subcooled boiling regime in the ATHLET code to simulate flow instability for research reactors. **Nuclear Engineering and Design**, v. 167, n. 2, p. 175–191, 1996.

HAINOUN, A.; SCHAFFRATH, A. Simulation of subcooled flow instability for high flux research reactors using the extended code ATHLET. **Nuclear Engineering and Design**, v. 207, n. 2, p. 163–180, 2001.

HAMIDOUCHE, T. et al. Dynamic calculations of the IAEA safety MTR research reactor Benchmark problem using RELAP5/3.2 code. **Annals of Nuclear Energy**, v. 31, n. 12, p. 1385–1402, 2004.

HEO, Y. G. et al. CFD study on aerodynamic power output of a 110 kW building augmented

wind turbine. **Energy and Buildings**, v. 129, p. 162–173, 2016.

HIRANO, M.; SUDO, Y. Analytical study on thermal-hydraulic behavior of transient from forced circulation to natural circulation in JRR-3. **Journal of Nuclear Science and Technology**, v. 23, n. 4, p. 352–368, 1986.

IAEA-TECDOC-233. Research Reactor Core Conversion from the use of Highly Enriched Uranium to the use of Low Enriched Uranium Fuels Guidebook. 1980.

IAEA TECHNICAL REPORTS SERIES NO. 480. **IAEA Research Reactor Benchmarking Database: Facility Specification and Experimental Data** Vienna, Austria, 2015. Disponível em: <<https://www.iaea.org/publications/10578/research-reactor-benchmarking-database-facility-specification-and-experimental-data>>

INCROPERA, F. P. et al. **Fundamentals of Heat and Mass Transfer**. [s.l: s.n.].

INGERSOLL, D. T. Deliberately small reactors and the second nuclear era. **Progress in Nuclear Energy**, v. 51, n. 4–5, p. 589–603, 1 maio 2009.

KIM, S. G. et al. CFD investigation of a centrifugal compressor derived from pump technology for supercritical carbon dioxide as a working fluid. **Journal of Supercritical Fluids**, v. 86, p. 160–171, 2014.

MAXIMO TORRES, W. et al. Distribuição de vazão no núcleo do reator de pesquisas IEA-R1. **XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica**, v. 16, p. 410–714, 2001.

MAXIMO TORRES, W. et al. Desenvolvimento e utilização de elementos instrumentados e sistemas de inspeção visual para reatores nucleares de pesquisa. **II Congresso Nacional De Engenharia Mecânica**, 2002.

MÜLLER, I.; MÜLLER, W. H. **Fundamentals of thermodynamics and applications: With historical annotations and many citations from Avogadro to Zermelo** **Fundamentals of Thermodynamics and Applications: With Historical Annotations and Many Citations from Avogadro to Zermelo**, 2009.

OBERKAMPF, W. L.; TRUCANO, T. G. Verification and validation benchmarks. **Nuclear Engineering and Design**, v. 238, n. 3, p. 716–743, 2008.

RAS. Capítulo 5 - Relatório de Segurança IEA-R1. **Sistema de Resfriamento do Reator e Sistemas Conectados**, v. Relatório, n. CRPq, p. 1–54, 1998a.

RAS. Capítulo 6 - Relatório de Segurança IEA-R1. **Reator**, v. Relatório, n. CRPq, p. 1–71, 1998b.

SABUNDJIAN, G. et al. Análise Teórico E Experimental Do Fenômeno De Circulação Natural. **EBECEM 2008 - 1º Encontro Brasileiro sobre Ebulição, Condensação e Escoamento Multifásico Líquido-Gás**, p. 1–7, 2008.

SALAMA, A. CFD investigation of flow inversion in typical MTR research reactor undergoing thermal–hydraulic transients. **Annals of Nuclear Energy**, v. 38, n. 7, p. 1578–1592, jul. 2011.

SALAMA, A. CFD analysis of fast loss of flow accident in typical MTR reactor undergoing partial and full blockage: The average channel scenario. **Progress in Nuclear Energy**, v. 60, p. 1–13, 2012.

SALAMA, A.; EL-MORSHEDY, S. E. D. CFD simulation of the IAEA 10 MW generic MTR reactor under loss of flow transient. **Annals of Nuclear Energy**, v. 38, n. 2–3, p. 564–577, 2011.

SALAMA, A.; EL-MORSHEDY, S. E. D. CFD simulation of flow blockage through a coolant channel of a typical material testing reactor core. **Annals of Nuclear Energy**, v. 41, p. 26–39, 2012a.

SALAMA, A.; EL-MORSHEDY, S. E. D. CFD analysis of flow blockage in MTR coolant channel under loss-of-flow transient: Hot channel scenario. **Progress in Nuclear Energy**, v. 55, p. 78–92, 2012b.

SABUDJIAN, G. et al. Comparison Between Experimental Data and Numerical Modeling for the Natural Circulation Phenomenon. **J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng.**, v. XXXIII, p. 227–232, 2011.

SCURO, N. L. et al. A CFD analysis of the flow dynamics of a directly-operated safety relief valve. **Nuclear Engineering and Design**, v. 328, n. January, p. 321–332, 2018.

STERN, F. V. et al. Comprehensive Approach to Verification and Validation of CFD Simulations—Part 1: Methodology and Procedures. **International Journal of Offshore and Polar Engineering**, v. 18, n. 2, p. 120–126, 2008.

TAESUNG, H.; GARLAND, W. J. Hydraulic study of turbulent flow in MTR-type nuclear fuel assembly. **Nuclear Engineering and Design**, v. 236, n. 9, p. 975–984, 2006.

TORRES, M. Y. P. E. U. D. A. DE A. W. M. Dimensionamento termo-hidráulico de um dispositivo de irradiação de mini-placas combustíveis para o reator IEA-R1. **Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN / CNEN - SP)**, 2002.

UMBEHAUN, P. E. **Desenvolvimento de um elemento combustível instrumentado para o reator de pesquisa IEA-R1**. Tese de Doutorado - Tecnologia Nuclear (Reatores), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN), 2016.

WAGNER, W. ; KRETZSCHMAR, H. J. IAPWS industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam. **International Steam Tables: Properties of Water and Steam Based on the Industrial Formulation IAPWS-IF97**, p. 7- 150., 2008.

WILCOX, D. C. Turbulence modeling for CFD. **DCW industries La Canada, CA**, v. 2, 1998.

WILSON, R. V. et al. Comprehensive Approach to Verification and Validation of CFD Simulations—Part 2: Application for Rans Simulation of a Cargo/Container Ship. **Journal of Fluids Engineering**, v. 123, n. 4, p. 803, 2001.

ZHI-QING, W. Study on Correction Coefficients of Laminar and Turbulent Entrance Region Effects in Round Pipes. **Applied Mathematical Mechanics**, p. p.433, 1982.

ZVIRIN, Y. A review of natural circulation loops in pressurized water reactors and other systems. **Nuclear Engineering and Design**, v. 67, n. 2, p. 203–225, 1 jan. 1982.

APÊNDICE A – VALIDAÇÃO DA PERDA DE CARGA NO CANAL DE ESCOAMENTO

Neste apêndice é apresentado o modelo de um canal de escoamento do elemento combustível do reator IEA-R1 sem geração de calor e é imposto diversos valores para vazão em massa para leitura da diferença de pressão estática no canal. Os valores são confrontados com experimentos realizados por (TAESUNG; GARLAND, 2006) com o intuito de analisar quão próximo o modelo matemático é capaz de estimar a perda de carga no canal.

Geometria:

A geometria do modelo numérico é baseado no canal de escoamento descrito na Figura 30. O canal possui 67,4 milímetros de largura, 2,89 milímetros de espessura e 625 milímetros de comprimento.

Malha Volumétrica:

A malha do domínio fluido foi construída com os mesmos parâmetros geométricos da Malha N° 6 descrita no item 3.5.2.

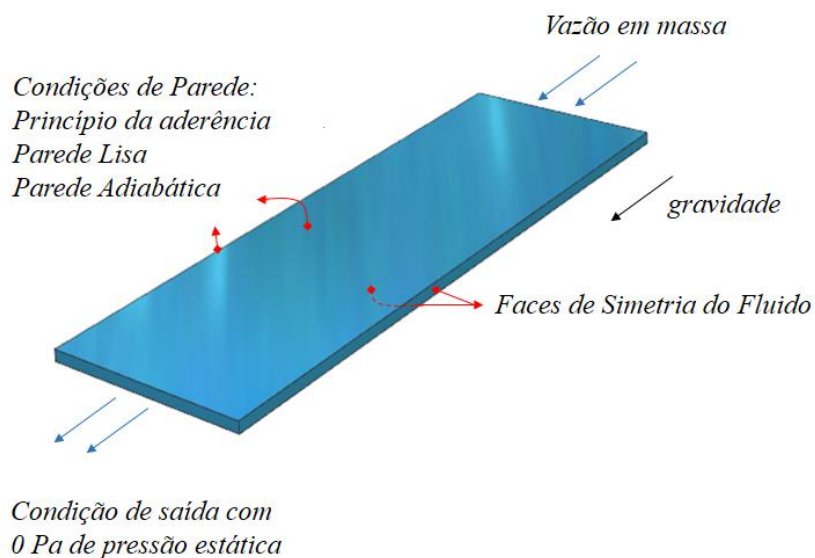
Condições de Contorno:

Para uma análise puramente hidráulica, oito análises foram feitas utilizando oito valores distintos para vazão em massa na região superior do canal (Tabela 7), sendo este liberado para um ambiente externo de pressão estática nula. A condição de dupla simetria é utilizada e as faces de parede levam em consideração o princípio da aderência, parede lisa (que é coerente devido o modelo experimental ser confeccionado em acrílico), parede adiabática, modelo de turbulência $k - \omega$ padrão. Uma representação das condições de contorno na geometria é ilustrada pela Figura 56.

Tendo em vista que a geometria do canal de escoamento experimental de (TAESUNG; GARLAND, 2006) possui as mesmas dimensões do canal de escoamento de um EC do IEA-R1, e que as medidas apresentadas experimentalmente são uma média das condições de todos os canais, a vazão utilizada na análise numérica é uma média da vazão imposta no elemento combustível. Assim, a partir dos oito valores de vazão em massa testados são obtidos os valores a serem simulados.

Figura 56 – Ilustração das condições de contorno utilizada para validação da malha volumétrica.

Pressão Hidrostática Média: 101325 Pa
Condição isotérmica de 30°C



Fonte: Autor

Tabela 7 – Valores de vazão em massa simulados de acordo com vazão em massa experimental.

	Vazão Exp. <i>Dummy</i> [kg/s]	Vazão CFX [kg/s]
Teste 1	1,5	0,022059
Teste 2	2,0	0,029412
Teste 3	2,5	0,036765
Teste 4	3,0	0,044118
Teste 5	3,5	0,051471
Teste 6	4,0	0,058824
Teste 7	4,5	0,066176
Teste 8	5,0	0,073529

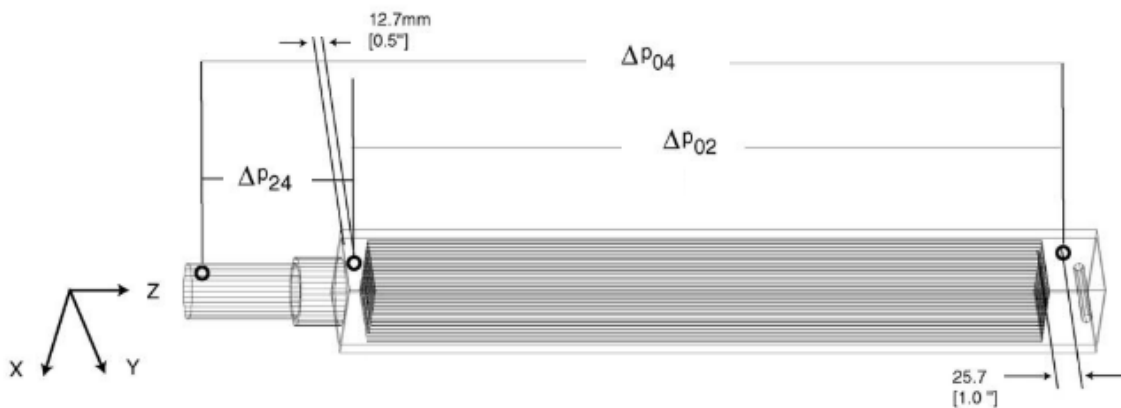
Fonte: Autor

Os mesmos critérios de solução e convergência numérica foram os mesmos apresentados no item 3.11

Procedimento experimental:

No estudo de TAESUNG; GARLAND, 2006, os valores de vazão em massa apresentados na Tabela 7 são impostos e calibrados com o auxílio de uma placa de orifício conectada a um Transdutor e Transmissor de Pressão da *Rosemount Inc.* em um elemento combustível *dummy* instrumentado em acrílico (Figura 57). Outros dois Transmissores de pressão foram instalados para leitura da diferença de pressão nos canais ($\Delta P_{02} - 663,4mm$) e no bocal de saída ($\Delta P_{24} - 171,45mm$) e assim conseqüentemente o valor da perda de carga total no elemento ($\Delta P_{04} - 834,85mm$). Com isso, os sinais elétricos dos transmissores de pressão foram convertidos para valores de pressão.

Figura 57 – Tomadas de pressão no elemento *dummy* em acrílico de [53].

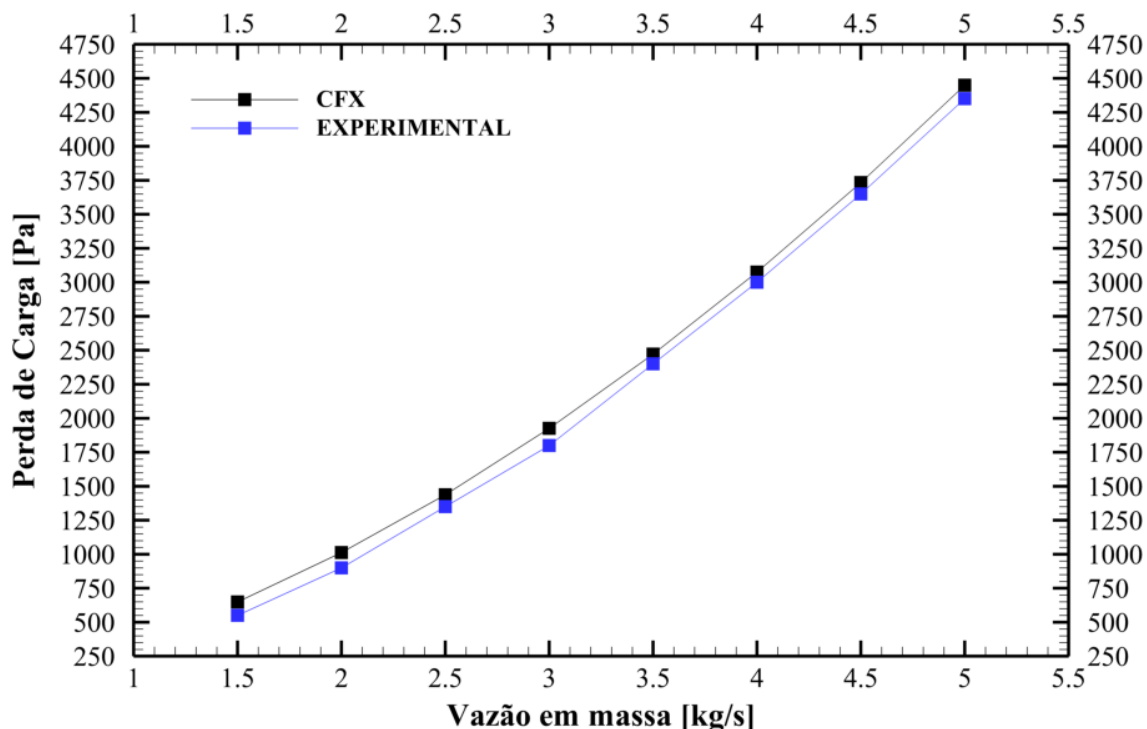


Fonte: Autor, adaptado de “(TAESUNG; GARLAND, 2006)”

Resultados:

A Figura 58 ilustra a comparação dos resultados da perda de carga numérica com a perda de carga experimental para cada valor de vazão em massa.

Figura 58 – Comparação da perda de carga experimental e numérica.



Fonte: Autor

Pode-se julgar que a perda de carga numérica foi bastante próxima da perda de carga média medida experimentalmente por TAESUNG; GARLAND, 2006. Uma diferença média de praticamente 100 Pascal foi observado para todos os pontos simulados, além do fato que o modelo numérico se mostrou mais conservador que o modelo experimental.

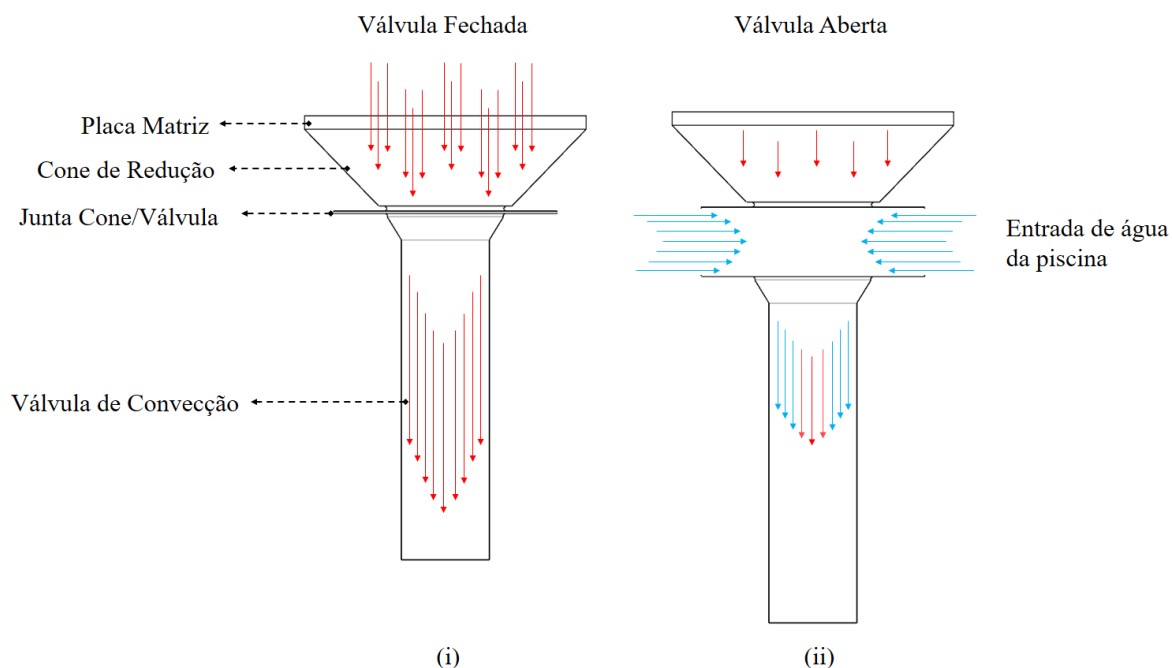
Portanto, apesar da perda de carga numérica se mostrar conservadora quando comparada ao experimento, há o fato de que a medida experimental representa um valor médio de todas as diferenças de pressão dos canais. Além disso, há de se considerar que o comprimento entre as medidas de pressão experimentais é 38,4 milímetros maior que a numérica e há presença de diversos efeitos tridimensionais suprimidos na análise numérica. Apesar disso, os resultados são condizentes e habilitam o uso da malha N°6 (item 3.5.2) nas demais simulações utilizadas nesta dissertação.

APÊNDICE B – CÁLCULO DA PERDA DE CARGA NO ECI DEVIDO A ABERTURA DA VÁLVULA DE CONVECÇÃO NATURAL

Este apêndice será responsável em explicar como foi estimada a curva de perda de vazão em massa no elemento combustível instrumentado a partir do momento em que a válvula de convecção é aberta. Possibilitando assim, a determinação da curva de pressão total a ser utilizado como condição de contorno na análise transiente desta dissertação.

Assim como explicado no item 2.6, a curva de desligamento da bomba é constante para um mesmo circuito de operação, porém, com a abertura da válvula de convecção (Figura 59), a vazão nos elementos combustíveis decresce de maneira mais acentuada que a vazão do primário.

Figura 59 – Ilustração de desvio da vazão com a abertura da válvula de convecção

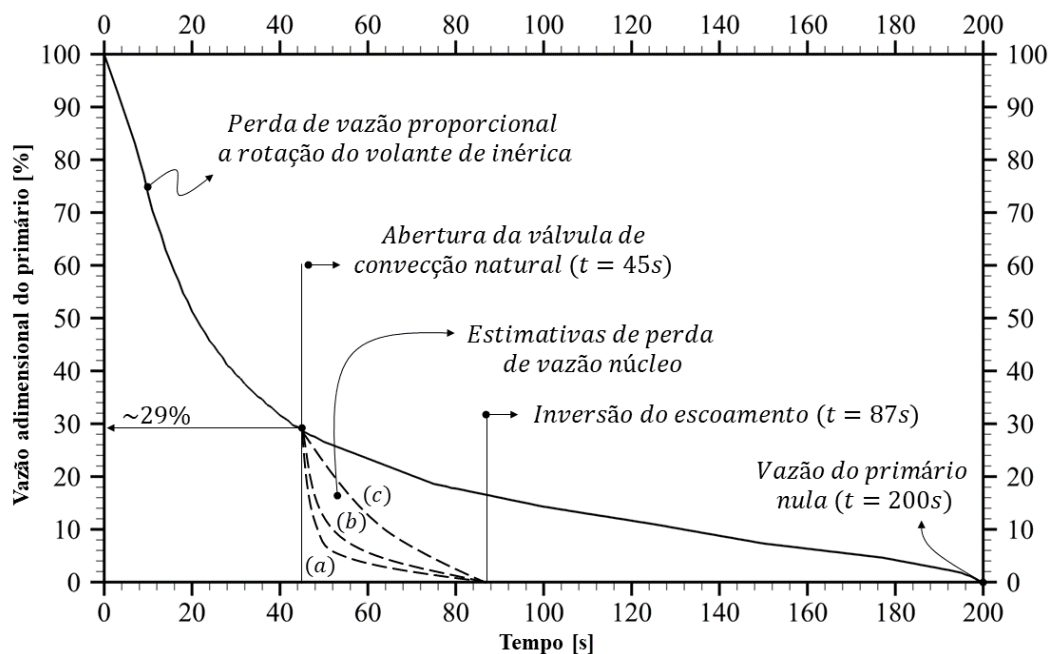


Fonte: Autor

No estudo de Hainoun, diversos grupos utilizaram de diferentes estimativas para este comportamento, o que pode estar diretamente relacionado com os resultados finais das análises, visto que é neste período que se determina o momento exato da inversão de escoamento. Para

melhor ilustrar algumas possibilidades que permitiram o processo, a Figura 60 ilustra o transiente.

Figura 60 - Transiente da vazão do primário e núcleo do reator após desligamento da bomba.



Fonte: Autor

Na Figura 60 é ilustrado a curva da perda de vazão na tubulação do primário, onde, ao atingir aproximadamente 29% da sua vazão nominal, a válvula de convecção natural cai por gravidade (ou seja, abre o circuito). Com a abertura da válvula, a água que entra na tubulação do primário vem em sua maioria diretamente da piscina e uma pequena parcela, água aquecida do núcleo. Porém, devido a perda de carga da tubulação do primário em relação a piscina é muito menor que da tubulação até o topo do núcleo, a vazão nos elementos combustíveis cai mais rapidamente.

Pelos perfis de temperatura observados no item (x,y e z) é possível afirmar que aos 87 segundos a inversão ocorre, logo, aqui será admitido que a vazão descendente é nula visto o início do escoamento ascendente.

Para estimar o comportamento da queda de vazão no núcleo (ou nos elementos) foi utilizado o cálculo através do balanço térmico no canal central do ECI, com base nas temperaturas experimentais (TF1 e TF14), assim a queda da quantidade de energia fornecida ao

fluido durante o regime permanente (6971W), visto que este se comporta na proporção da curva do calor de decaimento (Figura 14).

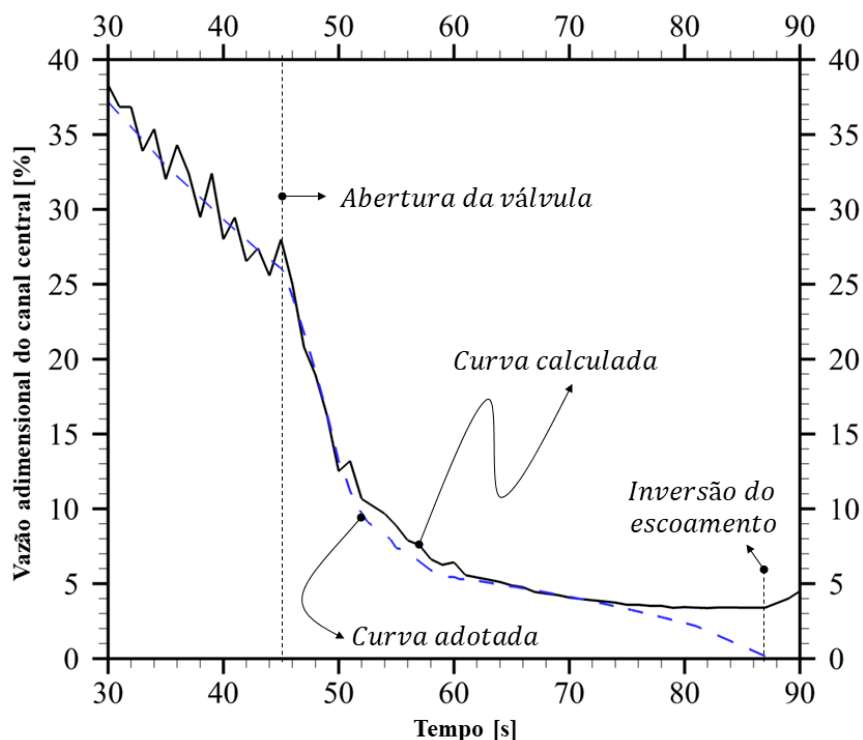
Assim, uma vez conhecido todas as diferenças de temperatura e calor para todos os instantes, pode-se estimar a vazão em massa no canal central através da Equação (38).

$$\dot{m}_{cc(t)} = \frac{q_{cc(t)}}{c_p \Delta T_{cc(t)}} \quad (38)$$

Sendo, \dot{m}_{cc} a vazão em massa no canal central $\left[\frac{kg}{s}\right]$, q o calor fornecido ao fluido $\left[\frac{W}{m^3}\right]$, c_p é o calor específico a pressão constante, determinado em $4180 \left[\frac{J}{kg \cdot ^\circ C}\right]$, ΔT a diferença de temperatura do fluido $[^\circ C]$, t o instante no tempo calculado [s].

Com isso, os resultados são apresentados na Figura 61, onde é possível observar a equivalência de proporção no momento da abertura da válvula de convecção, de 26% frente aos 29% da Figura 60. Após a abertura, a vazão cai a uma nova taxa até um mínimo, onde inicia a inversão em $t=88s$.

Figura 61 - Estimativa de cálculo para perda de vazão em massa no canal central após abertura da válvula de convecção.



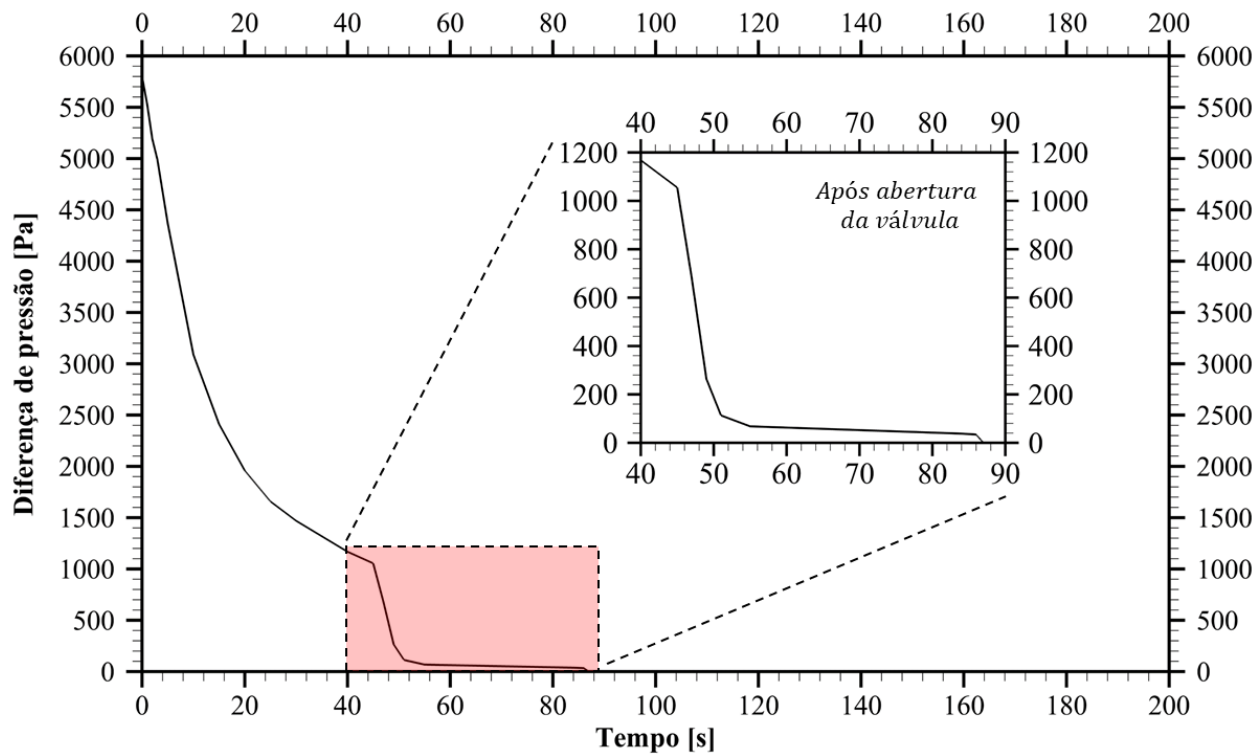
Fonte: Autor

Vale ressaltar que a vazão calculada não alcança o valor nulo, pois a inversão dura menos que um segundo e se trata de um processo simultâneo ao escoamento descendente, porém, para ilustração e construção de uma condição de contorno coesa, esta foi admitida como nula.

Por fim, devido a impossibilidade da utilização de condições de contorno em função da vazão em massa, pois ao alcançar a vazão numérica nula, a face correspondente se comportaria como uma parede, evitando assim, qualquer entrada e saída de fluido do domínio. Para tal, uma simulação transiente adicional foi realizada para transformar a curva de vazão em massa em perda de carga, para que assim, no momento da inversão tenhamos a pressão estática nula em ambas as faces de abertura do domínio, permitindo assim, a construção do modelo matemático.

O resultado para tal transformação é apresentado na Figura 62.

Figura 62 - Curva de queda de pressão no canal de escoamento central para todo transiente simulado.



Fonte: Autor

Com isso, as informações necessárias para construção das condições de contorno referentes a vazão em massa no canal central são satisfeitas.

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento, associada à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações.